

Prof. Dr. May-Britt Kallenrode

Fachbereich Physik

---

# Physik der Atmosphäre

Osnabrück, 15. Mai 2006

# Vorbemerkung

In der Vorlesung ‘Einführung in die Physik der Atmosphäre’ sollen Ihnen Grundlagen aus dem Bereich der Atmosphärenphysik und der Klimaforschung vermittelt werden. Da diese Vorlesung einen weiten Bereich Atmosphären-relevanter Themen abdeckt, können die einzelnen Themenfelder nur entsprechend kurz abgehandelt werden. Für ein vertiefendes Studium finden Sie am Ende eines jeden Kapitels

- eine ausführliche Literaturliste, die sowohl grundlegende Literatur (Lehrbücher) als auch Hinweise auf Artikel oder Webseiten zu eher aktuellen Themen in diesem Bereich enthält.
- eine Sammlung von Verständnisfragen, die Sie auch bei eher flüchtigem Studium des Themas beantworten können sollten.
- eine Sammlung von Aufgaben, die für eine vertiefte Beschäftigung mit dem Thema geeignet sind. Einige Aufgaben sind allerdings auch nur simple Abschätzungen.
- ein Vorschlag für ein Semesterabschlussprojekt.

Die Struktur der Vorlesung orientiert sich stark an den Problemfeldern im Zusammenhang mit der Atmosphäre.

- *Kap. 1 Grundbegriffe und Definitionen:* Schichten der Atmosphäre und die dort vorkommenden relevanten Phänomene, Zusammensetzung, Ausblick auf die folgenden Themen und deren Einordnung.
- *Kap. 2 Synoptische Meteorologie:* Wetterphänomene und ihre Beschreibung, Wolken, Zusammenhang zwischen Wetterphänomenen.
- *Kap. 3 Antrieb der Wettersysteme:* Verteilung der solaren Einstrahlung, globale Zirkulationssysteme, Polarfront und Zyklonogenese.
- *Kap. 4 Meteorologie und Klima:* Klima als Mittelwert meteorologischer Parameter, Klimazonen, Verschiebung von Wettermustern als Möglichkeit der Klimaveränderung?
- *Kap. 5 Klimamodelle:* Strahlungstransport als 0D-Modell, Energietransport als 1D-Modell, die Berücksichtigung der Konvektion im 1D-Modell, Transport latenter Wärme und damit auch Wolkenbildung, Treibhaus wirksame Spurengase und deren Stoffkreisläufe, Grundlagen der Klimamodellierung und einige Prognosen von Klimamodellen.
- *Kap. 6 Stratosphäre und Ozon:* eine Einführung in die Physik der Stratosphäre, insbesondere die Meridionalzirkulation und die Quasi-biennale Zirkulation, Ozon und die Ozonchemie sowie das Ozonloch.
- *Kap. 7 Mesosphäre:*
- *Kap. 8 Hochatmosphäre:*
- *Kap. 9 Vergleichende Atmosphären und Entwicklung einer Atmosphäre:*
- *Kap. 10 Klimavariabilität:*
- *Kap. 11 Solar–Terrestrische Beziehungen:*

Aus der Zahl der Kapitel wird bereits deutlich, dass wir auf jedes Themenfeld ziemlich genau eine Doppelstunde verwenden können. Einige Kapitel benötigen, insbesondere für die formalen Grundlagen, mehr Zeit. Das Skript weicht an dieser Stelle von der Vorlesung ab, in dem

die formalen Grundlagen hier ausführlicher behandelt werden, in der Vorlesung dagegen ein eher qualitativer Ansatz verwendet wird. Ich hoffe, dass dadurch den Wünschen unterschiedlicher Zuhörer im Hinblick auf Detailtiefe und formalen Anspruch Rechnung getragen werden kann.

Das Skript hat im Vergleich zu dem aktuell in der Vorlesung behandelten Stoff einen relativ großen Überhang an Material. Das liegt etwas daran, dass es sich um ein im Laufe der Jahre gewachsenes Skript handelt: einige Teile sind aus einer 10 Jahre zurück liegenden Vorlesung recyclet (keine Panik, die wesentlichen physikalischen Gesetze haben sich in der zeit nicht geändert), andere sind neu, insbesondere, wenn es um aktuelle Probleme und/oder Prognosen geht. Allerdings habe ich nicht überall die neuesten Zahlen raus gesucht; so weiß z.B. niemand, wie die Stoffkreisläufe der TWS quantitativ genau zu beschreiben sind. Daher finden sich in verschiedenen Veröffentlichungen auch unterschiedliche Zahlen. Lesen Sie die entsprechenden Abbildungen so, dass die Zahlen nicht bis ins letzte exakt sind sondern die Abschätzung einer Größenordnung ermöglichen sollen. Daher müssen die Zahlen aber auch nicht beliebig aktuell sein.

Das etwas übervolle Skript macht die Definition des für die Klausur/Prüfung relevanten Stoffs nicht unbedingt einfacher. Ich werde jedoch die aktuellen 'Vorlesungsmitschriften' jeweils nach der Veranstaltung in `stud.ip` stellen, so dass Sie eine Übersicht haben, was wirklich in der Vorlesung behandelt wurde.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Vertikale Struktur . . . . .	1
1.1.1	Die Troposphäre . . . . .	3
1.1.2	Die Stratosphäre . . . . .	4
1.1.3	Die Hochatmosphäre . . . . .	4
1.1.4	Homo- und Heterosphäre . . . . .	4
1.2	Zusammensetzung . . . . .	5
1.3	Relevante Phänomene der Atmosphäre . . . . .	6
1.3.1	Wetter . . . . .	6
1.3.2	Die globalen Umweltprobleme . . . . .	7
1.3.3	Solar–Terrestrische Beziehungen . . . . .	9
1.4	Klima und Klimaänderungen . . . . .	11
1.5	Zusammenfassung . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Synoptische Meteorologie</b>	<b>16</b>
2.1	Grundgrößen und ihre Messung . . . . .	16
2.1.1	Temperatur . . . . .	17
2.1.2	Feuchtemaße und Feuchtemessung . . . . .	18
2.1.3	Luftdruck . . . . .	19
2.1.4	Wolken . . . . .	20
2.2	Skalen atmosphärischer Prozesse . . . . .	22
2.3	Wettervorhersage: Druckgebilde und Fronten . . . . .	23
2.3.1	Stationskarte . . . . .	23
2.3.2	Höhenkarten . . . . .	26
2.3.3	Vorhersagekarte . . . . .	28
2.3.4	Fronten . . . . .	29
2.3.5	Typische Wetterlagen . . . . .	35
2.3.6	Besondere Wetterereignisse, Unwetterwarnungen . . . . .	41
2.4	Zusammenfassung . . . . .	43
2.4.1	Wenn der Hahn kräht auf dem Mist ... . . . .	44
<b>3</b>	<b>Antrieb der Wettersysteme</b>	<b>46</b>
3.1	Die Energiequelle: Sonne . . . . .	46
3.1.1	Die ruhige Sonne . . . . .	47
3.1.2	Die variable Sonne . . . . .	53
3.1.3	Zusammenfassung . . . . .	56
3.2	Die globale Verteilung der solaren Einstrahlung . . . . .	57
3.3	Atmosphärische Zirkulationssysteme . . . . .	59
3.3.1	Temperaturgefälle als Motor der Zirkulation . . . . .	60

3.3.2	Und sie dreht sich doch!	61
3.3.3	Zirkulation und Klimazonen	62
3.3.4	Ozeanische Zirkulation	64
3.3.5	Einschub: von Quietscheenten, Turnschuhen und Forschung	66
3.3.6	Telekonnektion: El Niño/Southern Oscillation ENSO	68
3.4	Rossby-Welle und Zyklognese	72
3.4.1	Rossby-Welle (Planetare Welle)	73
3.4.2	Zyklognese	74
3.4.3	Margules'sche Grenzflächenneigung	75
3.5	Zusammenfassung	80
3.5.1	NOA und heimatliches Wetter	82
<b>4</b>	<b>Meteorologie und Klima</b>	<b>84</b>
4.1	Grundlagen	84
4.1.1	Definition	84
4.1.2	Wetter, Witterung und Klima – detaillierte Abgrenzung	85
4.1.3	Klimadiagramm	87
4.1.4	Weitere Klimaparameter oder: ist ein Klimadiagramm ausreichend?	88
4.2	Klimatologische und meteorologische Größen	89
4.2.1	Klimatologische Daten 2005	90
4.2.2	Das Jahr mit der größten positiven Temperaturanomalie: 1994	91
4.2.3	Das Jahr mit der größten negativen Temperaturanomalie: 1879	92
4.2.4	Jahre mit getroffenem Jahresmittel der Temperatur	93
4.3	Klimaänderungen	99
4.3.1	Klimaextreme und Extremereignisse	100
4.3.2	Fingerabdruck-Methode	101
4.4	Zusammenfassung	102
4.4.1	Klimatologie verbessert	103
4.4.2	Nachweis von Klimaänderungen	103
4.4.3	Low Risk High Impact Problematik	104
<b>5</b>	<b>Klimamodelle</b>	<b>105</b>
5.1	Vorbemerkung Modellierung	106
5.2	Strahlungstransport als 0D-Modell	108
5.2.1	Physikalische Grundlagen: Strahlungsgesetze	108
5.2.2	Das Modell	113
5.2.3	Ergebnis und Diskussion	114
5.2.4	Treibhauseffekt als Strahlungsrecycling	114
5.3	Energietransport als 1D-Modell	116
5.3.1	Physikalische Grundlagen: Strahlungstransport	116
5.3.2	Das Modell	123
5.3.3	Ergebnis und Diskussion	125
5.4	Energietransport allgemeiner: 1D-Modell inkl. Konvektion	126
5.5	Transport latenter Wärme	128
5.5.1	Absinkende und aufsteigende Luft	128
5.5.2	Stabile und labile Schichtung	129
5.5.3	Atmosphärische Schichtung und Schornsteine	130
5.5.4	Die atmosphärische Schichtung bei Sonnenuntergang	130
5.5.5	Aufstieg eines feuchten Luftpaketes	132
5.5.6	Absolute Stabilität und konditionelle Instabilität	133
5.5.7	Stabile Instabilitäten und instabile Stabilitäten	135
5.5.8	Erzwungene Konvektion	135
5.5.9	Einschub: Stadtmeteorologie	136
5.6	Zusammenfassung: Energietransport in der Atmosphäre	139
5.7	Treibhauswirksame Spurengase	142

5.7.1	Einträge von Fremdstoffen in die Atmosphäre . . . . .	142
5.7.2	Treibhauswirksame Spurengase . . . . .	153
5.7.3	Stoffkreisläufe einiger TWS . . . . .	158
5.7.4	TWS im Vergleich - der Strahlungsantrieb . . . . .	168
5.8	Aerosole . . . . .	169
5.8.1	Aerosol-Quellen und -Kreislauf . . . . .	169
5.8.2	Aerosole in der Troposphäre . . . . .	171
5.8.3	Aerosole in der Stratosphäre . . . . .	173
5.8.4	Aerosole und Strahlungstransport . . . . .	175
5.8.5	Aerosole als Kondensationskeime . . . . .	178
5.8.6	Einfluss der Aerosole auf die Chemie der Atmosphäre . . . . .	181
5.9	Gekoppelte Ozean-Atmosphäre Modelle . . . . .	181
5.9.1	Die einzelnen Module . . . . .	182
5.9.2	Die Skalen . . . . .	183
5.9.3	Klimanachsage und Einschwingverhalten . . . . .	184
5.9.4	Methodik . . . . .	186
5.9.5	Ergebnisse CO <sub>2</sub> -Verdopplung . . . . .	189
5.9.6	Ergebnisse transiente Simulation . . . . .	199
5.9.7	Exkurs: Die Rolle der Wolken . . . . .	208
5.9.8	Sehen wir schon was: das Messproblem Wärmeinsel Stadt . . . . .	210
5.9.9	Sehen wir schon was? . . . . .	213
5.10	Zusammenfassung . . . . .	217
5.10.1	Wie funktioniert so ein Klimamodell? . . . . .	220
5.10.2	Wissenschaft verkaufen . . . . .	221
5.10.3	Strahlungstransport numerisch . . . . .	221
5.10.4	Ein einfaches Klimamodell . . . . .	221
5.10.5	CO <sub>2</sub> -Reduktion spieltheoretisch . . . . .	222
<b>6</b>	<b>Stratosphäre und Ozon</b> . . . . .	<b>223</b>
6.1	Eigenschaften der Stratosphäre . . . . .	223
6.1.1	Zusammensetzung . . . . .	224
6.1.2	Temperaturen . . . . .	224
6.1.3	Meridionalzirkulation . . . . .	226
6.1.4	QBO . . . . .	227
6.2	Ozon und Ozonchemie . . . . .	229
6.2.1	Ozon . . . . .	230
6.2.2	Ozonchemie . . . . .	232
6.2.3	Stratosphärisches Ozon: Ozonschicht . . . . .	234
6.2.4	Das Ozonloch . . . . .	245
6.2.5	Troposphärisches Ozon: Sommersmog . . . . .	252
6.2.6	Zusammenfassung Stratosphärisches Ozon . . . . .	257
6.2.7	Das Hydroxyl-Radikal . . . . .	258
6.3	Zusammenfassung . . . . .	259
<b>7</b>	<b>Mesosphäre</b> . . . . .	<b>261</b>
7.1	Allgemeines . . . . .	261
7.2	Nachleuchtende Wolken . . . . .	262
7.2.1	NLCs und Klimaänderungen . . . . .	264
7.3	Polar Mesosphere Summer Echos (PSMEs) . . . . .	266
7.4	Zusammenfassung . . . . .	267

<b>8</b>	<b>Hochatmosphäre</b>	<b>268</b>
8.1	Neutrale Hochatmosphäre	268
8.1.1	Allgemeine Merkmale der Hochatmosphäre	268
8.1.2	Entmischung der Komponenten	270
8.1.3	Temperaturverlauf der Hochatmosphäre	271
8.1.4	Entweichen von Teilchen: die Exosphäre	278
8.1.5	Satellitenabbremung und Temperaturmessung	282
8.1.6	Hochatmosphäre und Klima	287
8.2	Ionospäre	290
8.2.1	Grundlegendes und Geschichte	290
8.2.2	Photochemie der Ionosphäre	291
8.2.3	Theorie der Schichtbildung – Chapman-Profil	294
8.2.4	Zeitliche Variationen	301
8.2.5	Wechselwirkung geladene und neutrale Komponente	302
8.2.6	Winde, Ströme, Irregularitäten und Wellen	303
8.2.7	Ausbreitung von Radiowellen	304
8.3	Und noch höher hinaus? – Die Magnetosphäre	305
8.4	Zusammenfassung	309
<b>9</b>	<b>Atmosphären im Sonnensystem: ein Vergleich</b>	<b>312</b>
9.1	Eine kurze Reise durch das Sonnensystem	312
9.2	Die Atmosphären der inneren Planeten im Vergleich	315
9.2.1	Venus	316
9.2.2	Mars	323
9.2.3	Zusammenfassung planetare Atmosphären	325
9.3	‘Spezielle’ Atmosphären: Monde der äußeren Planeten	325
9.3.1	Io	325
9.3.2	Titan	326
9.4	Atmosphärenentwicklung	327
9.4.1	Entstehung des Sonnensystems	327
9.4.2	Vom Proto-Planeten zur Atmosphäre	329
9.4.3	Sauerstoff in der Erdatmosphäre als Sonderfall	332
9.5	Zusammenfassung	334
<b>10</b>	<b>Klimavariabilität</b>	<b>336</b>
10.1	Prolog	336
10.2	Messmethoden	339
10.3	Klima der vergangenen 100 Jahre	343
10.4	Klimaschwankungen der letzten 400 Jahre	347
10.5	Klimaschwankungen der letzten n000 Jahre ( $n \leq 20$ )	348
10.6	Eis- und Warmzeiten	353
10.7	Ursachen für Klimaschwankungen	355
10.7.1	Gilliland-Hypothese (Sonnenoszillationshypothese)	356
10.7.2	Milankovich-Theorie (Orbitalhypothese)	357
10.8	‘Prognose’	359
10.9	Klimaänderungen auf dem Mars	360
10.10	Exkurs: Gletscher	361
10.10.1	Gletscher global	362
10.10.2	Wie funktioniert eigentlich ein Gletscher?	362
10.10.3	Fallbeispiele	363
10.11	Zusammenfassung	367
10.11.1	Eisbohrkerne als Klimaarchiv	369
10.11.2	Wenn der Abfluss mal verstopft ist ...	369
10.11.3	Milankovich–Theorie	370

<b>11 Solar–Terrestrische Beziehung</b>	<b>371</b>
11.1 Änderung der Solarkonstanten	371
11.2 Dauer des Solarzyklus	376
11.2.1 Beobachtung	376
11.2.2 Erklärungsversuch	377
11.3 Das Maunder-Minimum	381
11.3.1 Einführung	381
11.3.2 Belege für die Existenz des Maunder-Minimums und Eigenschaften der Sonne während dieser Zeit	384
11.3.3 Maunder-Minimum und solare Aktivität	395
11.3.4 Und das Klima?	398
11.3.5 Nachbemerkung	400
11.4 Sonne, Wetter und Klima – Korrelationen	401
11.4.1 22jähriger Dürrezyklus im Mittelwesten der USA	401
11.4.2 Wetter und interplanetares Medium: Sektorgrenzen	404
11.4.3 Kritik	407
11.4.4 Erklärungsversuch und Zusammenfassung	407
11.5 Energiereiche Teilchen und Atmosphärenchemie	409
11.5.1 Modeling Individual Events	410
11.5.2 Monte Carlo Simulation of Atmospheric Ionization	413
11.5.3 Applications of the Model	417
11.6 Zusammenfassung	424
11.6.1 Ionisierende Strahlung und Wolken	426
11.6.2 Korrelationen und Zuverlässigkeiten	426
<b>12 Nachbemerkung</b>	<b>428</b>
<b>A Nützliches</b>	<b>432</b>
A.1 Formelzeichen	432
A.2 Konstanten	433
A.3 Acronyme	433
A.4 Allgemeine Hinweise zu den Projekten	434
<b>B Grundgleichungen</b>	<b>435</b>
B.1 Barometrische Höhenformel	435
B.2 Partielle und totale Ableitung	437
B.3 Kontinuitätsgleichung	438
B.4 Bewegungsgleichung	439
B.4.1 Druckgradientenkraft	440
B.4.2 Gravitationskraft	442
B.4.3 Schubspannungstensor und Reibungskräfte	442
B.4.4 Kräfte in rotierenden Systemen	445
B.4.5 Bewegungsgleichung zusammengefasst	447
B.4.6 Bewegungsgleichung komponentenweise	447
B.5 Einschub: Momentane und mittlere Größen	451
B.5.1 Reynolds-Axiome	451
B.5.2 Linearisierung von Gleichungen: Störungsrechnung	452
B.6 Skalenanalyse	453
B.6.1 Atmosphäre	454
B.6.2 Vorticity	457
B.6.3 Ozeane	459
B.7 Zusammenfassung der Grundgleichungen	460
B.8 Spezielle Größen in Atmosphäre und Ozean	460
B.8.1 Dynamische Höhe bzw. Geopotential	460
B.8.2 Die potentielle Temperatur	461



<b>C</b>	<b>Lösungen zu einigen Aufgaben/Fragen</b>	<b>464</b>
C.1	Fragen . . . . .	464
C.2	Aufgaben . . . . .	464

# Einführung

Zum ersten Mal in meinem Leben sah ich den Horizont als eine gebogene Linie. Sie war durch eine dunkelblaue dünne Naht betont – unsere Atmosphäre. Offensichtlich handelt es sich hierbei nicht um das Luftmeer, wie man mir oft in meinem Leben erzählte. Die zerbrechliche Erscheinung versetzte mich in Schrecken.

Ulf Merbold

Als Atmosphäre bezeichnen wir die Gashülle eines Himmelskörpers – andere Beispiele als das der Erdatmosphäre werden wir in Kap. 9 genauer kennen lernen.

**Definition 1** *Die Atmosphäre ist die einen Planeten umgebende Lufthülle.*

Diese Definition wird wahrscheinlich von den meisten Lesern akzeptiert werden. Allerdings ist es eine rein phänomenologische Definition. Eine moderne Definition sollte auch die dynamischen Aspekte berücksichtigt, z.B. wie von Cubasch [63] vorgeschlagen:

**Definition 2** *Die Atmosphäre ist die einen Planeten umgebende Gashülle. Als Basis der Atmosphäre kann die Planetenoberfläche angenommen werden. Für die Energiebilanz sollte jedoch aufgrund der Wärmeleitfähigkeit und aufgrund von Austauschvorgängen zusätzlich eine ca. 10 m dicke Schicht des Erdbodens/Meeres mit zur Atmosphäre gezählt werden. Für das Verständnis komplizierter Vorgänge ist es oftmals notwendig, auch größere Bereiche der Ozeane bzw. des Bodens zu berücksichtigen*

Ein Beispiel ist der CO<sub>2</sub>-Kreislauf im Zusammenhang mit dem anthropogenen Treibhauseffekt: Ozeane sind sowohl als Wärme- als auch als CO<sub>2</sub>-Speicher zu berücksichtigen. Auch wirken ihre langen Zeitkonstanten als Verzögerungsglieder. Die Oberkante der Atmosphäre lässt sich durch die Möglichkeit des Entweichens von Teilchen bestimmen: in der Exosphäre ist die kinetische Energie der Teilchen so groß, dass sie die Fluchtgeschwindigkeit erreichen können. Andererseits ist die Dichte der Teilchen so gering, dass sie nicht durch Stöße zurück in Richtung auf den Planeten reflektiert werden können. Der Übergang der Atmosphäre zum Weltraum ist fließend.

## 1.1 Vertikale Struktur

Die Atmosphäre weist eine charakteristische Schichtstruktur auf, d.h. die Eigenschaften der Atmosphäre variieren in Abhängigkeit von der Höhe und dieser Zusammenhang ist, zumindest für einige Eigenschaften, keine monotone Funktion. Abbildung 1.1 zeigt einen Querschnitt

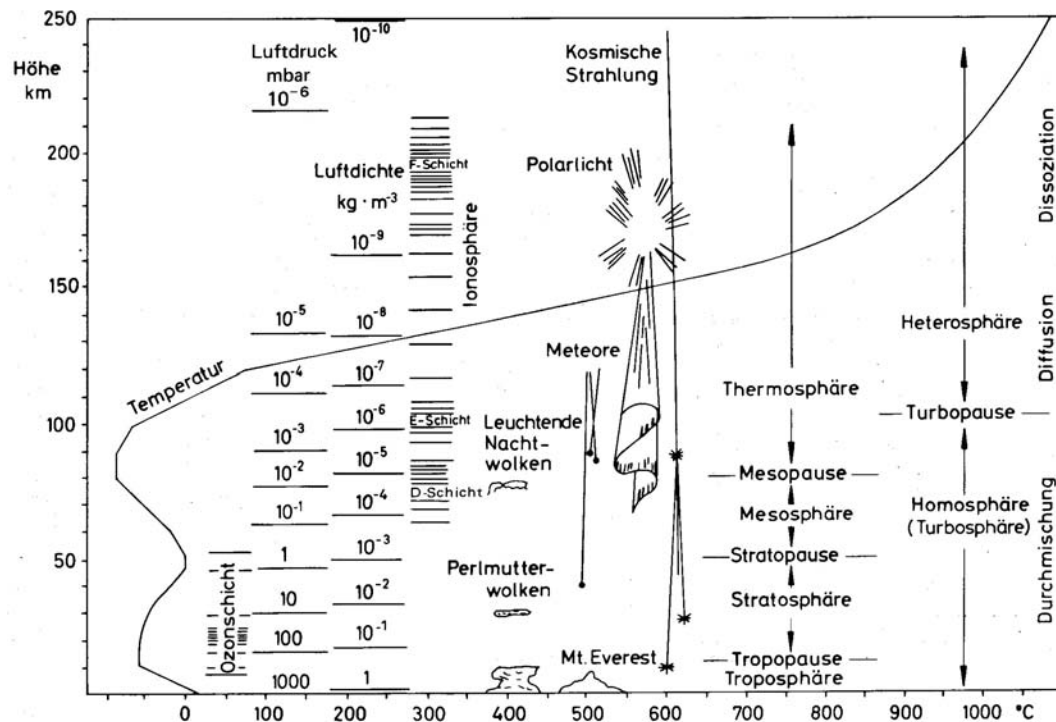


Abbildung 1.1: Querschnitt durch die Atmosphäre. Dargestellt sind Temperatur, Luftdruck und Luftdichte in verschiedenen Höhen und die Lage der Schichten der Atmosphäre. Das vornehmliche Studienobjekt der Meteorologie ist die Troposphäre. In ihr spielen sich die meisten Wetter bildenden Prozesse ab. In der Ozonschicht wird Ozon durch photochemische Prozesse bei der Absorption der ultravioletten Sonnenstrahlung gebildet. In der Ionosphäre gibt es elektrisch leitende Schichten, die die Radioverbindung zwischen weit voneinander entfernt liegenden Stationen ermöglichen [190]

durch die Atmosphäre mit den Höhenverläufen der relevanten Parameter Temperatur, Dichte und Druck. Die Schichtung der Erdatmosphäre folgt dem Temperaturverlauf mit der Höhe, die Schichtgrenzen werden durch die Extrema der Temperaturverteilungskurve bestimmt. Die Namen der Schichtgrenzen ergeben sich jeweils aus den Namen der darunter liegenden Schichten (ersetze dabei -sphäre durch -pause).

Dem Temperaturverlauf folgend erhalten wir bis in eine Höhe von ca. 15 km die Troposphäre (negativer Temperaturgradient). Ihr schließt sich bis in eine Höhe von ca. 50 km die Stratosphäre an (positiver Temperaturgradient), auf die, wiederum mit negativem Temperaturgradienten, bis in eine Höhe von ca. 90 km die Mesosphäre folgt. In diesen unteren Atmosphärenschichten bewegen sich die Temperaturen zwischen 150 K und etwas oberhalb 300 K. In der daran anschließenden Thermosphäre ist der Temperaturgradient bis in eine Höhe von ca. 200 km recht steil, darüber ist die Hochatmosphäre nahezu isotherm.

Die Schicht- oder Stockwerkstruktur der Atmosphäre, oder genauer deren Ursache, der Temperaturverlauf, ist eine Folge der von der Höhe abhängigen Reaktion der Atmosphäre auf die einfallende solare Strahlung. Beispiele für die sich daraus ergebende Chemie ebenso wie für die in verschiedenen Höhen absorbierte oder transmittierte elektromagnetische Strahlung sind in Abb. 1.2 dargestellt. Die unteren, für das Klima bestimmenden Bereiche (im wesentlichen die Troposphäre), werden von der elektromagnetischen Strahlung im sichtbaren Bereich beeinflusst. In größeren Höhen gewinnt die energiereichere Strahlung wie UV, EUV und Röntgenstrahlung zunehmend an Bedeutung. Dabei bilden sich die für die Absorption der UV-Strahlung wichtige Ozonschicht und in größeren Höhen die für die Radiokommunikation wichtigen Schichten der Ionosphäre aus. Letztere bewirken eine Potentialdifferenz

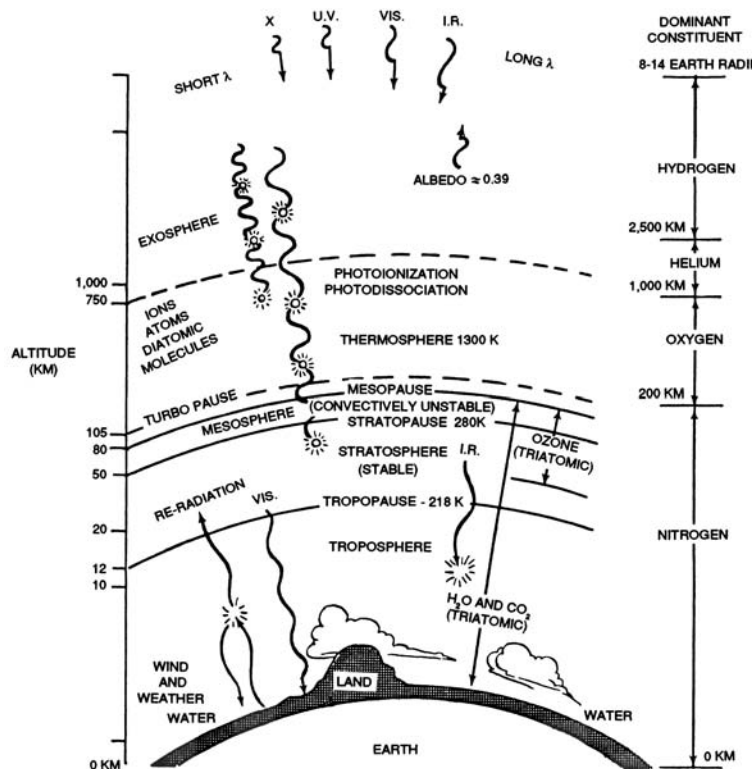


Abbildung 1.2: Absorption von (elektromagnetischer) Strahlung und anderen äußeren Einflüssen in verschiedenen Schichten der Atmosphäre [301]

zwischen Erdboden und Ionosphäre und sind daher wichtig für die Lufterktrizität und die Gewitterbildung. Diese höheren Schichten reagieren wesentlich stärker auf Veränderungen der solaren Strahlung, insbesondere da die Variabilität der Sonne in den entsprechenden Frequenzbereichen relativ stark ist (vgl. Abschn. 3.1.1). Zu einem geringeren Teil tragen auch die energiereichen Teilchen zur Struktur und Energetik der Atmosphäre bei, deren Einfluss ist jedoch auf die höheren Breiten beschränkt.

### 1.1.1 Die Troposphäre

Die Troposphäre ist gekennzeichnet durch einen negativen Temperaturgradienten  $\partial T/\partial h$  von ungefähr  $-6.5^\circ/\text{km}$ , d.h. die Temperatur nimmt mit zunehmender Höhe ab. Dieser Temperaturverlauf ist durch Strahlung, Konvektion und den Transport von latenter Wärme bestimmt.

Das Vorhandensein von Wasserdampf in der Troposphäre erlaubt die Wolken- und Niederschlagsbildung. Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol sind der Motor der atmosphärischen Zirkulation. Kleinräumigere Phänomene, insbesondere Instabilitäten, führen zur Ausbildung der Wettersysteme. Die Troposphäre ist die Wetterschicht unseres Planeten, daher ist sie das Hauptarbeitsgebiet der Meteorologie.

Die Troposphäre enthält mehr als  $3/4$  der Gesamtmasse der Atmosphäre,<sup>1</sup> ist also für das Gesamtsystem energetisch gesehen von großer Bedeutung. Sie ist 10-18 km dick, wobei die Schichtdicke von der Jahreszeit abhängt und in den Tropen größer ist als in der Nähe der Pole. Die Troposphäre reagiert im wesentlichen auf die solare Strahlung im sichtbaren (und teilweise im infraroten) Bereich, die anderen Wellenlängen, mit Ausnahme eines Teils der Radiostrahlung, werden bereits in den höheren Atmosphärenschichten absorbiert.

Die Troposphäre ist die Atmosphärenschicht, in die der größte Teil des Eintrages von Fremdstoffen (treibhauswirksame Spurengase TWS (vgl. Abschn. 5.7), Aerosole und chemisch aktive Substanzen) erfolgt. Ein Teil dieser Fremdstoffe greift direkt innerhalb der

<sup>1</sup>Eine genauere Abschätzung finden Sie im Zusammenhang mit der barometrischen Höhenformel in Abschn. B.1.

Troposphäre in das atmosphärische Gleichgewicht ein (Aerosole als Kondensationskeime zur Wolkenbildung, Kohlendioxid als treibhauswirksames Spurengas in den Strahlungshaushalt). Andere Fremdstoffe müssen erst in die Stratosphäre transportiert werden und greifen dort in die Chemie ein (Flourchlorkohlenwasserstoffe FCKW und Ozon). Auf diese Stoffe werden wir in Kap. 6 eingehen.

### 1.1.2 Die Stratosphäre

Oberhalb der Troposphäre befindet sich die Stratosphäre. Sie ist gekennzeichnet durch einen positiven Temperaturgradienten. Dieser entsteht durch die Absorption von UV-Strahlung zur Bildung der Ozonschicht, vgl. Kap. 6. Die Stratosphäre ist relativ trocken (der Wasserdampfgehalt ist wesentlich geringer als in der Troposphäre, begründet durch die Temperaturinversion zwischen Troposphäre und Stratosphäre) und hat keine Windsysteme. Teilchen aus der Troposphäre können nur mit Gewalt (Vulkanausbrüche, Ausbruch Nuklearexplosionen) oder über relativ langsame und häufig auch saisonal veränderliche Durchmischungsvorgänge aus der Tropo- in die Stratosphäre gelangen (und natürlich auch umgekehrt).

Für die Strahlungsbilanz und damit die Energetik der Atmosphäre ist die Stratosphäre aufgrund der Ozonschicht (Absorption der UV-Strahlung) von Bedeutung sowie als ein Transport- und Speichermedium für Staub und Aerosole (vgl. Vulkanausbrüche, Ausbruch nuklearer Winter, mögliche Gegenwirkung der Aerosole gegen den Treibhauseffekt). Die Stratosphäre dehnt sich bis etwa 50 km aus.

### 1.1.3 Die Hochatmosphäre

An die Stratosphäre schließt sich die Mesosphäre an. Sie ist gekennzeichnet durch einen negativen Temperaturgradienten. In ihr finden chemische Reaktionen, molekulare Dissoziationsprozesse und Ionisationsvorgänge statt. Letztere führen zur Bildung der D-Schicht. Die Mesosphäre bildet damit die Unterkante der Ionosphäre. Die Mesosphäre dehnt sich bis in ca. 80–90 km Höhe aus.

Darüber liegt die Thermosphäre. Sie ist wiederum durch einen positiven Temperaturgradienten gekennzeichnet, in größeren Höhen wird die Schichtung isotherm. In der Thermosphäre findet Absorption der einfallenden kurzwelligigen Strahlung statt. Diese führt zur Ionisation, so dass der Hauptteil der Ionosphäre in der Thermosphäre liegt. Die Thermosphäre zeigt eine starke Abhängigkeit der Temperatur vom einfallenden Strahlungsstrom, was sich im Tagesgang und in den jahreszeitlichen Schwankungen zeigt, ebenso wie in der Abhängigkeit vom Solarzyklus. Die Temperaturen liegen oberhalb 1000°C.

Ein Bestandteil der Thermosphäre ist die Exosphäre. Sie beginnt in einer Höhe von ca. 500 km. Aus diesem Bereich können Teilchen in den Weltraum entweichen.

Diese strenge Schichtteilung sollte nicht über die Möglichkeit der Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Schichten hinwegtäuschen: dies gilt z.B. für den Eintrag von Ozon aus der Stratosphäre in die Troposphäre und den natürlichen Eintrag von Chloriden von der Meeresoberfläche oder durch Vulkanexplosionen in die Stratosphäre. Auch können sich die Zirkulationssysteme benachbarter Schichten beeinflussen. Insbesondere kann die Zirkulation in einer scheinbar ungestörten Schicht durch Veränderungen des Zirkulationsmusters innerhalb einer anderen Schicht ebenfalls modifiziert werden.

### 1.1.4 Homo- und Heterosphäre

Eine alternative Einteilung zur Schichtstruktur auf der Basis des Temperaturverlaufs ergibt sich aus der Zusammensetzung der Atmosphäre. Diese Einteilung ist im rechten Teil von Abb. 1.1 gegeben.

Bis in eine Höhe von ca. 100 km kann die Atmosphäre als Homosphäre beschrieben werden. Hier sind alle Komponenten vollständig durchgemischt und haben die gleiche Skalenhöhe.

Stickstoff	N <sub>2</sub>	78.084 Vol.%		Tabelle 1.1: Chemische Zusammensetzung der Homosphäre (Atmosphäre unterhalb ca. 100 km). Die bis zu 4% Wasseranteil in der Troposphäre sind hier nicht berücksichtigt
Sauerstoff	O <sub>2</sub>	20.948 Vol.%		
Argon	Ar	0.934 Vol.%		
Kohlendioxid	CO <sub>2</sub>	314 ppm	veränderlich	
Neon	Ne	18.2 ppm		
Helium	He	5.2 ppm		
Methan	CH <sub>4</sub>	2 ppm	veränderlich	
Wasserstoff	H <sub>2</sub>	0.5 ppm		
Stickoxidul	N <sub>2</sub> O	0.5 ppm		
Ozon	O <sub>3</sub>	0.07 ppm	veränderlich	

Damit ist die Zusammensetzung der trockenen Atmosphäre (der Wasserdampf als im wesentlichen nur in der Troposphäre vor kommend wird dabei nicht berücksichtigt) von der Höhe unabhängig.

In der darüber liegenden Heterosphäre überwiegt die molekulare Diffusion. Die einzelnen Komponenten trennen sich auf und haben eigene Skalenhöhen. Oberhalb von 500 km ist Teilchenentweichen möglich. Die Veränderung der Zusammensetzung mit der Höhe werden wir in Kap. 8 diskutieren.

Die chemische Zusammensetzung der Homosphäre ist in Tabelle 1.1 gegeben. Sie besteht im wesentlichen aus Stickstoff (78%) und Sauerstoff (21%). Nahezu 1% der Atmosphäre besteht aus Edelgasen, hauptsächlich Argon. Alle weiteren Bestandteile liegen deutlich unter 1% und werden in ppm (parts per million) angegeben. Diese Spurengase sind trotz ihres geringen Anteils an der Atmosphäre für die Energiebilanz (Kohlendioxid CO<sub>2</sub>, Methan CH<sub>4</sub>, Wasserdampf H<sub>2</sub>O, Ozon O<sub>3</sub>) und die Abschirmung der UV-Strahlung (O<sub>3</sub>) von großer Bedeutung. Weitere Spurengase werden im Zusammenhang mit dem Treibhauseffekt und den chemisch aktiven Komponenten erwähnt.

## 1.2 Zusammensetzung

Die Zusammensetzung der *trockenen* Atmosphäre ist durch drei Hauptbestandteile geprägt: Sauerstoff O<sub>2</sub>, Stickstoff N<sub>2</sub> und Argon Ar. Als Richtwerte gelten 21% O<sub>2</sub>, 78% N<sub>2</sub> und 1% Ar, d.h. diese drei Gase bilden die Atmosphäre, alle übrigen atmosphärischen Bestandteile sind daher nur Spurengase.

Eine spezielle Komponente in der Zusammensetzung der Atmosphäre ist der Wasserdampf. Sein Anteil an der Atmosphäre kann bis zu 4% Vol betragen. Er ist in Abhängigkeit von Ort und Zeit sehr variabel. Daher wird die Zusammensetzung für eine trockene Atmosphäre definiert (s.o.) und der Wasserdampf jeweils separat angegeben.

Bei der Diskussion anthropogener Veränderungen der Atmosphäre steht stets der Treibhauseffekt im Vordergrund. Dieser wird durch Spurengase (insbesondere CO<sub>2</sub> und Methan) und den Wasserdampf bewirkt, nicht jedoch durch die Hauptbestandteile der Atmosphäre. Während der Wasserdampf mit ungefähr 32 K die Hauptlast am natürlichen Treibhauseffekt trägt (vgl. Abschn. 5.7), werden die verbleibenden wenigen K durch die Spurengase beigesteuert. Die anthropogenen Einflüsse auf diese Spurengaskonzentrationen sind es, die die Diskussion um den anthropogenen Treibhauseffekt treiben. Allerdings zeigen Untersuchungen der Luftblasen in Eisbohrkernen, dass auch die Spurengaskonzentrationen auch ohne anthropogene Einflüsse variabel sind, vgl. Abschn. 10.6 und insbesondere auch Abb. 1.7 und 1.8.

Diese ‘Arbeitsteilung’ im Phänomen Treibhauseffekt zwischen dem Wasserdampf und den Spurengasen bedeutet:

- die Spurengase tragen nur einige K zum Treibhauseffekt bei. Daher können wir grob abschätzen, dass Veränderungen ihrer Konzentration um einen Faktor zwei einige weitere K zum Treibhauseffekt beitragen.<sup>2</sup>

<sup>2</sup>Das ist eine grobe Vereinfachung, da sie die Annahme enthält, dass sich die Atmosphäre als lineares

- Änderungen im mittleren Wasserdampfgehalt dagegen können deutlich geringer sein als ein Faktor 2 und trotzdem zu einem Treibhauseffekt in der Größenordnung von einigen K führen.<sup>3</sup>
- sollten Änderungen in den Spurengasen jedoch auch zu einer Änderung im Wasserdampfgehalt führen (z.B. erhöhte Verdunstung auf Grund gestiegener Temperaturen und damit erhöhter Wasserdampfgehalt oder in der Gegenrichtung verringerte Verdunstung auf Grund reduzierter Temperaturen und damit geringerer Wasserdampfgehalt), so wäre eine Verstärkung der Temperaturänderung möglich. Dieses Thema ist ein erster Hinweis auf die im Klimasystem möglichen Rückkopplungen. Letztere ermöglichen eine Stabilisierung des Systems (negative Rückkopplung) oder erlauben es dem System, aus dem Ruder zu laufen (positive Rückkopplung).

## 1.3 Relevante Phänomene der Atmosphäre

Bei der Vorbereitung dieser Vorlesung (bzw. des Skripts) hat sich mir die Frage gestellt, welche Aspekte von Atmosphäre und Atmosphärenphysik ich im Rahmen dieser Veranstaltung eigentlich vermitteln möchte. Einige interessante, teilweise auch ästhetische Aspekte der Atmosphäre sind bereits in Abb. 1.1 eingeführt. Im Rahmen von Skript und Vorlesung möchte ich gerne diese eher der Naturbeobachtung entstammenden Aspekte als ein Gliederungsmerkmal verwenden in der Hoffnung, damit auch für eine größere Motivation zu sorgen.

### 1.3.1 Wetter

Der erste Aspekt, unter dem wir die Atmosphäre betrachten wollen, ist nicht unbedingt ästhetischer Natur sondern eher ein Allerweltsphänomen, das auch einen häufig bemühten Gesprächsinhalt bildet: das Wetter.

Im alltäglichen Sinne können wir das Wetter über die mit ihm verbundenen Wetterphänomene definieren. Wie können dabei Alltagsbegriffe verwenden (z.B. kühl, feucht, bewölkt, regnerisch, stürmisch, neblig, trüb) oder wir können die Wetterphänomene stärker über die messtechnischen Größen wie Lufttemperatur, Feuchte, Niederschlag oder Windrichtung und -geschwindigkeit beschreiben.<sup>4</sup>

Wir werden Wetter und Wetterphänomene kurz in Kap. 2 diskutieren. Dabei wird uns allerdings weniger der phänomenologische oder meteorologische Aspekt leiten sondern wir werden die Wetterphänomene unter dem Aspekt ordnen, der im Rahmen der Atmosphärenphysik eine Gebrauchsdefinition des Begriffes Wetter erlaubt:

**Definition 3** *Wetter ist die sichtbare Folge der Umverteilung der von der Sonne eingestrahlten Energie in der Atmosphäre.*

Die Betrachtung von Wetter unter dem Aspekt der Umverteilung von Energie können wir mit vielen Wetterphänomenen begründen:

- Blitz und Donner sind aus physikalischer Sicht Licht und Schall – zur Erzeugung beider ist Energie erforderlich.
- Wind ist bewegte Luft – zur Beschleunigung ebenso wie zur aufrecht Erhaltung der Bewegung gegen die Reibung ist Energie erforderlich.
- eine Wolke ist eine Ansammlung von Wassertröpfchen in einigen km Höhe über dem Erdboden – die darin enthaltenen potentielle Energie muss dem Wasser vorher zugeführt worden sein.

---

System beschreiben lässt. Im Vergleich zu den mehr als 30 K des Wasserdampfs interessiert uns jedoch nicht, ob die Spurengase 5 oder 7 K beitragen sondern nur, dass es deutlich weniger als die 30 K sind.

<sup>3</sup>Auch hier gilt: grobe Abschätzung, in der Realität ist das System nicht linear.

<sup>4</sup>Eine Übersicht über die meteorologischen Grundgrößen und ihre messtechnische Erfassung findet sich in Abschn. 2.1.

Gewöhnen wir uns einmal an diese Betrachtung atmosphärischer und meteorologischer Phänomene unter dem Gesichtspunkt der Energie, so wird ihr Zusammenhang ebenso wie die Entstehung von Wetter verständlich: es handelt sich dabei, ganz im Sinne der oben gegebenen Definition, nur um eine Umverteilung der Energie zwischen den niedrigen und den hohen Breiten. Dieser Aspekt wird in Kapitel 3 genauer diskutiert werden.

### 1.3.2 Die globalen Umweltprobleme

Globale (oder zumindest Nationen übergreifende) Umweltprobleme im Zusammenhang mit der Atmosphäre sind der Saure Regen, das Ozonloch, und der anthropogene Treibhauseffekt. Alle drei Probleme sind eine Folge des anthropogenen Schadstoffeintrages in die Atmosphäre.

#### Saurer Regen

**Definition 4** Als Saurer Regen wird Niederschlag bezeichnet, dessen *pH*-Wert niedriger ist, als der *pH*-Wert, der sich in reinem Wasser durch den natürlichen Kohlendioxid-Gehalt der Atmosphäre einstellt. [324]

Der Saure Regen hat in den 1970ern erstmals die Aufmerksamkeit der Öffentlichkeit auf die Tatsache gelenkt, dass Luftverschmutzung nicht nur ein lokales Phänomen ist sondern die Grenzen zwischen Staaten überschreitet. Saurer Regen ist eine Folge der Verbrennung fossiler Energieträger (Erdöl, Erdgas, Kohle): bei deren Verbrennung wird der in ihnen enthaltene Schwefel zum größten Teil in gasförmiges Schwefeldioxid  $\text{SO}_2$  umgewandelt. Außerdem entstehen durch Reaktion des Luftsauerstoffs mit dem Luftstickstoff Stickoxide. Beide,  $\text{SO}_2$  und die Stickoxide, sind Säurebildner: durch Reaktion mit Wasser und dem Luftsauerstoff entstehen Schwefel- und Salpetersäure.

Da der Eintrag der Verbrennungsgase auf die untere Troposphäre beschränkt ist und die Säurebildung die Existenz von Wasser(dampf) voraus setzt, ist der Saure Regen ein auf die Troposphäre beschränktes Phänomen.<sup>5</sup> Auch werden die Säuren relativ schnell, d.h. innerhalb einiger Tage, aus der Atmosphäre ausgewaschen: feuchte Luft, wie zur Säurebildung erforderlich, kondensiert, bildet Wolken und regnet aus. Daher ist der Saure Regen zwar ein Nationen übergreifendes Problem, auf Grund der geringen Lebensdauer der entsprechenden Stoffe in der Atmosphäre (vgl. Abb. 5.35) weitet er sich jedoch nicht zu einem globalen Problem aus.

Das Problem des Sauren Regens ist durch technische Methoden reduziert worden: nachdem die Kraftwerke mit Rauchgaswäschern (Großfeuerungsanlagenverordnung) ausgerüstet wurden, trägt im wesentlichen der Verkehr zum Sauren Regen bei. Wir werden im Zusammenhang mit dem Eintrag von Fremdstoffen in die Atmosphäre in Abschn. 5.7.1 noch einmal kurz auf den Sauren Regen zurück kommen vgl. auch Abb. 5.28.

#### Ozonloch

**Definition 5** Als Ozonloch wird die geographisch abgegrenzte Abnahme der Ozonschicht bezeichnet, die seit Ende der 1970er Jahre zunächst nur über der Südpolarregion, später (1992) auch über der Nordpolarregion beobachtet wird. [325]

Als Beispiel ist in Abb. 1.3 die Ausdehnung und Tiefe des Ozonlochs am 4. Oktober 2001 über der Antarktis gezeigt.

Die Problematik des Ozonlochs zeigt einige Gemeinsamkeiten aber auch Unterschiede im Vergleich zum Sauren Regen. Die Gemeinsamkeit besteht darin, dass die relevante anthropogen emittierte Substanz genau bekannt ist; in diesem Fall handelt es sich um Fluorchlorkohlenwasserstoffe FCKWs, vgl. auch Abschn. 5.7. Daher sind technische Maßnahmen relativ leicht zu ergreifen, in diesem Fall handelt es sich um die drastische Reduktion der

<sup>5</sup>Ausnahme: auch Vulkanausbrücheausbruch tragen Schwefeldioxid in die Atmosphäre ein, teilweise sogar bis in die Stratosphäre.



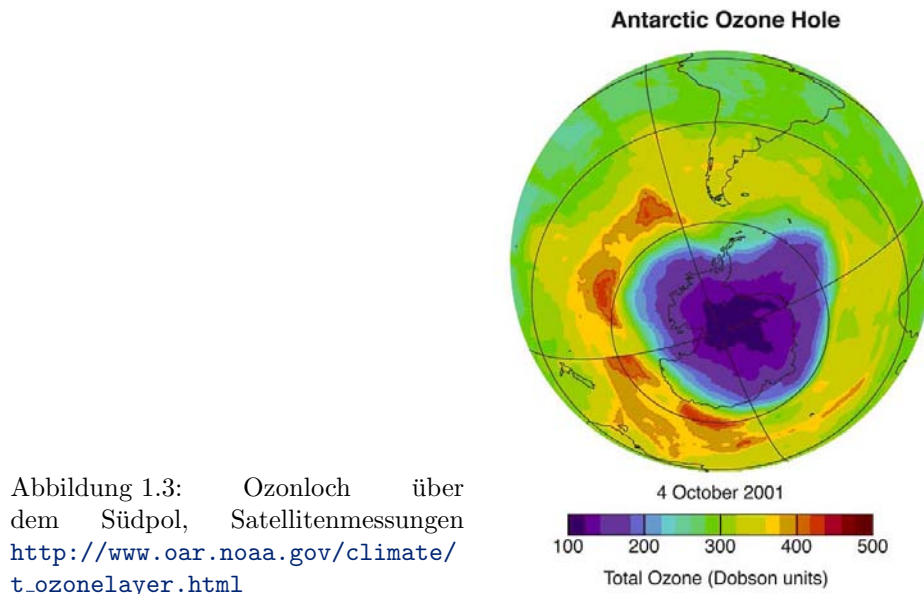


Abbildung 1.3: Ozonloch über dem Südpol, Satellitenmessungen [http://www.oar.noaa.gov/climate/t\\_ozonelayer.html](http://www.oar.noaa.gov/climate/t_ozonelayer.html)

FCKWs im Rahmen des Montreal Abkommens ([http://ozone.unep.org/Treaties\\_and\\_Ratification/2B\\_montreal\\_protocol.asp](http://ozone.unep.org/Treaties_and_Ratification/2B_montreal_protocol.asp)).

Der wesentliche Unterschied zum sauren Regen besteht in der Verweildauer dieser Stoffe in der Atmosphäre. FCKWs werden als Treibgase und Feuerlöschmittel eingesetzt, da sie chemisch nicht reaktiv sind. So, wie diese Gase in ihrem Einsatzbereich nicht an Reaktionen teilnehmen, so tun sie dies auch in der Atmosphäre nicht, d.h. sie werden nicht abgebaut. Daher haben FCKWs eine große Lebensdauer (Größenordnung 100 Jahre, vgl. Abb. 5.35). Da FCKWs keine besondere Affinität zu Wasser haben, werden sie auch nicht durch Regen aus der Atmosphäre ausgewaschen. Die lange Lebensdauer erlaubt eine globale Verbreitung der FCKWs und insbesondere einen Übergang von der Troposphäre in die Stratosphäre, wo diese Stoffe als Katalysatoren in die Ozonchemie eingreifen können.

Mit den zugehörigen chemischen und physikalischen Prozessen werden wir uns in Kap. 6 genauer beschäftigen. Dieses Kapitel ist gleichzeitig auch das zentrale Kapitel über die Stratosphäre, da die Ozonschicht und -chemie die beherrschenden Themen in diesem Bereich sind.

### Anthropogener Treibhauseffekt

Ebenfalls ein globales Problem ist der anthropogene Treibhauseffekt. Die Nutzung fossiler Brennstoffe, Erdgas- und Erdölförderung sowie die intensive Landwirtschaft führen zur Freisetzung einer Vielzahl von Spurengasen wie Kohlendioxid, Methan, Stickoxiden und auch troposphärischem Ozon (Sommersmog). Die Spurengase haben unterschiedliche Lebensdauern in der Atmosphäre, die Größenordnung von Monaten soll hier zur Veranschaulichung angenommen werden.

Alle diese Spurengase sind treibhauswirksam (TWS), d.h. greifen in den Strahlungshaushalt der Erde ein, d.h. sie modifizieren die Energiebilanz unseres Planeten. Und eine modifizierte Energiebilanz bedeutet gleichzeitig auch eine Veränderung des Antriebs der Wettersysteme: Fronten und Wettersysteme können sich verschieben, ebenso die Niederschlagsmuster und Windsysteme. Da Klima als Mittelwert über Wetter definiert werden kann, bedeuten derartige Veränderungen gleichzeitig auch Klimaänderungen.

In der öffentlichen Darstellung wird der anthropogene Treibhauseffekt in der Regel im Rahmen einer globalen Temperaturerhöhung diskutiert. Diese Diskussion ist insofern problematisch, da die in den verschiedenen Modellen bestimmten Werte für die Temperaturerhöhung relativ gering sind und die Messgröße mittlere Bodentemperatur ohnehin zu ab-

strakt ist (was macht es schon, wenn es ein oder zwei Grad wärmer wird – bei uns ist es doch eh immer ungemütlich kühl?).

Der (anthropogene) Treibhauseffekt wird uns im Rahmen der Vorlesung mehrfach beschäftigen. Wir werden in Abschn. 1.4 eine kurze Einführung in diese Thematik geben. Der Zusammenhang zwischen Wetter und Klima wird in Kap. 4 genauer beschrieben, die Problematik des Treibhauseffekts und seiner Modellierung wird in Kap. 5 diskutiert. Zu einer genaueren Bewertung dieses Themenbereiches gehört jedoch auch die Berücksichtigung natürlicher Klimavariabilität. Dazu wird in Kap. 10 ein kurzer Überblick über das Klima der vergangenen Jahrtausende gegeben. Zusätzlich werden in Kap. 11 im Rahmen der Solar–Terrestrischen Beziehungen Aspekte natürlicher Klimavariabilität behandelt. Eher als Ergänzung gehört auch die in Kap. 9.4 beschriebene Entwicklung der terrestrischen Atmosphäre in diesen Themenbereich: die Atmosphäre ist, zumindest nach heutigem Verständnis, nicht im Sinne eines ‘Intelligent design’<sup>6</sup> vorgegeben und wird nur von uns bösen, bösen Menschen im Rahmen unserer technologischen Entwicklungen modifiziert, sondern die Atmosphäre hat sich entwickelt. Insbesondere hat sich die lebensfeindliche Uratmosphäre durch das Auftreten der für unser Leben nicht sehr förderlichen Zyanobakterien einen Sauerstoffanteil zu gelegt, der im Laufe der Zeit die Ausbildung einer dünnen Ozonschicht gestattete und damit dem Leben ermöglichte, sich aus dem gegen die solare UV-Strahlung schützenden Wasser auf das Land zu begeben. Wenn wir also jede Veränderung der Atmosphäre als Umweltverschmutzung betrachten, so gilt: *die größte Umweltverschmutzung begann mit der Entwicklung des Lebens im Wasser.*

Damit wird dem (anthropogenen) Treibhauseffekt im Rahmen dieser Vorlesung über Atmosphärenphysik fast schon ein zu großer Raum eingeräumt. Da dieses Thema jedoch eine relativ große Bedeutung in der öffentlichen Diskussion einnimmt und außerdem politisch relevant sind, sollten Sie im Rahmen einer derartigen Vorlesung zumindest einige dieser Aspekte kennen lernen.<sup>7</sup>

### 1.3.3 Solar–Terrestrische Beziehungen

Wetter, Klima und das Ozonloch sind typische Beispiele für Aspekte der Atmosphärenphysik. Allerdings vermitteln diese Beispiele nur einen sehr eingeschränkten Eindruck über die Atmosphäre, da sie sich auf Tropo- und Stratosphäre beschränken: zwar sind in diesen beiden Schichten mehr als 99% der Atmosphärenmasse enthalten (vgl. Abb. 1.1 und Abschn. B.1), der Höhenbereich, über den sich die Atmosphäre erstreckt, ist jedoch wesentlich größer.

Während Troposphäre und Stratosphäre direkt durch anthropogene Einflüsse modifiziert werden können, sind die (direkten) Einflüsse des Menschen auf die darüber liegenden Atmosphärenschichten sicherlich geringer. Dennoch zeigen auch diese Schichten eine große Variabilität, deren treibende Kraft die Sonne und ihre Variabilität sind.

Zu den sichtbaren Phänomenen der mittleren Atmosphäre gehören die nachleuchtenden Wolken (Noctilucent Clouds, NLC), vgl. Abb. 1.4. Dabei handelt es sich um sehr dünne Wasserwolken in einer Höhe von mehr als 80 km; sie sind nur vor Sonnenauf- bzw. nach Sonnenuntergang sichtbar, wenn sie von der unter dem Horizont befindlichen Sonne von unten angestrahlt werden. Nachleuchtende Wolken benötigen für ihre Ausbildung Kondensationskeime, z.B. Meteorstaub, und ausreichend geringe Temperaturen: daher sind sie ein Phänomen der polaren Atmosphäre, können jedoch unter geeigneten Bedingungen auch in

<sup>6</sup>Im Gegensatz zu einigen meiner amerikanischen Kollegen befinde ich mich noch in der glücklichen Situation, nicht mit Ihnen über diese Alternative diskutieren zu müssen. Sollten wir jemals in diese Verlegenheit kommen, schlage ich ein multikulturelles und multidisziplinäres Projekt ‘Schöpfungsmythen der Welt’ vor.

<sup>7</sup>Einen Überblick über die Entwicklung der internationalen Klimapolitik mit den Links zu den relevanten Abkommen bietet [http://www.umwelt-schweiz.ch/buwal/de/fachgebiete/fg\\_klima/politik/Int.Politik/index.html](http://www.umwelt-schweiz.ch/buwal/de/fachgebiete/fg_klima/politik/Int.Politik/index.html). Die Autorität in Sachen Klima und Klimawandel ist das Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC, die alle 5–6 Jahre sehr ausführliche Berichte zu mittlererweilen fast allen Aspekten von Klima liefern. Die aktuellen Reports von 2001 finden Sie zum Download unter [www.ipcc.ch](http://www.ipcc.ch); dort finden Sie auch die Reports über Folgen eines Klimawandels, insbesondere auch betreffend die Migration. Eine Kurzfassung des 1996er reports gibt [132].

Abbildung 1.4: Nachtleuchtende Wolke; Bucklesham, 19-20 Juni 2005, [http://www.ast.cam.ac.uk/~ipswich/Observations/Noctilucent\\_Clouds/NC.htm](http://www.ast.cam.ac.uk/~ipswich/Observations/Noctilucent_Clouds/NC.htm)



Abbildung 1.5: Polarlicht <http://astronomy.meta.org/forum/polarlicht.html>



mittleren Breiten beobachtet werden. Am Beispiel der nachtleuchtenden Wolken werden in Kap. 7 die wichtigsten Aspekte der Mesosphäre eingeführt.

Ein weiteres leuchtendes Beispiel für Atmosphärenphysik sind Polarlichter, vgl. Abb. 1.5. Nachtleuchtende Wolken werden durch die Streuung und Reflektion des Sonnenlichts an ihrer Unterkante sichtbar; Polarlichter dagegen entstehen durch Ionisation und Anregung der oberen Atmosphäre durch den Einfall geladener Teilchen aus den Strahlungsgürteln der Erde oder aus dem Sonnenwind. Polarlichter gelten als typisches Beispiel für Solar-Terrestrische Beziehungen, da sie direkt durch die solare Aktivität gesteuert werden.

Bevor wir jedoch in Kap. 11 in die Details der Solar-Terrestrischen Beziehungen eintauchen, werden wir uns in Kap. 8 mit den wesentlichen Aspekten der Hochatmosphäre beschäftigen. Schon aus der Struktur dieses Kapitels wird eine Besonderheit der Hochatmosphäre deutlich: während alle anderen bisher betrachteten Atmosphärenschichten der neutralen Atmosphäre zuzurechnen sind, werden wir die Hochatmosphäre einmal als Neutralatmosphäre und einmal als Ionosphäre betrachten. Die Unterscheidung zwischen beiden ist notwendig, da sie eine unterschiedliche Dynamik aufweisen: die Bewegung des Neutralgases wird, wie in den unteren Atmosphärenschichten, durch Druckgradienten getrieben. Die geladene Komponente dagegen wird durch elektromagnetische Felder beeinflusst: elektrische Felder, wie sie z.B. durch die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem geomagnetischen Feld entstehen, können eine Bewegung der geladenen Teilchen hervorrufen. Die geladene Komponente ist also zusätzlichen antreibenden Kräften ausgesetzt. Umgekehrt kann die geladene Komponente im Gegensatz zum Neutralgas den antreibenden Kräften nicht unbedingt folgen, da das geomagnetische Feld die Bewegung der geladenen Teilchen beeinflusst.

In der Hochatmosphäre nimmt die relative Bedeutung der Neutralatmosphäre mit zunehmender Höhe ab. Die geladene Komponente nimmt jedoch nicht monoton mit der Höhe zu, sondern es bilden sich Schichten aus. Dieser Prozess lässt sich durch das Wechselspiel der elektromagnetischen Strahlung mit den verschiedenen, sich entmischenden Komponenten der

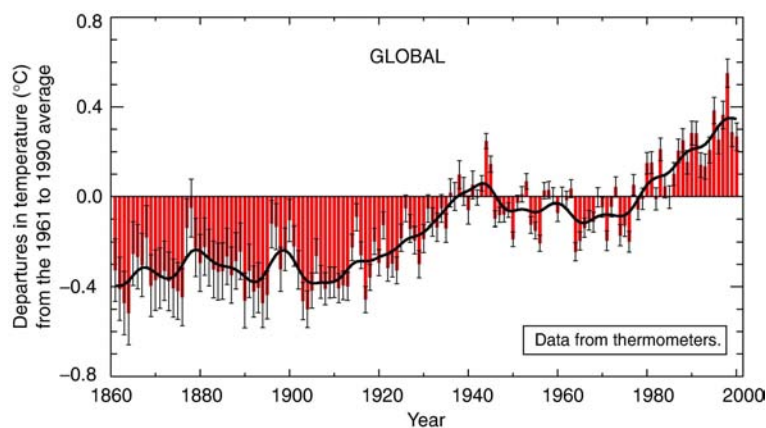


Abbildung 1.6: Fieberkurve eines Planeten: seit Beginn der Industrialisierung hat die globale Mitteltemperatur um ca. 0.7 K zugenommen [146]

Atmosphäre erklären.

Aus der Sicht der zu berücksichtigen Prozesse bildet die Hochatmosphäre zusammen mit den Solar-Terrestrischen Beziehungen einen Komplex, der eigentlich in einer eigenen Vorlesung abgehandelt werden müsste. Während wir diesen Themenbereich in der Vorlesung nur kurz ansprechen werden, nimmt er im Skript, insbesondere in Kap. 8 und Kap. 11, einen deutlich größeren Raum ein. Das hängt zum einen mit meinem wissenschaftlichen Hintergrund zusammen, zum anderen ist das Skript so gestaltet, dass es entweder, wie wir es machen werden, für eine einsemestrige Vorlesung verwendet werden kann, oder das es die Grundlage für eine einsemestrige Vorlesung zur klassischen Atmosphärenphysik ohne Hochatmosphäre bietet und daran anschließend eine weitere einsemestrige Vorlesung zur Hochatmosphäre und zu den Solar-Terrestrischen Beziehungen. Die Detailtiefe, in der Sie sich mit diesen Themen auseinander setzen wollen, hängt von Ihnen ab: Sie können sich auf die in der Vorlesung angesprochenen Inhalte beschränken, oder Sie können das Angebot nutzen und etwas über den Tellerrand hinaus blicken.

## 1.4 Klima und Klimaänderungen

Eine bereits weiter oben erwähnte Motivation, sich mit der Physik der Atmosphäre auseinander zu setzen, ist die Diskussion um den anthropogenen Treibhauseffekt. Dabei geht es um die Möglichkeit einer Klimaerwärmung in Folge der Emission von treibhauswirksamen Spurengasen (TWS), insbesondere Kohlendioxid.

Abbildung 1.6 zeigt als Motivation den Temperaturtrend der vergangenen 140 Jahre, d.h. ungefähr seit Beginn der Industrialisierung. Messgröße ist das globale Mittel der mittleren Temperatur eines jeden Jahres. Diese Werte sind nicht als absolute Werte angegeben sondern als Temperaturanomalie in Bezug auf die für die Bestimmung klimatologischer Werte verwendete Periode 1961–1990. Als wesentliche Merkmale lassen sich festhalten:

- die Temperaturanomalien können von Jahr zu Jahr stark schwanken (Größenordnung 0.5 K).
- während der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts traten nahezu ausschließlich negative Temperaturanomalien auf: die zweite Hälfte des 19. Jahrhundert war also kühler (um ca. 0.4 K) als der für das klimatologische Mittel verwendete Zeitraum 1961–1990.
- von ca. 1920 bis 1940 verringert sich die Temperaturanomalie stetig, sie ist jedoch im wesentlichen negativ. Erst in den 1930ern treten auch positive Anomalien auf.
- dieser Trend setzt sich im Zeitraum 1940–1980 nicht fort: hier herrscht eine geringfügige negative Anomalie vor, die aber ungefähr konstant ist.
- ab ca. 1980 treten fast ausschließlich positive Temperaturanomalien auf; dabei ist ein Trend zur Zunahme der Anomalie zu beobachten.

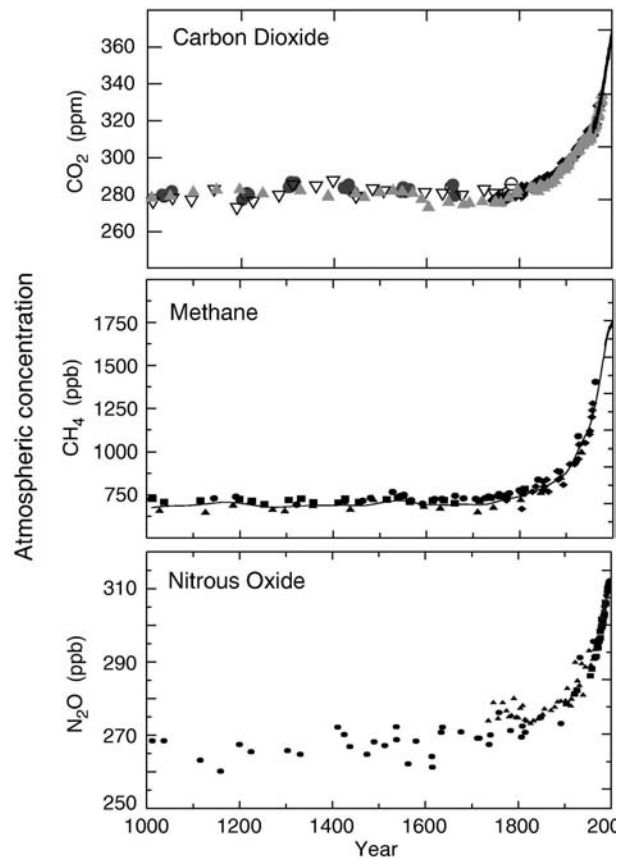


Abbildung 1.7: Spurengaskonzentrationen in der Atmosphäre seit 1000 [146]

Insgesamt ergibt sich aus der Kurve, dass die globale Mitteltemperatur seit Beginn der Industrialisierung um ca. 0.7 K zugenommen hat, wobei diese Zunahme jedoch nicht kontinuierlich sondern in Phasen erfolgte. Eine lokale Variante dieser Fieberkurve ist in Abb. 4.3 gegeben: der Trend ist sehr ähnlich, allerdings können größere Absolutwerte der Anomalie auftreten.<sup>8</sup>

Parallel zur Zunahme der Temperatur hat auch der Gehalt an treibhauswirksamen Spurengasen (TWS) in der Atmosphäre zugenommen. Dazu zeigt Abb. 1.7 die Konzentration von Kohlendioxid CO<sub>2</sub> (oben), Methan CH<sub>4</sub> (Mitte) und Stickoxid N<sub>2</sub>O (unten), wie sie sich aus in Eisbohrkernen eingeschlossenen Luftbläschen bestimmen lässt. Für alle drei TWS sind die Konzentrationen bis zum Beginn des 19. Jahrhunderts ungefähr konstant und steigen dann erst langsamer, mit zunehmender Zeit immer steiler an. Die Tatsache, dass die Zunahme der TWS mit einer Zunahme der Temperatur einher geht, kann als ein Indiz dafür verwendet werden, dass der anthropogene Treibhauseffekt bereits jetzt Auswirkungen auf Atmosphäre und Klima zeigt.

Die Idee, durch Spurengase, insbesondere Kohlendioxid, eine Erwärmung der Erde zu bewirken, ist übrigens schon etwas älter. So hat Svante Arrhenius bereits 1897 über diesen Effekt spekuliert und recht genaue Abschätzungen vorgelegt – Abschätzungen, die zu den gleichen Ergebnissen führten wie die ersten Klimamodelle in den 1970er und 1980er Jahren. Auch seine Vorstellung des Treibhauseffektes beruhte darauf, dass die Zunahme der mittleren Temperatur durch ein ‘Recycling’ der langwelligen terrestrischen Ausstrahlung an diesen Spurengasen entsteht.

<sup>8</sup>Das ist nicht sehr verwunderlich: lokale Variationen in den Wettermustern sind oft durch die Verlagerung von Polar- und/oder Subtropenfront und -jet begründet. Onduliert diese sehr stark, so kann es zu Wamtluftvorstößen in hohe Breiten und Kaltluftzufuhr in niedrige Breiten kommen: in Grönland wird der Winter warm, bei uns wird er kalt. Das Phänomen wird als Telekonnektion bezeichnet; das genannte Beispiel ließe sich im Rahmen der Nordatlantischen Oszillation NAO erklären, vgl. Abschn. 3.3.6. Da die Anomalie dadurch in einem Gebiet verstärkt, in einem anderen jedoch verringert wird, ist sie im globalen Mittel kleiner.

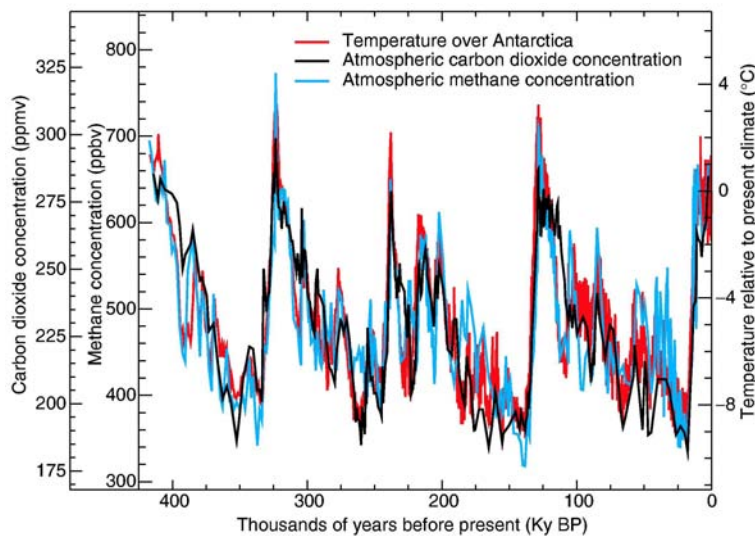


Abbildung 1.8: Spurengaskonzentrationen für Kohlendioxid und Methan sowie die Temperatur der vergangenen 400 000 Jahre [146]

Einen relativ engen Zusammenhang zwischen der Temperatur und den Konzentrationen von Spurengasen findet man jedoch nicht erst seit dem Beginn der Industrialisierung. Aus Untersuchungen an Eisbohrkernen<sup>9</sup> lässt sich für die vergangenen 400 000 Jahre ein enger Zusammenhang zwischen den Konzentrationen von Methan und Kohlendioxid sowie der Temperatur nachweisen, vgl. Abb. 1.8. Dieser Zusammenhang wirft natürlich die Frage nach Ursache und Wirkung auf: bewirken die hohen Spurengaskonzentrationen die hohen Temperaturen, entsprechend der Idee des Treibhauseffektes, oder führen die hohen Temperaturen zu einer Erhöhung der Spurengaskonzentrationen (dann würde der Treibhauseffekt nicht effizient sein) oder sind beides Folgen eines ganz anderen Prozesses?

Wir werden uns in Kap. 5 näher mit dem Treibhauseffekt, seiner Modellierung und Prognosen dazu beschäftigen. An dieser Stelle sei jedoch bereits ein Hinweis gestattet. Der anthropogene Treibhauseffekt wird stets mit dem Schwerpunkt auf Kohlendioxid diskutiert; er wurde daher auch lange Zeit als das CO<sub>2</sub>-Problem bezeichnet. Diese Beschreibung ist jedoch zu einfach, da es auch weitere Treibhauswirksame Spurengase aus anthropogenen und natürlichen Quellen gibt. Auf Grund der unterschiedlichen Entwicklungen der Emissionen (wirtschaftliche Entwicklung, landwirtschaftliche Nutzflächen) verringert sich der relative Anteil des CO<sub>2</sub> jedoch immer weiter, so dass es heute nicht mehr angemessen ist, den anthropogenen Treibhauseffekt vereinfachend als CO<sub>2</sub>-Problem zu bezeichnen, vgl. Abschn. 5.7 und insbesondere Abb. 5.46.

## 1.5 Zusammenfassung

Eine Atmosphäre kann als die Lufthülle eines Planeten definiert werden. Zu ihrem Verständnis sollten jedoch auf Grund des Austausches von Energie, Materie und Impuls auch die oberen Meter des Erdbodens/Ozeans/Eises berücksichtigt werden. Die wichtigsten Merkmale einer Atmosphäre sind ihre Zusammensetzung, durch die der Strahlungstransport und damit die Bodentemperatur der Atmosphäre bestimmt werden, sowie ihre vertikale Schichtung (Stockwerkstruktur).

Die Atmosphäre, ebenso wie die meisten Aspekte der Umwelt, ist nichts Konstantes. Bei der Untersuchung der Atmosphäre sind wir mit zwei Einflüssen konfrontiert:

*Der Mensch als Manipulator:*

Menschliche Aktivität hat das Potential zu einer Veränderung des Klimas zu führen.

<sup>9</sup>Luftblasen liefern die Spurengaskonzentrationen, Schichttiefe das Alter und der relative Anteil des schweren Sauerstoffisotops <sup>18</sup>O ein Maß für die Temperatur. Für eine genauere Diskussion der Methoden siehe Kap. 10.

*Natur als variables und komplexes System:*

Klimaänderungen auf verschiedenen räumlichen und zeitlichen Skalen sind normal und finden auch ohne das Zutun des Menschen statt.

Eines der Ziele dieser Vorlesung besteht darin, Sie für beides, die natürlichen wie die anthropogenen Einflüsse zu sensibilisieren.

## Fragen

**Frage 1** Erläutern Sie die Stockwerkstruktur der Atmosphäre. Nach welchen Kriterien werden die Stockwerke eingeteilt, was sind die wesentlichen Eigenschaften der jeweiligen Schicht?

**Frage 2** Frühe Klimasimulationen haben sich auf die Troposphäre beschränkt. Diskutieren Sie Vor- und Nachteile dieser Vereinfachung.

**Frage 3** Geben Sie die wesentlichen Komponenten in der Zusammensetzung der Atmosphäre an. Für welche Bereiche der Atmosphäre gilt diese, wo gibt es Abweichungen?

**Frage 4** Nennen Sie einige der in der Spurengase in der Atmosphäre.

**Frage 5** Diskutieren Sie Gemeinsamkeiten und Unterschiede der drei mit der Atmosphäre verknüpften Umweltprobleme saurer Regen, Ozonloch und (anthropogener) Treibhauseffekt.

**Frage 6** Erläutern Sie die Argumente, mit denen die Temperaturänderungen in Abb. 1.6 auf anthropogene Einflüsse zurück geführt werden.

**Frage 7** Abbildung 1.6 wird Ihnen im Skript in verschiedener Form (und mit unterschiedlichen Daten) noch häufiger begegnen.

**Frage 8** Überprüfen Sie Ihr Vorwissen im Hinblick auf den anthropogenen Treibhauseffekt. Welche Vorstellungen haben Sie im bezug auf die physikalischen Grundlagen sowie im Bezug auf Klimamodelle und deren Vorhersagefähigkeit und Prognosen?

**Frage 9** Im Langzeittrend zeigt die Spurengaskonzentration in Abb. 1.8 einen Sägezahn-Verlauf: von einem Maximum bei ca. 300 ppm sinkt die CO<sub>2</sub>-Konzentration über Zeiträume von einigen Zehntausend Jahren zusammen mit der Temperatur ab auf Werte um 200 ppm. Damit verbunden ist auch eine Veränderung der Temperatur in der Antarktis um ungefähr 10 K – das Maximum einer Eiszeit ist erreicht. Die Erholung erfolgt schnell: innerhalb von einigen Jahrhunderten bis zu wenigen Jahrtausenden steigen CO<sub>2</sub>-Konzentration und Temperatur wieder auf die Maximalwerte. Versuchen Sie diesen Verlauf qualitativ in Begriffen von Zeitkonstanten und Reservoirs zu diskutieren.

## Literaturhinweise

Zum Einlesen in das Thema Atmosphäre ebenso wie in die mit der Atmosphäre verbundenen Aspekte der Umwelt können die folgenden Bücher verwendet werden: Goody und Walker [108] geben eine einfach lesbare Einführung in die physikalischen Grundlagen von Atmosphärenphysik. Das Büchlein ist zwar bereits etwas älter, geändert haben sich aber eigentlich nur Zahlenwerte, keine Gesetze. Ebenfalls einfache Einführungen zum Nebenbei Lesen geben Keppler [169] und Fabian [84], wobei der Schwerpunkt des Letzteren auf der Atmosphärenchemie liegt. Eine gut lesbare Einführung in den Treibhauseffekt und Prognosen gibt Houghton [132].

Während die vorgenannten Bücher alle eher populärwissenschaftlich sind, sind die folgenden Empfehlungen stärker fachwissenschaftlicher Art. Allgemeine Atmosphärenbücher sind eher selten, da das Thema zu umfangreich ist. Am ehesten trifft dieser Anspruch auf Roedel [260] und, wenn auch in geringerem Maße, Krauss [179] sowie Graedel und Cutzen [111] zu. Formale Einführungen in die Atmosphärenphysik dagegen existieren verschiedene gute; eine nicht zu komplizierte Einführung ist Houghton [129], eine sehr umfangreiche Darstellung

---

mit Schwerpunkt auf der Klimamodellierung findet sich in Peixoto und Oort [229]. Insbesondere für die untere Atmosphäre können auch einige Meteorologiebücher hilfreich sein; aus alter Anhänglichkeit habe ich immer noch eine starke Bevorzugung für den Liljequist [190] und den Möller [215]. Bücher und Aufsätze zu spezielleren Themen werden am Ende der entsprechenden Kapitel angegeben.



# Synoptische Meteorologie

Synoptische Meteorologie beschäftigt sich mit dem Sammeln und Interpretieren meteorologischer Parameter, insbesondere unter dem Aspekt der Diagnose und Prognose von Wetter. Der Aspekt des Sammelns weist uns noch einmal deutlich auf den wesentlichen Unterschied zwischen Atmosphärenphysik und Laborphysik hin: bei der Laborphysik ist die lokale Messung ausreichend. In der Atmosphärenphysik dagegen ist auf Grund der Bewegung des Untersuchungsobjekts eine lokale Messung, auch eine mehrfach und zu unterschiedlichen Zeiten wiederholte, nicht aussagekräftig – außer zur Feststellung des gemessenen Parameters.

**Definition 6** *Eine Synopse (weniger gebräuchlich Synopsis, von griechisch s'ynopsis, 'Zusammenschau', 'Entwurf', 'Überblick') nennt man im weiteren Sinne eine übersichtliche Gegenüberstellung oder vergleichende Zusammenfassung verschiedener Texte. Im engeren Sinne ist damit in der Literaturwissenschaft und verwandten Gebieten (wie der Bibelforschung) eine besondere, spaltenweise Darstellung eines Textes gemeint. Hierbei werden zum Zwecke des Vergleichs bzw. Analyse Texte parallel in fortlaufenden Spalten bzw. in einer Tabelle gegenübergestellt, zum Beispiel für Übersetzungen oder verschiedene Versionen von Dokumenten (beispielsweise ist bei Wikipedia der 'Unterschied zwischen Versionen' (Aktuell / Letzte) synoptisch dargestellt). [326]*

In diesem Kapitel wollen wir uns kurz mit Grundbegriffen der Meteorologie auseinandersetzen, die den tägliche beobachtbaren Größen sowie den Wettergebilden und ihren Eigenschaften Rechnung tragen. Während Wetterparameter wie Temperatur, Luftdruck, Feuchte und Bewölkung lokal gemessen werden – und auch von Ort zu Ort sehr variabel sein können – benötigt die Beurteilung von Wettersystemen und ihren Veränderungen (und damit die Wettervorhersage) einen räumlich und zeitlich aufgelösten Datensatz. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden kurz die Messverfahren beschrieben, im zweiten die für verschiedenen atmosphärische Phänomene relevanten Skalen. Im dritten Abschnitt werden dann die wesentlichen meteorologischen Phänomene vorgestellt. Im letzten Abschnitt fassen wir die Beobachtungen zusammen und wenden uns den Druckgebilden und ihren Veränderungen und damit dem Wetter und der Wettervorhersage zu.

## 2.1 Grundgrößen und ihre Messung

Die Messung von Wetterparametern erfolgte lange Zeit ausschließlich mit Hilfe analoger Messinstrumente in Wetterhütten, vgl. Abb. 2.1. Diese dienen dem Schutz der Instrumente vor äußeren Einflüssen: sie müssen einerseits die direkte Sonnenstrahlung abschirmen, andererseits jedoch gut durchlüftet sein, um einen Austausch mit der Außenluft zu gewährleisten. Als Normmesshöhe sind zwei Meter über dem Erdboden fest gelegt.

In einer Wetterhütte befinden sich die folgenden Instrumente



Abbildung 2.1: Wetterhütte mit Instrumentierung <http://www.swisswetter.ch/mall/images/wetterhuetten-wmo-01.jpg>

- ein Thermometer zur Messung der Lufttemperatur,
- ein Feuchttthermometer zur Messung der Luftfeuchte,
- ein kombinierter Thermo- und Hygrograph zur Aufzeichnung der beiden Parameter über einen gewissen Zeitraum (in der Regel eine Woche),
- ein Minimum- und ein Maximumthermometer.

Die Daten der Instrumente werden zu fest definierten Zeiträumen abgelesen – bei den von ehrenamtlichen Helfern des DWD betreuten Hütten in der Regel drei mal pro Tag; Informationen über die Messungen und ihre Einbindungen in die Wettervorhersage gibt es z.B. beim Forschungszentrum Karlsruhe unter <http://imk-msa.fzk.de/Wettervorhersage/messen/boden.htm>.

Weitere Instrumente zur Wetterbeobachtung umfassen

- Regenschreiber,
- Erdboden-Thermometer,
- Sonnenscheinschreiber,
- Windfahne,
- Schalenkreuzanemometer.

Und natürlich, last not least, ein Druckschreiber, mit dem sich der Luftdruck in 3 m Höhe über dem Boden aufzeichnen lässt. Für prognostische Zwecke ist dies das wichtigste Instrument, die Wolkenklassifikation und die Windbeobachtungen unterstützen dabei.

### 2.1.1 Temperatur

Temperaturmessung kann analog oder digital erfolgen. Analoge Instrumente basieren auf der Ausdehnung von Materialien mit zunehmender Temperatur. Typische Beispiele sind das Quecksilber- und das Bimetallthermometer.

Quecksilberthermometer werden in Wetterhütten sowohl als Thermometer als auch als Feuchttthermometer eingesetzt. Sie müssen geeicht sein und eine Teilung in Zehntelgrad aufweisen. Vorteile des Quecksilberthermometers sind seine Einfachheit und seine Unempfindlichkeit, der Nachteil ist die Erfordernis eines ‘Operators’: ein Quecksilberthermometer kann nicht zur automatischen Aufzeichnung des Temperaturverlaufs verwendet werden.

Allerdings kann ein Quecksilberthermometer als Maximumthermometer schon ein gewisses Gedächtnis haben: in diesem Falle dient es dazu, die maximal erreichte Temperatur anzuzeigen. Eine technische Realisierung besteht darin, dass sich das Quecksilber zwar ungehindert ausdehnen, nicht jedoch in sein Reservoir zurück fließen kann. Dies geschieht durch eine Engstelle an der Thermometerkugel: der Quecksilberfaden kann sich ungehindert durch diese Engstelle ausdehnen, bei Abkühlung dagegen reißt er an dieser Stelle ab und kann erst durch kräftiges Schütteln zurück getrieben werden.<sup>1</sup> Ein Minimumthermometer ist zwar ebenfalls ein Flüssigkeit-in-einem-Glas-Thermometer, allerdings wird Alkohol verwendet, in dem ein kleines Glasfädchen schwimmt. Sinkt der Alkoholpegel mit sinkender Temperatur, so sinkt auch das Glasfädchen. Bei steigender Temperatur wird es jedoch nicht vom Alkohol mitgeführt, so dass sich auch hier die Extremtemperatur ablesen lässt.

Im Gegensatz zu Flüssigkeit-in-einem-Glas-Thermometern ist ein Bimetallthermometer auch für Temperaturlaufzeichnungen geeignet: die Ausdehnung/Verformung des Streifens kann

<sup>1</sup>Ein konventionelles Fieberthermometer basiert auf diesem Prinzip.

Größe	Messverfahren
relative Feuchte	(Haar-)Hygrometer
absolute Feuchte	
Taupunkt	Taupunkt-Hygrometer
Dampfdruck $e$	Psychrometer, Feuchtthermometer
Sättigungsdampfdruck $E_f$	

Tabelle 2.1: Feuchtebegriffe und Messverfahren

über ein Hebelsystem auf einen Schreiber übertragen werden. Das Prinzip findet im Thermographen Anwendung.

Digitale Verfahren zur Temperaturmessung werden in Wetterhütten nicht verwendet. Sie beruhen in der Regel auf der Änderung des elektrischen Widerstandes eines Bauelements mit der Temperatur: Temperaturmessung wird also auf Widerstandsmessung reduziert.<sup>2</sup> Wie jedes digitale Instrument hat das Digitalthermometer den Vorteil, dass sich seine Daten (zumindest prinzipiell) leicht aufzeichnen lassen.

### 2.1.2 Feuchtemaße und Feuchtemessung

Die Angabe der Luftfeuchte kann auf unterschiedliche Weise erfolgen. In der Wetterhütte hat man sich für ein Feuchtthermometer, auch bezeichnet als Psychrometer oder Aspirations-Psychrometer, entschieden, d.h. man verwendet eine Temperaturmessung zur Bestimmung des Feuchtegehalts der Luft. Ein Psychrometer besteht eigentlich aus zwei Thermometern, einem Vergleichsthermometer, das konventionell die Lufttemperatur misst, und einem zweiten Thermometer dessen Quecksilberreservoir mit einem feuchten Baumwollgewebe umhüllt. Je trockener die Luft ist, um so mehr Wasserdampf kann sie aufnehmen, d.h. um so mehr Wasser kann aus dem Baumwollgewebe verdunsten. Dazu benötigt es jedoch eine gewisse Wärmemenge (latente Wärme), so dass das Thermometer mit dem feuchten Baumwollgewebe eine geringere Temperatur  $\vartheta_F$ , die Feuchttemperatur, anzeigt als die Lufttemperatur  $\vartheta_L$ . Aus dieser Psychrometerdifferenz lässt sich der Dampfdruck  $e$  der Luft nach der Psychrometerformel abschätzen zu

$$e = E_f - c(\vartheta_L - \vartheta_F) \quad (2.1)$$

mit  $E_f$  als dem Sättigungsdampfdruck und  $c = 0.67 \text{ hPa/K}$ .<sup>3</sup> Der Dampfdruck hat, ebenso wie der Sättigungsdampfdruck, die Einheit eines Drucks, d.h. er wird in der Regel in Pa, hPa oder kPa angegeben.

Die absolute Feuchte ist die Masse des Wasserdampfs in einem bestimmten Luftvolumen und wird entsprechend in  $\text{g/m}^{-3}$  angegeben. Da diese Größe eine Dichte beschreibt, wird häufig das Formelzeichen  $\varrho_w$  verwendet. Sie wird auch als Wasserdampfdichte oder Dampfdichte bezeichnet. Die absolute Feuchte ergibt sich aus dem Dampfdruck nach der Zustandsgleichung idealer Gase zu

$$\varrho_w = \frac{e}{R_w T} \quad (2.3)$$

mit  $T$  als der Temperatur und  $R_w = 461.52 \text{ J/(kg K)}$  als der Gaskonstante des Wassers. Die absolute Feuchte wird nach oben durch die maximale Feuchte  $\varrho_{w,\text{max}}$  begrenzt, bei der Sättigung erreicht ist.  $\varrho_{w,\text{max}}$  ergibt sich aus (2.3) wenn man den Sättigungsdampfdruck

<sup>2</sup>Ein Verfahren, dass für eine genaue Temperaturmessung nicht ganz trivial ist, da das Ergebnis einer Widerstandsmessung von der Temperatur abhängt.

<sup>3</sup>Bei Höhen oberhalb 500 m muss der Faktor angepasst werden gemäß

$$c = 0.67 \frac{p}{1007 \text{ hPa}} \frac{\text{hPa}}{\text{K}}, \quad (2.2)$$

bei vereistem feuchten Thermometer ist er zu ersetzen durch  $c = 0.57 \text{ hPa/K}$ .

einsetzt. Eine direkte Messung der absoluten Feuchte ist mit einfachen Mitteln nicht möglich, daher wird dieser Parameter nur indirekt über die Feuchttemperatur und den Dampfdruck bestimmt.

Die relative Feuchte  $\varphi$  beschreibt das Verhältnis zwischen dem momentanen Wasserdampfdruck und dem Sättigungswasserdampfdruck oder alternativ zwischen der absoluten Feuchte und der maximalen Feuchte. Sie lässt sich bestimmen als

$$\varphi = \frac{e}{E} 100\% \approx \frac{\rho_w}{\rho_{w,\max}} 100\% \approx \frac{s}{S} 100\% \approx \frac{\mu}{\mu_S} 100\% . \quad (2.4)$$

Darin sind  $s$  die spezifische Luftfeuchtigkeit,<sup>4</sup>  $S$  die Sättigungsfeuchte<sup>5</sup>,  $\mu$  das Mischungsverhältnis<sup>6</sup> und  $\mu_S$  das Mischungsverhältnis bei Sättigung.

Alternativ kann auch die Taupunktdifferenz als ein Maß für den Feuchtegehalt der Luft verwendet werden. Der Taupunkt oder Kondensationspunkt gibt diejenige Temperatur der feuchten Luft, bei der diese Wasserdampf gesättigt wäre und damit bei einer weiteren Temperatursenkung kondensieren würde. Die Taupunktdifferenz stellt die Differenz zwischen realer Luft- und Taupunkttemperatur dar:

$$\Delta T_d = T - T_d \quad (2.5)$$

Je größer die Taupunktdifferenz desto kleiner die Luftfeuchte und umgekehrt. Bei einer Differenz von Null, also identischer Luft- und Taupunkttemperatur, liegt Sättigung vor. In aufsteigender Luft verringert sich die Taupunktdifferenz, bis Sättigung erreicht ist.

Verfahren zur Messung der relativen Feuchte basieren auf der Verwendung hygroskopischer Materialien: diese Materialien absorbieren den Wasserdampf der Luft und haben Eigenschaften, die stark von ihrem Feuchtegehalt abhängen. Diese Eigenschaften werden dann gemessen. Das einfachste, und zugleich verbreitetste Beispiel ist das Haarhygrometer: Haare dehnen sich im feuchten Zustand aus, wobei der Längenunterschied zwischen einem völlig trockenen Haar und einem sich in gesättigter Luft befindlichen 2.5% beträgt. Das Prinzip findet im traditionellen Wetterhäuschen ebenso Anwendung wie als Haarharfe beim Thermohygrographen, dem klassischen Wetterschreiber (Trommelschreiber). Alternativ kann auch die Masse eines hygroskopischen Materials bestimmt werden oder es können Veränderungen der Leitfähigkeit oder Kapazität hygroskopischer Materialien als Messgröße dienen. Letztere Verfahren haben den Vorteil, dass die Messwerte auf elektronische Weise erfasst, bearbeitet und gespeichert werden können.

Die Messung des Taupunkts ist ein anderes Verfahrens zur Bestimmung (indirekten) Bestimmung der Luftfeuchte: hier wird ein Spiegel so lange herunter gekühlt, bis er zu beschlagen beginnt. Der Zeitpunkt, zu dem die Kondensation einsetzt, wurde früher visuell bestimmt, heute verwendet man eine Lichtquelle in Kombination mit einem Photosensor.

### 2.1.3 Luftdruck

Eine der wichtigsten Größen in der synoptischen Meteorologie ist der Luftdruck: Druckgradienten sind die treibenden Kräfte der atmosphärischen Bewegung. Die Messung des Drucks kann auf verschiedene Weisen erfolgen.

Das Standardverfahren ist das Dosenbarometer oder Aneorid-Barometer: als Messkörper dient eine Dose aus dünnem Blech, die bei einer Zunahme des äußeren Luftdrucks komprimiert wird und bei dessen Abnahme expandiert. Diese Formveränderung wird über eine Hebelmechanik auf einen Zeiger übertragen. Eine derartiger Hohlkörper wird nach seinem Erfinder Lucien Vidie (1805-1866) auch Vidie-Dose genannt.

Damit die Anzeige eines Dosenbarometers nur vom Luftdruck nicht jedoch auch von der Temperatur abhängt, wird innerhalb der Dose ein Vakuum erzeugt. Zur Erhöhung der

<sup>4</sup>Die spezifische Luftfeuchtigkeit gibt die Masse des Wassers an, die sich in einer bestimmten Masse feuchter Luft befindet; auch bezeichnet als Wasserdampfgehalt.

<sup>5</sup>Die Sättigungsfeuchte ist die maximale spezifische Luftfeuchtigkeit im Sättigungszustand.

<sup>6</sup>Das Mischungsverhältnis gibt die Masse des Wassers an, die sich in einer bestimmten Masse trockener Luft befindet; auch bezeichnet als Feuchtegrad.

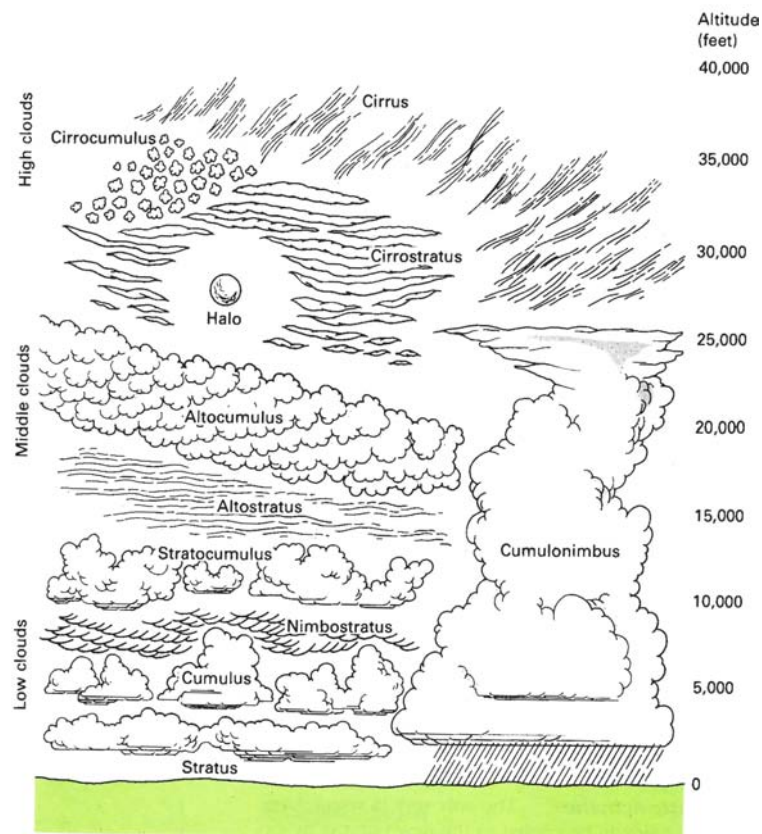


Abbildung 2.2: Wolken: Klassifikationsschema [27]; Höhenangaben (rechts) in Fuß (sorry, für Abschätzung durch drei Teilen)

Messempfindlichkeit wird in der Regel nicht mit einer einzelnen Dose sondern einem Stapel aus bis zu acht Dosen gearbeitet.

Elektronische Barometer, wie sie z.B. auch in Höhenmessern eingesetzt werden, arbeiten ebenfalls nach dem Prinzip elastischer Barometer, der Unterschied besteht lediglich darin, dass das Signal direkt elektrisch abgegriffen werden kann.

#### 2.1.4 Wolken

Wolken und der Bedeckungsgrad werden nicht gemessen sondern erfordern einen Beobachter. Dieser schätzt den Anteil des Himmels (in Achteln) ab, der von Wolken bedeckt ist und nimmt deren Klassifikation vor.

Wolkenklassifikationsschemata basieren im wesentlichen auf zwei Parameters: der Höhe der Wolke und ihrer Struktur. Für Deutschland gilt als Standard-Referenz der Karlsruher Wolkenatlas (<http://www.wolkenatlas.de/>), der mit der von der WMO verwendeten Klassifikation kompatibel ist. Ein daraus abgeleitetes Klassifikationsschema für den Hausgebrauch (sprich: es wird nicht auf jedem Detail rumgehackt) findet sich unter <http://www.m-forkel.de/klima/wolkenklassifikation.html>.

Für uns ist eine Detailklassifikation nicht erforderlich; ein Verständnis der Grundzüge der Klassifikation dagegen ist im Zusammenhang mit Wettergebilden und der Verwendung von Wolken zur kurzfristigen Wettervorhersage hilfreich.

Die Wolkenklassifikation erfolgt auf der Basis der Wolkenhöhe. Dabei werden vier Klassen unterschieden. Drei davon werden in Abhängigkeit von ihrer Höhe Stockwerken<sup>7</sup> zugeordnet:

<sup>7</sup>Bitte Vorsicht: diese Stockwerke nicht mit den Stockwerken der Atmosphäre verwechseln. Bei der Wolkenklassifikation wurden die Stockwerke auf phänomenologischer Basis gewählt, die Stockwerkstruktur der Atmosphäre dagegen ist durch die Extrema im Verlauf von  $T(h)$  bestimmt. Alle Stockwerke der Wolkenklassifikation liegen in der Troposphäre, d.h. im untersten Stockwerk der Atmosphäre.

Stockwerk	Polargebiete	mittlere Breiten	Tropen
hohe Wolken	3–8 km	5–13 km	6–18 km
mittlere Wolken	2–4 km	2–7 km	2–8 km
tiefe Wolken	0–2 km	0–2 km	0–2 km

Die vierte Klasse von Wolken umfassen jene, die sich, wie z.B. Cumulonimbus, über mehrere Stockwerke erstrecken.

Eine Klassifikation nach morphologischen Gesichtspunkten wurde bereits 1803 von Howard vorgeschlagen. Er beschrieb die in der Tabelle gegebenen Klassen wie folgt:

- Cirrus: hohe Wolken mit einem seidigen oder Feder ähnlichen Aussehen.
- Cumulus: Wolken – einzeln oder in Gruppen – mit ebener Unterseite und gewölbter, Blumenkohl ähnlicher Oberseite.
- Stratus: Wolkenschicht mit großer horizontaler aber relativ unbedeutender vertikaler Erstreckung. Die Wolke kann Details aufweisen, d.h. sie kann in kleine Teile aus einander gebrochen sein, ohne dass sich dadurch der Eindruck der Schichtwolke verändert.

Die detailliertere Klassifikation in Abb. 2.2 ergibt sich aus der Kombination der Kriterien Höhe und Morphologie. Daraus ergeben sich zehn Wolkengattungen:

- Cirrus Ci (lat. Haarlocke, Franse): isoliert, meist seidig schimmernde, oft faserige Eiswolken verschiedenster Form in großer Höhe. Sie bestehen – wenigstens zum größten Teil – aus Eiskristallen. Es fehlen ihnen daher die scharfen Konturen der eigentlichen Wasserwolken. Cirruswolken sind sehr dünn, sie sind im Tageslicht in der Regel weiss.
- Cirrocumulus Cc (lat. cirrus = Franse, cumulus = Haufen): Cumuluswolken im obersten Stockwerk, die Breite der Wolkenbällchen liegt meist in einem Sichtwinkel von weniger als 1°. Werden im Volksmund als zarte Schäfchenwolken bezeichnet und sind nicht immer einfach von Altocumulus zu unterscheiden; sie sind im Prinzip auch nur hohe Altocumuli und bestehen neben Eiskristallen auch aus unterkühlten Wassertropfen. Sie kommen oft gemeinsam mit Cirruswolken vor. Fallstreifen, die aus ihnen ausfallen, sind gewöhnliche Cirren.
- Cirrostratus Cs (lat. stratus = geschichtet): Schichtwolke im oberen Stockwerk, auch als Schleierwolke bezeichnet. Besteht im wesentlichen aus Eiskristallen. Cirrostratus sind so dünn, dass die Sonne die Wolkendecke ohne wesentliche Abschwächung durchleuchten kann. Eine sehr dünne Cirrostratusdecke kann häufig nur dadurch erkannt werden, dass Sonne bzw. Mond von einer halo umgeben sind.
- Altocumulus Ac (lat. altus = hoch): Cumuluswolken oder kleine Felder, Ballen, Walzen im mittleren Stockwerk, häufig als Wogenwolken bezeichnet. Wie oben erwähnt ist die Unterscheidung von Cirrocumulus schwierig; tief liegende Altocumulus sind entsprechend schwierig von Stratocumulus zu unterscheiden.
- Altostratus As: Schichtwolke, vor allem im mittleren Stockwerk, oft aber auch in das obere hin ragend. Sie besteht aus Eiskristallen und Wassertropfen. Oft kommen Altostratuswolken nach Cirrostratuswolken bei heran nahenden Unwettern auf; die Wolke ist dann anfangs so dünn, dass die Sonne noch durch sie hindurch scheint. Sie geht dann kontinuierlich in einen dichten grauen Schleier über, ehe der Niederschlag zu fallen beginnt.
- Nimbostratus Ns (lat. nimbus = Wolke, Platzregen): Schichtwolke, aus der Regen oder Schnee fällt, vor allem im mittleren Niveau, aber auch ins obere und untere Stockwerk ragend. Auch die horizontale Erstreckung ist groß. In der vertikalen Erstreckung kann sie aus mehreren Schichten bestehen, zwischen denen es Wolken freie Lagen gibt. Von der Unterseite gibt es keine Möglichkeit, die vertikale Ausdehnung zu erkennen. Man erkennt Nimbostratus vor allem am gleichmäßigen Niederschlagsschleier, der an der Unterseite der Wolke ausfällt und in der Regel den Erdboden erreicht.
- Stratocumulus Sc: Schichtwolke im unteren Niveau mit konvektiv bedingter, von Ort zu Ort unterschiedlicher Dicke; oder Felder von flachen Walzen und Ballen, wird im deutschsprachigen Raum auch als Haufenschichtwolke bezeichnet. Stratocumulus ist eine Wasserwolke, gibt jedoch im allgemeinen keinen Niederschlag.

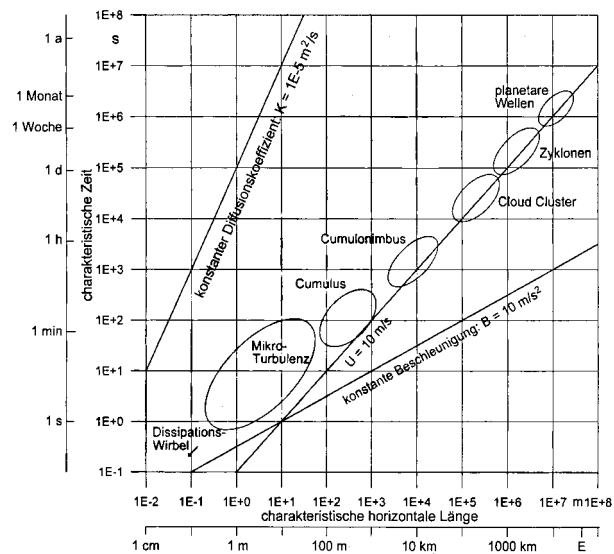


Abbildung 2.3: Skalen atmosphärischer Prozesse [179]

- Stratus St (lat. geschichtet, geebnet, geglättet): horizontal sehr homogene Schichtwolke im unteren Nivea; aus ihr kann Niesel und Schneegriesel fallen. Die Wolkenuntergrenzen sind nicht scharf, oft hängen Wolkenfetzen unter der Hauptwolke. Die Wolke erweckt häufig den Eindruck eines Nebels, der nicht bis zum Erdboden herunter reicht; sie befinden sich gewöhnlich in einer Höhe zwischen Erdboden und 500 m.
- Cumulus Cu (lat. haufen): Haufenwolke mit beachtlicher Vertikalerstreckung, die ihre Basis im unteren Niveau besitzt, aber bis ins mittlere Stockwerk ragen kann. Sie hat eine ebene Unterkante und entsteht durch Konvektion, z.B. wenn die Sonne den Boden im Laufe des Tages erwärmt hat (Schönwetterwolken). Cumuluswolken sind Wasserwolken.
- Cumulonimbus Cb: Gewitterwolke, die unten Wasserwolke ist und in ihrem oberen Teil in eine Eiswolke über geht.

Richtig regnen tut es nur aus Wolken, die ein “nimb” im Namen haben. Diese zehn Basistypen können noch wieder feiner differenziert werden; dazu können sie bei Interesse ein Meteorologiebuch oder das Internet konsultieren.

## 2.2 Skalen atmosphärischer Prozesse

Alle Messungen liefern (Mess-)Punkte in einem räumlichen und zeitlichen Kontinuum. Messen wir mit einer ortsfesten Station, so erhalten wir Messpunkte zu verschiedenen Zeitpunkten; bei der Messung mit einem Ballon oder einer Driftboje dagegen erhalten wir Messpunkte zu unterschiedlichen Zeitpunkten und an unterschiedlichen Orten. Beschränken wir uns der Einfachheit halber auf ortsfeste Messungen, wie sie z.B. von den Stationen der Wetterdienste geliefert werden.

Atmosphärische Phänomene sind über unterschiedliche zeitliche und räumliche Skalen definiert. So haben turbulente Vorgänge in der planetaren Grenzschicht (Reibungsschicht zwischen Boden und Atmosphäre) oder an der Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre alleine auf Grund der ständig wechselnden Strukturen nur kleine räumliche Skalen, vielleicht im m-Bereich. Auch erfolgen diese Vorgänge zwar immer jedoch in sehr unterschiedlicher Ausprägung, so dass auch die typischen Zeitskalen nur klein sein, ungefähr im Bereich von Minuten. Ein Hurrikan dagegen hat eine Zeitskala im Bereich von Wochen bei einer räumlichen Skala von einigen 1000 km. Sowohl für die Beobachtung als auch für die Modellierung gilt: ich kann nur Phänomene beobachten/beschreiben, die auf den zeitlichen und räumlichen Skalen meines Modells auftreten können. Ein Klimamodell mit einem räumlichen Gitter von 200 km kann mit Mikroturbulenz ebenso wenig anfangen wie ein Ozean-Atmosphäre-

Wechselwirkungsmodell auf molekularer Skala mit einem Hurrikan umgehen kann. Zur besseren Verständigung ist es daher sinnvoll, typische Skalen zu definieren.

In der Meteorologie erfolgt die Einteilung in unterschiedliche Skalen auf der Basis der horizontalen Skalenlängen  $L$ , vgl. Abb. 2.3. Unterschieden werden:

- makroskalige Phänomene (globale Skala) mit  $L > 2000$  km, wie lange Wellen (planetare Welle, Rossby-Welle), große Mittelbreiten Tiefs (Zyklone), ausgedehnte Hochs (Antizyklone);
- mesoskalige Phänomene mit  $2 \text{ km} < L < 2000$  km, z.B. kleinere Mittelbreiten-Tiefs, Meso-Zyklonen, Meso-Hochs, Zwischen-Hochs, Fronten, tropische Wirbelstürme, tropische Cloud-Cluster oder Gewitter; sowie
- mikroskalige Phänomene mit  $L < 2$  km, wie z.B. Tornados, Cumulus-Wolken, Mikroturbulenz, Dissipationswirbel.

Abbildung 2.3 macht deutlich, dass diese typischen räumlichen Skalen auch mit entsprechenden zeitlichen Skalen verbunden sind: kleinräumige Phänomene sind kurzlebig, makroskalige dagegen haben Lebensdauern in der Größenordnung von Wochen bis Monaten.

## 2.3 Wettervorhersage: Druckgebilde und Fronten

Ein Beobachter an einem Ort kann Wetterparameter nur lokal protokollieren, d.h. das Ergebnis seiner Bemühungen sind Zeitserien wie  $T(t)$  oder  $p(t)$ . Da die Sonne die antreibende Kraft aller atmosphärischen Vorgänge ist, erwarten wir eine Abhängigkeit der Wetterparameter vom Antrieb: ein Tagesgang sollte die Variation der direkten Einstrahlung auf kurzen Zeitskalen wieder geben, ein Jahresgang die Variation mit der Tageslänge und/oder dem Sonnenstand.

Ein Blick auf eine Zeitserie zeigt jedoch zusätzlich zum Tagesgang und zu den saisonalen Variationen kurzfristige deutliche Schwankungen in den Wetterparametern. Diese sind durch die Wanderung der Wettergebilde (Druckgebiete) bedingt, ebenso wie durch die Advection von Luftmassen aus anderen Bereichen: mit dem Wind können, je nach Windrichtung, polare Kaltluftmassen oder subtropische Warmluft zugeführt werden – oder eben einfach nur das nasskalte trübe Wetter aus dem Westen.

Die Zeitserien der Wetterparameter dienen jedoch nicht nur diagnostischen Zwecken: insbesondere die Veränderungen im Druck sowie die Wolkenart und der Grad der Wolkenbedeckung können auch zur Prognose verwendet werden. Allerdings ist die Prognose auf der Basis lokaler Daten in ihrem Vorhersagehorizont stark beschränkt, entsprechend dem begrenzten Sichthorizont des Wetterbeobachters.

Für eine längerfristige Prognose ist eine Kombination großer Mengen von lokalen Daten erforderlich, so dass sich eine Karte zur Wettervorhersage erzeugen lässt.

### 2.3.1 Stationskarte

Die Stationskarte bildet die Grundlage der Wettervorhersage. Sie ist das älteste Werkzeug der synoptischen Meteorologie und rechtfertigt diesen begriff auch dadurch, dass in ihr die Beobachtungen der verschiedenen Wetterstationen zusammen gefasst sind. Abbildung 2.4 zeigt ein Beispiel für eine derartige Stationskarte: für die einzelnen Stationen sind, nach einem festen Schema, die verschiedenen meteorologischen Parameter angegeben. Da in die Karte zusätzlich bereits die Druckgebilde und Fronten eingezeichnet sind, ist diese Karte nicht nur Stationskarte sondern gleichzeitig auch Bodenwetterkarte.

Da Wetter nicht an Staatsgrenzen halt macht, sind sowohl Diagnose als auch Prognose auf Daten von verschiedenen Wetterdiensten angewiesen. Daher halten sich Wetterdienste in ihren Stationsangaben an die Vorgaben der WMO.<sup>8</sup> Abbildung 2.5 zeigt in ihrem linken

<sup>8</sup>Falls Sie die WMO einmal virtuell besuchen wollen: <http://www.wmo.int/index-en.html>. Die WMO hat auch die Wettervorhersage global koordiniert: <http://www.worldweather.org/> – für den fall, dass Sie mal dringend eine Wettervorhersage für Myanmar benötigen.



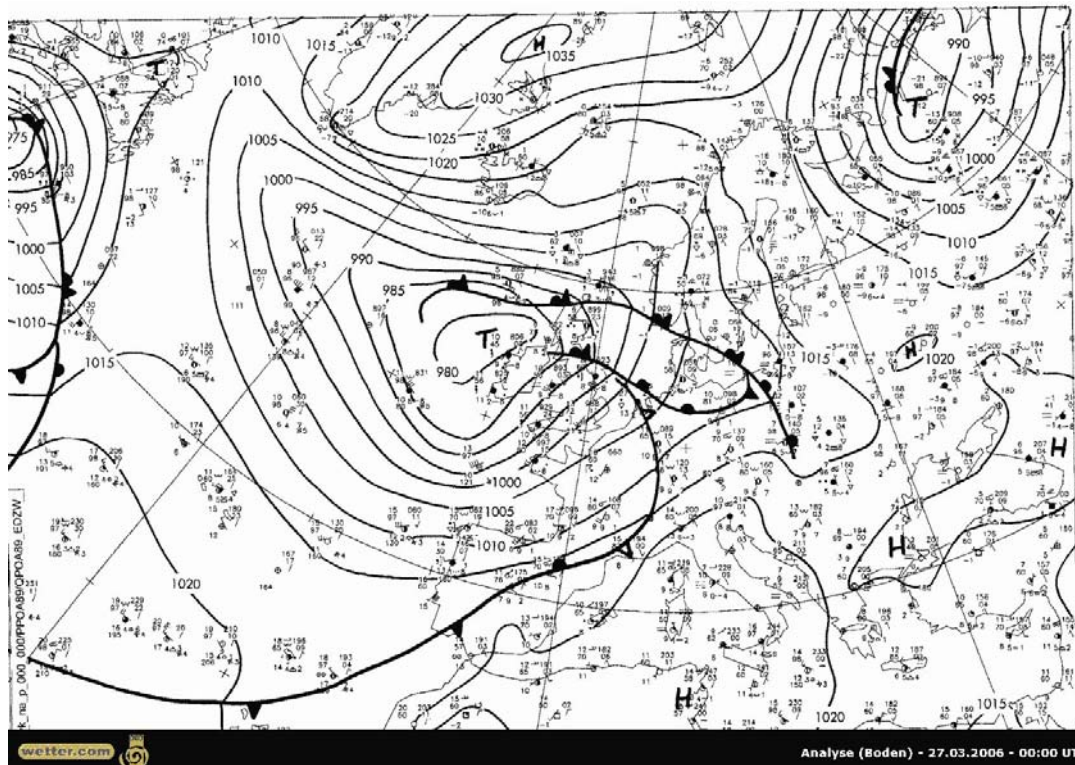


Abbildung 2.4: Stationskarte (und gleichzeitig Bodenwetterkarte) des DWD; [www.dwd.de](http://www.dwd.de)

Teil das Schema einer Stationsangabe; im rechten Teil ist ein Beispiel gegeben. Die einzelnen Parameter sind hier nur aufgelistet und kurz begründet:

- N die Füllung des zentralen Kreises gibt den Grad der Wolkenbedeckung an: ein offener Kreis entspricht einem wolkenfreien Himmel, ein vollständig gefüllter Kreis einem völlig bedeckten Himmel. Ein Kreuz im Kreis bezeichnet eine gleichmäßige Eintrübung ohne (bestimmbare) Wolkenbildung (Dunst). Eine genaue Darstellung der Einzelsymbole (auch für die anderen Parameter dieser Liste) findet sich z.B. in [218] oder anderen Meteorologiebüchern oder in einem bilingualen Wikipedia-Beitrag unter [http://commons.wikimedia.org/wiki/Weather\\_symbol](http://commons.wikimedia.org/wiki/Weather_symbol).<sup>9</sup>
- dd die vom zentralen Kreis abgehende Gerade gibt die Windrichtung an (immer die Richtung, aus der der Wind weht!),
- ff die Symbole am Ende dieser Geraden sind ein Maß für die Windgeschwindigkeit.
- TT gibt die aktuelle Lufttemperatur (auf europäischen Karten natürlich nicht in Fahrenheit wie durch Abb 2.5 nahe gelegt sondern konventionell in °C).
- PPP gibt den aktuellen Luftdruck in Zehntel Millibar, die führende 9 oder 10 wurde dabei weggelassen. Die Angabe 988 würde daher einem Druck von 998.8 mbar bzw. 998.8 hPa entsprechen, die Angabe 125 einem Druck von 1012.2 hPa.<sup>10</sup>
- pp ist für prognostische Zwecke besonders wichtig, da dieser Wert die Luftdruckänderung der vergangenen drei Stunden gibt, ebenfalls wieder in zehntel hPa.
- a gibt die Luftdrucktendenz und wird in Symbolen kodiert. Auch diese Information ist für prognostische Zwecke wichtig.

<sup>9</sup>Und falls Sie ganz eilig noch Ihre eigene Wetterkarte zeichnen wollen – zum Download gibt es die Symbole unter <http://www.wetterstation-porta.info/download/download.html>.

<sup>10</sup>Um die Angaben der verschiedenen Stationen vergleichbar zu machen, wird der aktuelle Luftdruck mit Hilfe der barometrischen Höhenformel auf Meereshöhe reduziert und dieser reduzierte Luftdruck in die Stationskarte eingetragen.

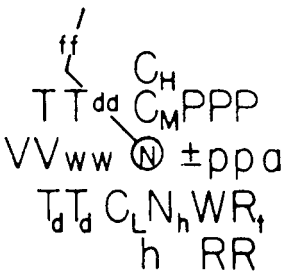
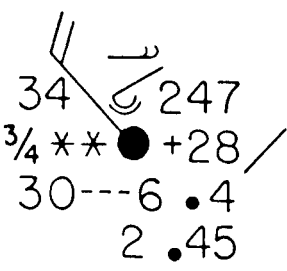
			
Symbolic station model	Sample report		
N	Total cloud cover—Table E	h	Height in feet of the base of the lowest clouds—Table D
dd	Wind direction	C <sub>M</sub>	Middle clouds—Table C
ff	Wind speed in knots or mi/hr—Table F	C <sub>H</sub>	High clouds—Table C
VV	Visibility in miles	T <sub>d</sub> T <sub>d</sub>	Dew point temperature in °F
ww	Present weather—Table H	a	Pressure tendency—Table A
W	Past weather—Table H	pp	Pressure change in mb in preceding 3 hr (+28 = +2.8)
PPP	Barometric pressure reduced to sea level (add an initial 9 or 10 and place a decimal point to the left of last number)	RR	Amount of precipitation in last 6 hr
TT	Current air temperature in °F	R <sub>t</sub>	Time precipitation began or ended (0 = none; 1 = <1 hr ago; 2 = 1–2 hr ago; 3 = 2–3 hr ago; 4 = 3–4 hr ago; 5 = 4–5 hr ago; 6 = 5–6 hr ago; 7 = 6–12 hr ago; 8 = >12 hr ago; 9 = unknown)
N <sub>h</sub>	Fraction of sky covered by low or middle clouds—Table E (ranges from 0 for no clouds to 9 for sky obscured)		
C <sub>L</sub>	Low clouds or clouds with vertical development—Table C		

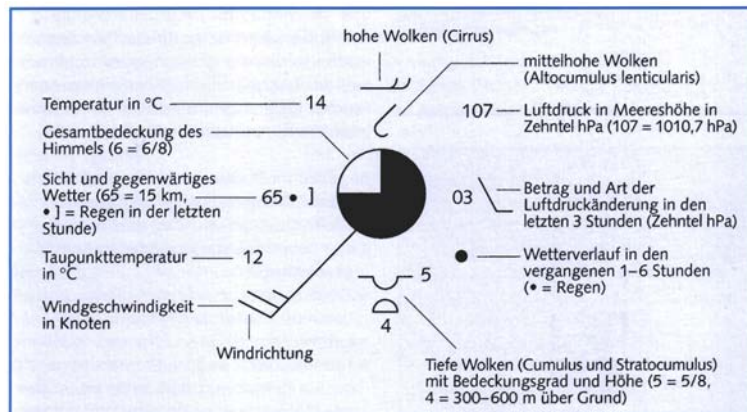
Abbildung 2.5: Angabe der Messparameter einer Station auf einer Wetterkarte; links symbolisch, rechts ein Beispiel [218]

- **ww** gibt das aktuelle Wetter. Dabei wird ein Satz von ca. 100 Symbolen verwendet, so dass die Angabe relativ detailliert erfolgen kann.
- **W** enthält die Information über das vergangene Wetter in der gleichen Kodierung wie **ww**. Ein Vergleich der beiden Symbole erlaubt ein Verständnis der Wetterentwicklung hin zur aktuellen Wetterlage.
- **VV** gibt die Sichtweite.
- **T<sub>d</sub>T<sub>d</sub>** gibt den Taupunkt. Zusammen mit der aktuellen Temperatur **TT** ergibt sich daraus die Feuchte.
- **RR** gibt die Niederschlagsmenge der vergangenen 6 Stunden.
- **R<sub>t</sub>** gibt die Zeit, zu der der Niederschlag begann oder endete in kodierter Form.
- die verbliebenen Parameter stehen alle in Bezug zu den Wolken. **N<sub>h</sub>** gibt den Anteil des Himmels an, der von mittleren oder tiefen Wolken bedeckt ist; die Kodierung entspricht der für den zentralen Kreis verwendeten. **C<sub>L</sub>** gibt in kodierter Form Informationen über die Details der tiefen Wolken, **C<sub>M</sub>** und **C<sub>H</sub>** des Gleichen für die mittleren und die hohen Wolken. **h** gibt die Höhe der Wolkenuntergrenze. Die Kombination der Informationen aus Wolken und Wetterentwicklung **W** erlaubt es oftmals, das Aufziehen einer Front zu erkennen – dies wird verständlich, wenn wir die einzelnen Fronten in Abschn. 2.3.4 genauer betrachten.

Die Bodenwetterkarte wie in Abb. 2.4 unterscheidet sich von der Stationskarte dadurch, dass sie zusätzlich zu den Stationsangaben auch noch die Isobaren und die Fronten enthält. Auch wenn es im Zeitalter der Rechner und der elektronischen Datenverarbeitung etwas archaisch anmutet, werden diese aus den Stationsdaten abgeleiteten Informationen auch heute noch von Hand erstellt: zum einen, da Wettervorhersage immer noch etwas mit Erfahrung und Bauchgefühl zu tun hat und der Meteorologe in dieser Tätigkeit des Isobaren- und Frontenbestimmens eine ganze Menge an Informationen aufnimmt und zusammen setzt, zum anderen, da auf diese Weise Fehlmeldungen leicht erkannt werden können.

**Nachtrag:** wie üblich findet man gute Abbildungen nur durch Zufall aber nicht durch Goo-

Abbildung 2.6: Erläuterung der Stationsangabe [125]



geh. Nachdem ich den ganzen Kram über die Wettersymbole zusammen geschrieben habe, hab ich Abb. 2.6 gefunden – das Bild hätte mehr gesagt als die vielen Worte da oben.

### 2.3.2 Höhenkarten

Die Stations- bzw. Bodenwetterkarte hat den Vorteil, dass sie eine große Zahl von Parametern enthält, da Bodenstationen gut ausgestattet und wohl definiert diese Parameter messen können. Sie hat allerdings drei Nachteile; alle hängen mit der Orographie zusammen: zum einen ist die Angabe des Druckes nicht direkt, da stets der Druck erst mit einer Näherungsformel reduziert werden muss.<sup>11</sup> Dieser Fehler ist vielleicht noch der am wenigsten schwer wiegende und könnte eventuell mit besseren Algorithmen noch verringert werden. Der zweite Nachteil ist der direkte Einfluss der Orographie auf die Stationsmeldung: eine Station in einem Nord-Süd-Tal wird selbst bei starker westlicher Grundströmung nie einen Westwind melden können sondern nur den durch die lokalen Gegebenheiten abgelenkten Wind. Und der dritte Nachteil hängt hiermit zusammen: Druckunterschiede sind die treibende Kraft des Windes. Welche Bedeutung hat dann ein auf Meereshöhe reduzierter sehr niedriger Druck auf den alle Luftmassen zuströmen sollten, wenn an dieser Stelle eine 2000 m hohe Höhenkette steht, die jeder Strömung eine eigene Richtung aufdrückt?

Um sich vom Bodenrelief zu befreien und einen besseren Überblick über die großräumigen Strukturen zu erhalten, verwendet man in der Meteorologie zusätzlich Karten in verschiedenen Höhen bzw. genauer bei verschiedenen Drücken. Als Standardwerte sind festgelegt 850 hPa, 700 hPa, 500 hPa, 300 hPa, 250 hPa, 200 hPa und 100 hPa; für die Wettervorhersage werden in der Regel die 500 hPa Karte zur Identifikation der Drucksysteme in der Höhe verwendet sowie die 300 hPa oder 250 hPa Karte zur Identifikation der Strahlströme. Beim DWD ([www.dwd.de](http://www.dwd.de)) finden Sie unter der Rubrik **Wetterkarten** auf die Rubrik **Luftdruck**: dort sind Vorhersagen für die 850 hPa, die 500 hPa und die 300 hPa-Fläche gegeben.

Für den Hausgebrauch beschränkt man sich in der Regel auf die Bodenwetterkarte und die Höhenwetterkarte auf der 500 hPa-Fläche. Abbildung 2.7 zeigt beide Karten für den 20.01.2004, ein Beispiel für eine typische Nordwest-Wetterlage (s.u.). Auf der Bodenwetterkarte sind die Druckgebilde, die Isobaren sowie die Fronten eingezeichnet; die Pfeile markieren das Vordringen kalter (blau) bzw. warmer Luftmassen.

Auf der Höhenkarte sind keine Isobaren angegeben – dies würde keinen Sinn machen, da die Karte ja für eine Druckfläche von 500 hPa bestimmt ist: der Druck beträgt überall 500 hPa. Die Isolinien geben stattdessen an, in welcher Höhe sich diese 500 hPa Fläche befindet; die Angabe erfolgt als geopotentielle Höhe oder Geopotential in Dekametern;<sup>12</sup> die

<sup>11</sup>Das ist sicherlich bei einer Station in Osnabrück kein Problem, da man bei einer Höhe von ca. 80 m kaum einen großen Fehler bei der Reduktion machen kann. Die Wetterstation auf dem Jungfraujoch dagegen liegt auf über 3500 m, so dass bei gleichem relativen Fehler der absolute Fehler bereits beträchtlich werden kann.

<sup>12</sup>Das Geopotential gibt nicht die geometrische Höhe über dem Grund (oder über Meeressniveau) sondern bezieht sich auf Isoflächen potentieller Energie. Befindet sich ein Teilchen auf einer derartigen Isofläche, so

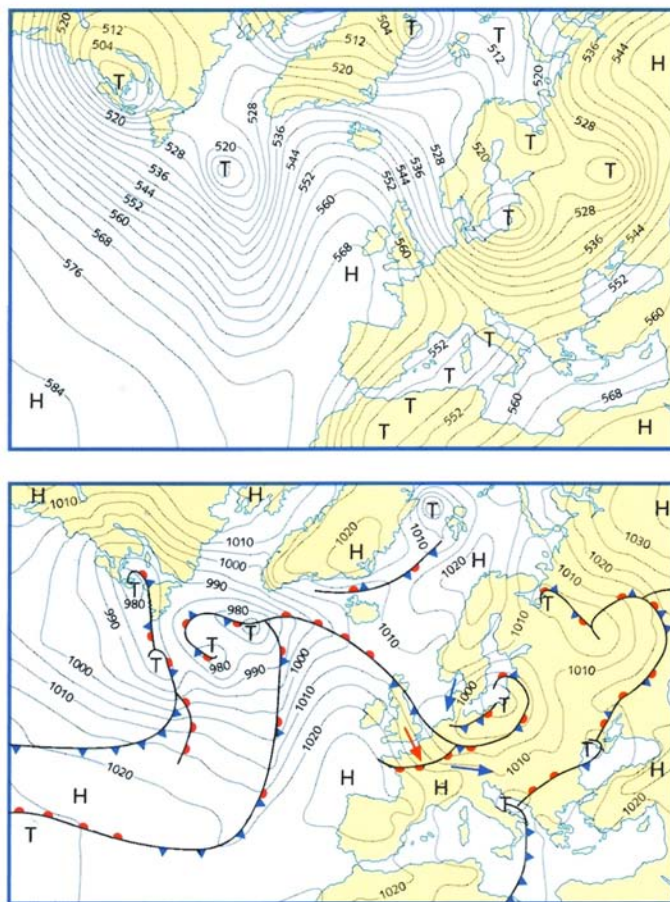


Abbildung 2.7: Höhen- und Bodenwetterkarte für eine Nordwest-Wetterlage; Beispiel vom 20.01.2004 [125]

Linien gleicher geopotentieller Höhe werden als Isohypsen bezeichnet.

Ein Vergleich der beiden Karten zeigt, dass die Strukturen in der Bodenwetterkarte wesentlich kleinräumiger sind als in der Höhenkarte. Letztere ist dominiert von einem Breiten, um die Ost–West-Richtung mäandrierenden Band annähernd paralleler Geopotentiallinien. Die Mäander werden strukturiert durch das Tief vor Neufundland, das Hoch südlich der britischen Inseln, ein Tief über Osteuropa und ein Hoch über Sibirien. Diese Druckgebilde können auch auf der Bodenwetterkarte identifiziert werden, d.h. diese Druckgebilde haben eine große vertikale Ausdehnung. Einige andere Druckgebilde der Bodenwetterkarte, wie z.B. die Aufspaltung des Tiefs vor Neufundland in drei separate Zellen, können auf der Höhenkarte nicht erkannt werden, haben also nur geringe vertikale Mächtigkeit.

Für die Prognose von Bedeutung sind die Druckgebilde großer vertikaler Mächtigkeit, da sie langlebig sind und die Struktur der Geopotentiallinien auf der 500 hPa-Fläche bestimmen. Diese dagegen bestimmen die Wanderung der Druckgebilde und die Richtung der Zufuhr von Luftmassen, in der Bodenwetterkarte angedeutet durch die Pfeile.

verändert sich seine potentielle Energie bei Verlagerung entlang dieser Fläche nicht. Auf einer Fläche gleicher geometrischer Höhe dagegen ist die potentielle Energie des Teilchens auf Grund der komplexen Gestalt des Gravitationsfeldes nicht konstant und die Verschiebung entlang dieser Fläche ist mit einer Veränderung der potentiellen Energie verbunden. Die Verwendung des Geopotentials zur Darstellung der Isofläche des Drucks erlaubt daher abzuschätzen, wie sich die potentielle Energie eines Teilchens ändert, wenn man es z.B. vom Hoch südlich Irlands in Abb. 2.7 zum Tief vor Neufundland verschiebt. Da das Hoch auf einer Höhe von 5680 m liegt, dass Tief aber auf einer von 5160 m, wird potentielle Energie frei – oder sehr anschaulich: das Luftpaket gleitet vom Berg ins Tal. Daher kann man das Geopotential auch als eine anschauliche Beschreibung der Druckgradientkraft interpretieren. Bewegt sich ein Luftpaket entlang einer Isolinie, so bleibt seine potentielle Energie konstant. Die formalere Betrachtung ist in Abschn. B.8.1

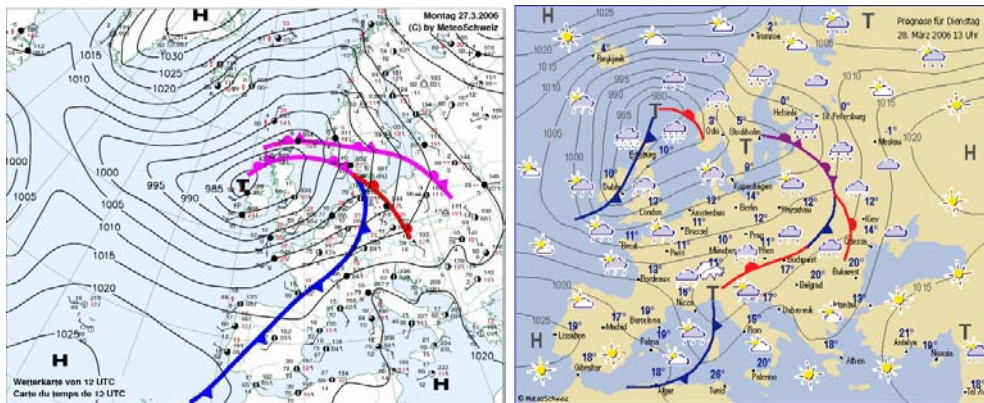


Abbildung 2.8: Bodenwetterkarte (links) und Vorhersagekarte (rechts); [www.meteoswiss.ch](http://www.meteoswiss.ch)

### 2.3.3 Vorhersagekarte

Die untere Karte aus Abb. 2.7 ist die Diagnose des Istzustandes. Eine Vorhersagekarte hat eine ähnliche Form, meist werden, wie im Beispiel rechts in Abb. 2.8, zusätzlich zu den Isobaren und den Fronten die zu erwartenden Lufttemperaturen sowie einfache Wettersymbole angegeben. In dieser oder verwandter Form finden wir Vorhersagekarten in den Wetterberichten in Printmedien, im Internet oder im Fernsehen.

Der Übergang von der Stationskarte (links in Abb. 2.8; das ist eine vereinfachte Form der Stationskarte aus Abb. 2.4) zur Vorhersagekarte (rechts in Abb. 2.8) erfolgt in manueller Form mit Hilfe der folgenden Schritte:

1. Identifikation von Isobaren, Druckgebilden und Fronten in der Stationskarte.
2. Identifikation der langlebigen Druckgebilde und ihrer Zugbahnen mit Hilfe der Höhenkarte.
3. Verschiebung der Druckgebilde entsprechend dieser Zugbahnen auf der Bodenkarte, wobei eine Verformung der Fronten entsprechend der weiter unten diskutierten typischen Entwicklung einer Zyklone erfolgt.

Dieses manuelle Verfahren ist sicherlich für eine kurzfristige Prognose sinnvoll (und bei einem erfahrenen Meteorologen auch sehr treffsicher), für eine längerfristige Prognose dagegen bedient man sich numerischer Vorhersagemodelle.<sup>13</sup> Diese unterscheiden sich von den manuell erstellten Vorhersagen nicht nur in der größeren Genauigkeit bei der langfristigen Vorhersage sondern auch in der besseren räumlichen Auflösung; in der manuellen Vorhersage wird die allgemeine Wetterlage in der Regel sehr gut getroffen; kleinräumige Spezialitäten dagegen (z.B. durch besondere Lage des Vorhersagebereichs in einem Talkessel) erfordern sehr viel Erfahrung seitens des Vorhersagenden und sind in der Regel auf sein direktes Umfeld beschränkt. In der numerischen Vorhersage lassen sich kleinräumige Unterschiede dagegen wesentlich besser berücksichtigen: ein numerisches Modelle arbeitet mit einer Auflösung von 30 km mal 30 km, im Detail sogar mit einer von 2.5 km mal 2.5 km.<sup>14</sup> Informationen zur numerischen Wettervorhersage finden Sie unter (karlsruhe, ukmo)

#### Ein Detail: Wie weht denn der Wind nun wirklich?

In der Bodenwetterkarte im unteren Teil von Abb. 2.7 ist die Zufuhr von warmer und kalter Luft eingetragen. Diese Strömungen erfolgen parallel zu den Isobaren. Damit stellt sich die

<sup>13</sup>Wir werden im Laufe der Vorlesung/des Skriptes auch Klimamodelle diskutieren. dabei sollten Sie im Hinterkopf behalten, dass alle heutigen Klimamodelle Weiterentwicklungen bzw. Anpassungen von Vorhersagemodellen sind. Falls Sie also notorisch über die Unzuverlässigkeit der Wettervorhersage schimpfen, sollten Sie konsequenterweise auch ein gewisses Misstrauen gegenüber den Vorhersagen von Klimamodellen entwickeln – oder umgekehrt.

<sup>14</sup>Das wirft eine interessante Frage auf: wie geht man eigentlich von einem 30 km-Gitter über der Nordsee auf ein 2.5 km-Gitter im Großraum Hamburg über?

Frage nach dem Antrieb der Strömung. Normalerweise lernt man, dass die Druckgradienten zwischen Hoch und Tief für den Antrieb einer Ausgleichsströmung verantwortlich sind, d.h. wir würden eine Strömung erwarten, die vom Hochdruckgebiet in das Tiefdruckgebiet erfolgt und damit senkrecht zu den Isobaren ausgerichtet ist.

Die Erfahrung dagegen lehrt uns, dass ein Tiefdruckgebiet gegen den, ein Hochdruckgebiet dagegen im Uhrzeigersinn umströmt wird, d.h. die Strömung erfolgt nicht senkrecht zu den Isobaren sondern parallel zu ihnen.

Anschaulich können wir diesen geostrophischen Wind wie folgt verstehen: in einem nicht-rotierenden Bezugssystem wäre der Wind in der Tat als Ausgleichsströmung vom Bereich hohen zum Bereich niedrigen Drucks gerichtet und würde somit senkrecht zu den Isobaren wehen. Auf der rotierenden Erde wirkt zusätzlich die Corioliskraft. Diese lenkt die Luftpakete nach rechts ab, d.h. der Windvektor wird aus der Richtung senkrecht zu den Isobaren herausgedreht. Diese Drehung setzt sich so lange fort, bis der Wind parallel zu den Isobaren weht und zwar auf der Nordhalbkugel so, dass der tiefe Druck in Richtung der Bewegung links liegt, vgl. Abb. B.6. Dann wirken zwei Kräfte auf das Luftpaket: nach rechts die ablenkende Corioliskraft und nach links die Druckgradientenkraft. Beide Kräfte halten sich das Gleichgewicht und der Wind weht parallel zu den Isobaren.

Formal lässt sich die Gültigkeit dieser geostrophischen Näherung mit Hilfe einer Skalenanalyse der Bewegungsgleichung zeigen. Von den darin vorkommenden Termen Druckgradientenkraft, Trägheitskraft, Coriolis-Kraft, Zentrifugalkraft, Gravitation und Reibungskraft sind die beiden dominierenden Terme die Coriolis-Kraft und die Druckgradientenkraft, d.h. die Bewegung ergibt sich als ein Gleichgewicht aus diesen beiden Kräften. Die Lösung der sich so ergebenden Gleichung ist eine Isobaren-parallele Strömung um die Druckgebilde, vgl. Abschn. B.6.1.

Der nächste relevante Term der Bewegungsgleichung, allerdings eine Größenordnung kleiner als die beiden bisher betrachteten, ist die Reibungskraft. Der sich daraus ergebende Reibungswind folgt im wesentlichen den Isobaren, hat jedoch eine leichte zum Tief hin gerichtete Komponente. Dadurch strömt langsam Luft in das Tief hinein, so dass es sich auffüllen und auflösen kann.

### 2.3.4 Fronten

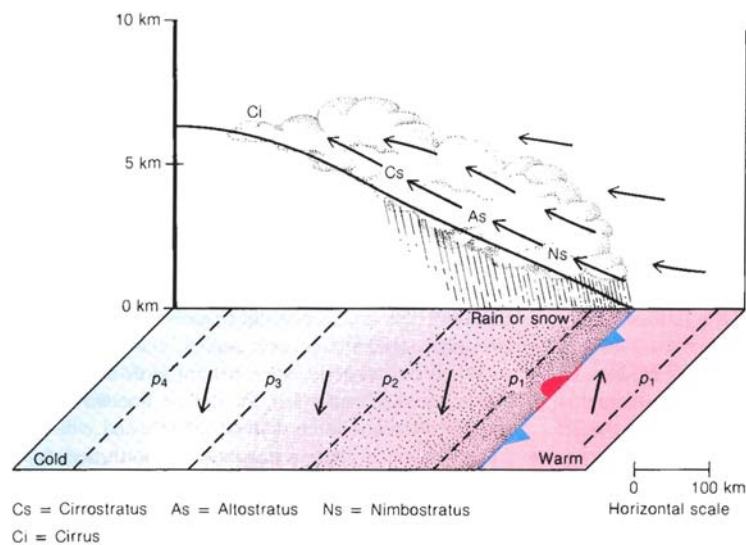
Auf der Bodenwetterkarte sind Fronten eingetragen. Diese trennen unterschiedliche Luftmassen, wobei sich die Unterscheidung auf die Dichten (oder in der Bezeichnung auf die Temperaturen) beschränkt. Eine Warmfront ist durch (rote) Halbkreise vor der Front markiert. Hier wird die kalte Luft vor der Front von der warmen Luft dahinter getrennt. Zieht eine Warmfront auf, so befindet sich der Beobachter also noch in relativ kalter Luft, mit der Passage der Front wird wärmere Luft zugeführt. Eine Kaltfront ist durch (blaue) Dreiecke vor der Front markiert: hier wird mit der Front kühlere Luft zugeführt. Fronten können sich auch soweit aneinander annähern, dass eine Kalt- und eine Warmfront verschmelzen. Eine derartige Okklusion ist in der Bodenwetterkarte durch eine Kombination aus Dreieck und Halbkreis vor der Front angedeutet. Bei Farbkodierten Karten wird entweder die Farbe von Halbkreis und Dreieck beibehalten (siehe Abb. 2.7) oder beide werden in Magenta dargestellt (siehe Abb. 2.8).

#### Stationäre Warmfront

Die einfachste Form einer Front ist eine stationäre Front, d.h. eine Grenze zwischen Luftmassen, die sich nicht bewegt. Stationäre Fronten bilden sich häufig vor Gebirgsketten oder an Küstenlinien. Da sich an ihnen alle wesentlichen Merkmale einer Front zeigen lassen, wollen wir hier dieses Beispiel als erstes diskutieren.

Abbildung 2.9 zeigt Druckverhältnisse am Boden (Isobaren) und Windrichtung (Pfeile) sowie einen vertikalen Querschnitt durch eine stationäre Warmfront – die vertikale Skala ist gegenüber der horizontalen stark überhöht dargestellt. Bei einer stationären Front liegen die

Abbildung 2.9: Struktur einer stationären Warmfront [218]



Isobaren nahezu parallel zur Front, der Wind weht annähernd parallel zu den Isobaren.<sup>15</sup> An der Front wechselt der Wind die Richtung recht abrupt. Dieser Windsprung steht normalerweise mit der Konvergenz von Luftmassen im Zusammenhang. Daher ergibt sich an der Front eine starke aufwärts Bewegung, häufig verbunden mit Wolken und Regen.

Im vertikalen Querschnitt wird die Neigung der Front deutlich: von der Erdoberfläche neigt sich die Front über die dichtere Kaltluft. Die mittlere Neigung von Warmfronten beträgt 1:150. Auf Grund der Konvergenz an der Front gleitet die wärmere Luft auf die Front auf. Mit ihrer Abkühlung bilden sich Wolken aus: in der Nähe der Front Nimbostratus Ns und Altostratus As, in größerem Abstand eher Cirrostratus Cs und Cirrus Ci. Beachten Sie, dass die Wolkenbildung und damit auch der Niederschlag im kalten Bereich erfolgt. Je nach Feuchtegehalt und Menge der aufgleitenden warmen Luft kann es zu zeitlich und räumlich ausgedehnten Niederschlägen kommen.

Die Details der Kondensation aufgleitender Luftmassen werden wir in Abschn. 5.5.5 genauer kennen lernen.

## Warmfront

Abbildung 2.10 zeigt die Struktur einer Warmfront. Die Front bewegt sich von rechts nach links.

Die horizontale Struktur einer bewegten Front unterscheidet sich von dem einer stationären dadurch, dass die Isobaren nicht parallel zur Front verlaufen sondern die Front schneiden. Am Schnittpunkt mit der Front zeigen die Isobaren einen Knick – dieses Merkmal hilft bei der Identifikation von Fronten in der Stationskarte.

Auch im vertikalen Querschnitt zeigen sich Unterschiede zur stationären Warmfront: in der Nähe des Bodens ist die Front auf Grund der durch Reibung bedingten Verzögerung geringer geneigt. Die Strömung auf der warmen Seite der Front ist sehr ähnlich der bei einer stationären Warmfront, allerdings gleiten größere und feuchtere Luftmenge auf, so dass es auch zur Ausbildung von Stratus St kommt. Vor der Warmfront dagegen strömt die Luft auch im kalten Bereich von der Front ab. Dadurch kann die warme Luft der eigentlichen Front zumindest partiell voraus eilen.

Die Annäherung einer Warmfront kann mit Hilfe der Entwicklung der Wolken erkannt werden: für einen Beobachter an einem festen Ort entwickeln und verstärken sich die Wolken langsam in der folgenden Reihenfolge: Cirrus Ci, Cirrostratus Cs, Altostratus As, Nimbostratus Ns und Stratus St. Die anfänglichen Cirren können sich bereits in einem Abstand von

<sup>15</sup>Die Abweichung wird durch die Reibung bewirkt. Damit wird eine Auffüllung der Tiefdruckgebiete möglich.

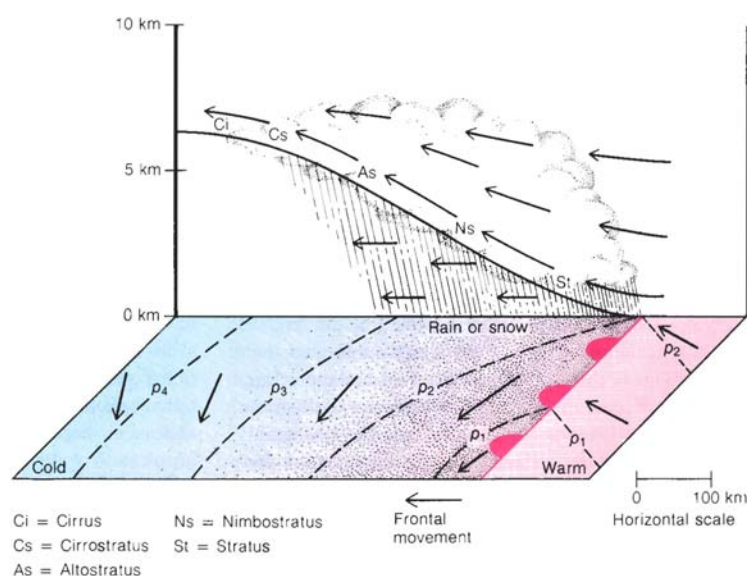


Abbildung 2.10: Struktur einer Warmfront [218]

1000 km von der Front zeigen – ihre Ausbreitung und die Verdichtung zu Cirrostratus zeigen die Annäherung von stürmischem und feuchten Wetter schon einige Tage im Voraus an.

Haben sich die Cirrostratus zu Altostratus verdichtet, so setzt leichter Niederschlag ein. Mit der weiteren Verdichtung der Wolken zu Nimbostratus geht dieser in einen Landregen über: zwar fallen auf Grund der langen Dauer von mehr als 24 h großen Niederschlagsmengen, jedoch ist der Niederschlag fein genug, um vom Boden aufgenommen zu werden. Fallen diese Niederschlagsmengen jedoch bei hinreichend kaltem Wetter, so ist das Ergebnis eine dicke und dicke Schneedecke.

Der Niederschlag lässt erst unmittelbar vor der Ankunft der Warmfront nach und geht in einen steten Nieselregen aus niedrigen Stratus über oder in Nebel (das ist eigentlich nur im Fallen verdunstender Regen). Mit dem Durchzug der Front verschwinden Nebel und Niederschläge, da sich diese aus dem Aufgleiten auf die kalten Luftmassen ergeben haben. Der Himmel ist in der Regel zumindest teilweise klar und das Wetter ist wärmer und feuchter.

Diese Sequenz setzt eine stabile warme Luftmasse voraus. Bei instabiler Schichtung sind die Vorgänge etwas kräftiger ausgeprägt, da die mit dem Aufgleiten verbundene Kondensation von Wasserdampf Wärme frei setzt, die das weitere Aufgleiten verstärkt. Dann bilden sich in der Nähe der Front über der kalten Luftmasse Cumulonimbus Cb aus, die mit Gewitter und starken Niederschlägen verbunden sein können.

### Kaltfront

Eine stationäre Front wird eine Kaltfront, wenn sie sich derartig bewegt, dass kältere und damit dichtere Luft wärmere Luft verdrängt: während bei der Warmfront warme Luft auf die kalte aufgleitet, schiebt sich bei der Kaltfront kalte Luft unter die warme. Eine Kaltfront ist nicht zwingend mit einem Temperatursprung verbunden: der Dichteunterschied kann, zumindest im Sommer, auch durch die unterschiedliche Feuchte der beiden Luftmassen bedingt sein. Daher ist der Durchzug einer Kaltfront im Winter im Regel mit einer Abnahme der Temperatur verbunden, im Sommer kann es sich jedoch auch um eine Abnahme der Feuchtigkeit oder eine Abnahme von sowohl Temperatur als auch Feuchtigkeit handeln.

Abbildung 2.11 zeigt die Struktur einer Kaltfront. Die Front bewegt sich nach rechts. Die Neigung einer Kaltfront im Querschnitt ist mit 1:50 bis 1:100 steiler als die einer Warmfront. Der wesentliche Unterschied zu einer Warmfront ist die 'Nase' im Querschnitt, die sich über der Bodenfront ausbildet. Auch diese Nase entsteht durch die Verringerung der Geschwindigkeit am Boden auf Grund von Reibung. Auf Grund der steilen Front beschränkt sich das Aufgleiten in der Regel auf einen relativ schmalen Bereich um die Front herum. Niederschläge



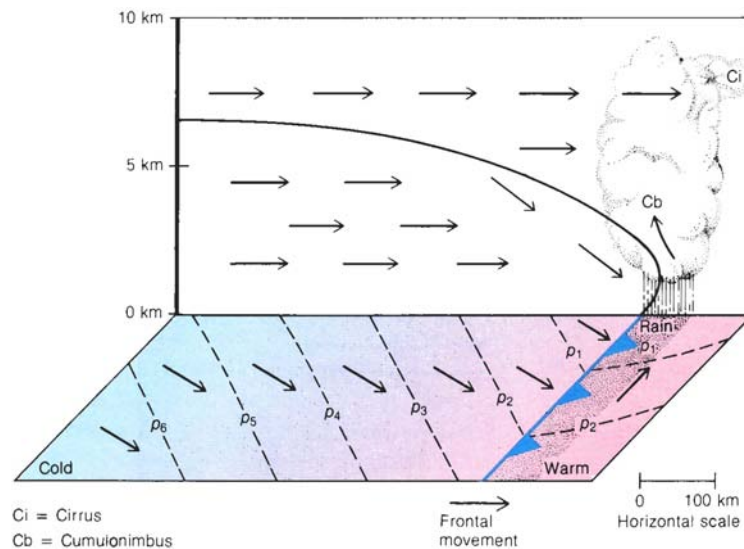


Abbildung 2.11: Struktur einer Kaltfront [218]

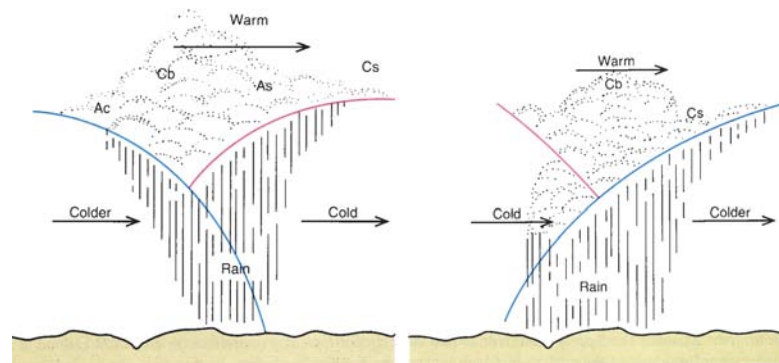


Abbildung 2.12: Okklusion: kalter Typ (links) und warmer Typ (rechts) [218]

sind daher eher kurz, d.h. es handelt sich um Schauer. Die Art des Niederschlags hängt allerdings wieder von der Stabilität der warmen Luft ab. Bei stabiler Schichtung bilden sich Nimbostratus und Altostratus. Bei instabilen warmen Luftmassen können sich jedoch auch Cumulonimbus bilden, denen an der Oberseite Cirrus voraus eilen und die zu heftigen Gewittern mit Böen, Starkregen und Hagel führen können. Breitet sich die Kaltfront sehr schnell aus (Geschwindigkeiten von 45 km/h und mehr), so bildet sich an oder bis zu 300 km vor der Front ein Band sehr starker Gewitter aus.

### Okklusion

Eine Kaltfront bewegt sich ungefähr mit der doppelten Geschwindigkeit wie eine Warmfront. Daher wird eine Kaltfront im Laufe der Zeit eine Warmfront überholen und mit dieser verschmelzen: es bildet sich eine Okklusion. In diesem Fall haben wir eine Luftmassenfolge kalt – warm – kalt, wobei die warme Luft zwischen den konvergierenden Massen kalter Luft angehoben wird. Je nachdem, ob die der Kaltfront folgende Kaltluft kühler oder wärmer ist als die vor der Warmfront liegende Kaltluft, bilden sich unterschiedliche Typen von Okklusionen aus, siehe auch Abb. 2.12.

Bei einer Okklusion vom kalten Typ ist die Luft hinter der Kaltfront kälter als die vor der Warmfront (linker Teil von Abb. 2.12). Dann gleitet diese Kaltluft unter die vor der Warmfront liegende Kaltluft. Die sich ergebende Kaltfront hat am Boden die typischen Merkmale einer normalen Kaltfront, allerdings ist der Temperatursprung beim Durchzug der Front geringer. Auch sind die Niederschläge gewöhnlich durch stärkere Schauer geprägt. Das Wetter vor der Okklusion ist ähnlich dem vor einer Warmfront, auch die typische Zunahme der Bewölkung tritt auf.

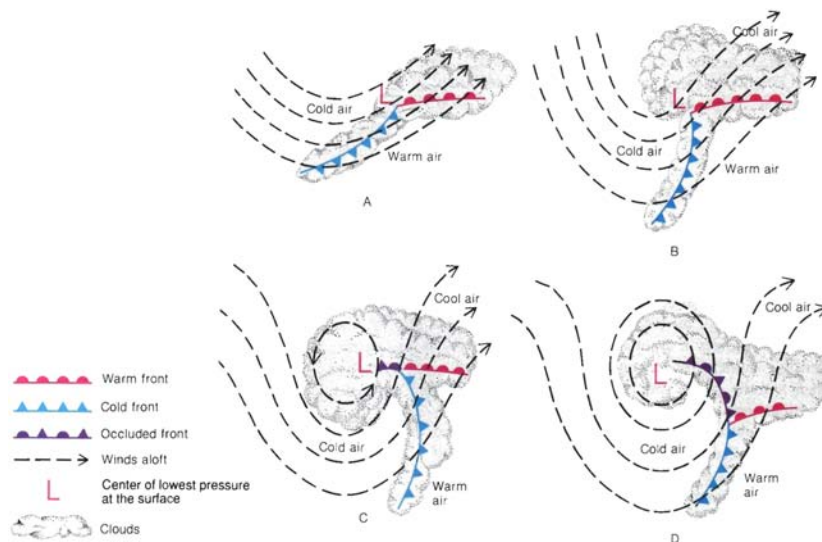


Abbildung 2.13:  
Lebenszyklus  
einer Zyklone in  
mittleren Breite  
[218]

Die andere Variante der Okklusion ist in Europa sogar etwas häufiger. Bei dieser Okklusion vom warmen Typ ist die Kaltluft vor der Warmfront kälter als die der Kaltfront folgende Luft.<sup>16</sup> Dadurch gleitet letztere auf den vor der Warmfront liegenden Kaltluftkeil auf. Das Wetter vor dieser Front ähnelt dem vor einer Warmfront, auch die Front am Boden verhält sich wie eine Warmfront.

In beiden Fällen ist die Identifikation am Boden relativ schwierig, da die Temperatursprünge in der Regel eher klein sind und sich die Niederschläge über einen relativ weiten Bereich erstrecken.

### Entwicklung einer Zyklone in mittleren Breiten

Warm- und Kaltfronten sind mit wandernden Druckgebilden verbunden. Im Zusammenhang mit der Entstehung einer Okklusion haben wir bereits erwähnt, dass sich Kaltfronten schneller bewegen als Warmfronten, so dass beide verschmelzen können.

In mittleren Breiten ist eine Zyklone, d.h. ein Tiefdruckgebiet, das typische Wetter bestimmende System. Mit einer Zyklone ist stets ein Paar aus Warm- und Kaltfront verbunden (siehe auch die Zyklonogenese in Abschn. 3.4.2): eine Instabilität an der Polarfront bewirkt die Ausbildung eines Tiefdruckgebiets und damit eine um dieses gerichtete Strömung. Da die Polarfront von höheren Breiten aus gesehen eine Warmfront darstellt, von niedrigen Breiten gesehen dagegen eine Kaltfront, beginnt die Zyklonogenese stets mit einer im östlichen Bereich gelegenen, nahezu Polarfront dem Jetstream parallelen Warmfront, der im Westen eine ebenfalls nahezu dem Jet parallele Kaltfront folgt. Die mit der Zyklone verbundene Rotation bewirkt, dass die relativ schnelle Kaltfront sich mit der Zeit an die Warmfront annähert. Die Verschmelzung der beiden Fronten zur Okklusion zuerst erfolgt im Bereich des geringsten Drucks, da dort die Geschwindigkeiten am größten sind. Mit der Vertiefung des Tiefs erstreckt sich die Okklusion über einen immer größeren Teil der Front.

Am Tripelpunkt, an dem sich Kalt- und Warmfront sowie Okklusion treffen, sind die Bedingungen zur Ausbildung einer neuen Zyklone ideal: daher kann sich in diesem Punkt eine sekundäre Zyklone formen. Dies erklärt die in Abb. 2.15 über dem westlichen Atlantik sichtbaren zwei Ketten von Tiefs.

Im Laufe der Zeit schwächt sich die Zyklone durch Auffüllung ab und verschwindet.

<sup>16</sup>Diese Situation kann sich in Europa leicht dadurch ergeben, dass die Kaltfront sich über dem Atlantik erwärmt hat während die eher kontinentalen Bedingungen die Kaltluft vor der Warmfront eher abkühlen.

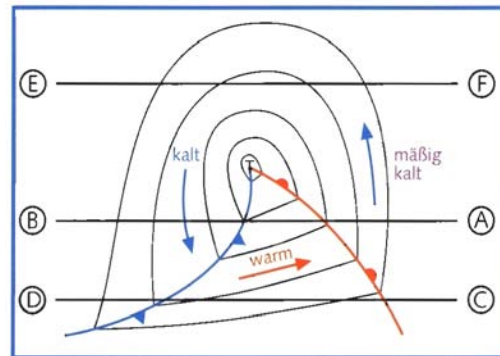


Abbildung 2.14: Zur Erläuterung typischer Wetterabläufe beim Durchzug einer Zyklone [125]

### Abhängigkeit von der Lage relativ zur Zyklone

Eine Zyklone mit den sie begleitenden Fronten ist ein ausgedehntes Gebilde. Für einen Beobachter hängt das mit der Zyklone verbundene Wetter von seiner Position relativ zu den Fronten bzw. zum Zentrum des Tiefdruckgebietes ab. Abbildung 2.14 dient dazu, typische Beispiele für die Begegnung mit einer Zyklone zu definieren.

Auf der Linie AB in Abb. 2.14 entwickeln das Tiefdruckgebiet und seine Fronten die volle Wirkung. Das sichtbare Zeichen der Annäherung der Warmfront ist die Entwicklung der Wolken wie im Zusammenhang mit Abb. 2.10 bereits beschrieben. Nach dem Durchgang der Warmfront herrscht aufgelockerte Bewölkung oder es treten Stratocumulus und Altostratus auf. Mit der Annäherung der Kaltfront werden diese durch Cumulus oder auch Cumulonimbus abgelöst. Nach dem Durchgang der Kaltfront wechselt die Bewölkung rasch zu Cirrocumulus oder kleinen Cumulus. Vor der Warmfront fällt ausgedehnter Niederschlag, im Warmsektor dagegen hört der Niederschlag meist auf oder beschränkt sich auf leichten Regen oder Sprühregen. Erst mit der Annäherung der Kaltfront kommt es zu heftigeren, allerdings nur kurz andauernden Niederschlägen. Der Luftdruck beginnt spätestens mit dem Auftreten der ersten Cirren zu sinken, mit dem Eintreffen der Warmfront ist der Druckabfall beendet. Im Warmsektor ist der Luftdruck konstant oder sinkt sehr langsam, mit dem Durchzug der Kaltfront steigt er wieder an.

Auf der Linie CD in Abb. 2.14 wird das Tief mit seinen Fronten nur abgeschwächt wirksam. So treten auf der Vorderseite der Warmfront nur Cirrus oder Altostratus auf, aus denen kaum Niederschlag fällt. Im Warmsektor ist es überwiegend sonnig, aus den Haufenwolken geringer Mächtigkeit an der Kaltfront fallen nur vereinzelte Schauer. Die Druckänderungen folgen dem gleichen Muster wie entlang Schnitt AB jedoch mit verringerter Amplitude.

Auf der Linie EF zieht das Tief südlich am Beobachter vorbei – eine typische Erscheinung im Winter bei weit südlich liegender Polarfront. In diesem Fall ziehen von Westen oder Südwesten die für eine Warmfront typischen Wolken in der entsprechenden Reihenfolge auf, aus denen es später auch regnet. Mit Ende des Niederschalges nach Passage der Nimbostratus setzt meist ein rascher Bewölkungsrückgang ein, es verbleiben lediglich einige Haufenwölkchen. Die Feuchte nimmt mit dem Herannahen des Tiefs stetig zu, geht aber nach Beendigung der Niederschläge meist schnell zurück. Der Luftdruck fällt wie bei einer nahenden Warmfront zunächst ab, beginnt dann mit dem Durchzug des Tiefdruckzentrums langsam wieder anzusteigen.

Die obige Beschreibung ist streng nur für den Winter gültig; im Sommer tritt in unseren Breiten die Variante EF nicht auf. Für die beiden anderen Schnitte ergeben sich sinngemäß ähnliche Verläufe, allerdings verstärkt oder abgeschwächt durch orographische Gegebenheiten und variable Feuchtegehalte. Insbesondere kann es auf der Linie AB bei Durchzug einer massiven Kaltfront zu einem Wettersturz kommen, bei dem die Temperatur um deutlich mehr als 10 K fallen kann. Das Genua-Tief (Vb-Wetterlage) ist ein Phänomen des Sommers, da es seine Wirksamkeit (Elbehochwasser 2002) nur auf Grund der hohen Feuchte entfalten kann (s.u.).

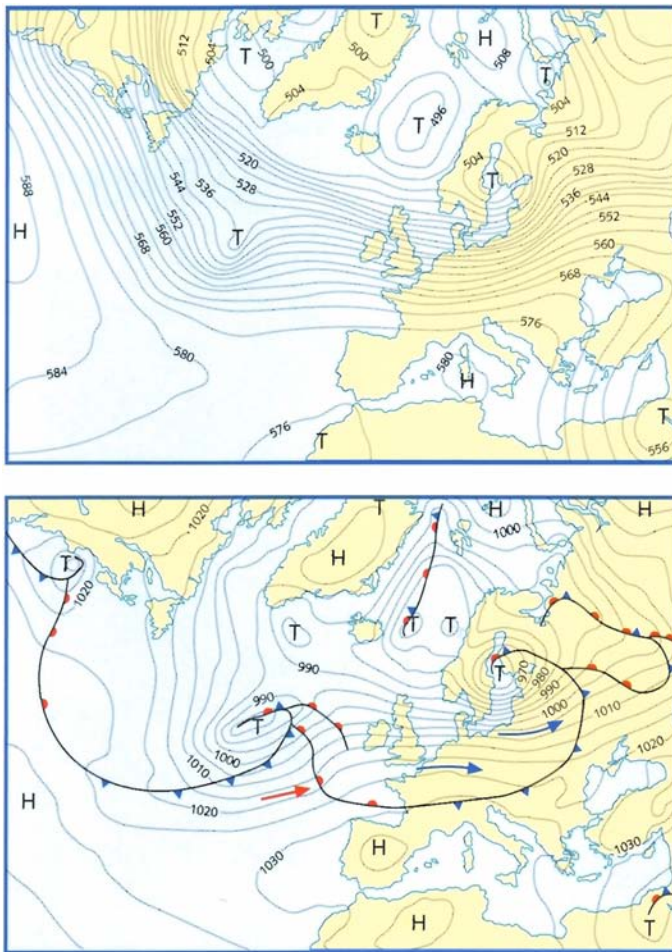


Abbildung 2.15: Höhen- und Bodenwetterkarte für eine Westwetterlage; Beispiel vom 09.01.2005 [125]

### 2.3.5 Typische Wetterlagen

Zugbahnen und Struktur der Zyklonen lassen sich für Mitteleuropa nach typischen Wetterlagen ordnen. Die vorherrschende Wetterlage ist eine West- oder Nordwest-Wetterlage, bei der die Zyklone über den Atlantik wandernd auf Mitteleuropa treffen. Die ‘Katastrophenwetterlage’ ist das Genua- oder Adria-Tief, auch als Vb-Wetterlage (sprich ‘fünf-b’) bezeichnet.<sup>17</sup> Zur Beschreibung der typischen Wetterlagen gehen wir davon aus, dass der Beobachter relativ zur Zyklone auf dem Schnitt AB in Abb. 2.14.

#### Westwetterlage

Westwetterlagen sind in Mitteleuropa häufig, sie haben Ihren Namen von der vorherrschenden Höhenströmung. Diese Anbindung an die Höhenströmung weist bereits darauf hin, dass wir zur Beurteilung der Großwetterlage neben der Bodenwetterkarte auch eine Höhenkarte, in der Regel die auf dem 500 hPa Niveau benötigen.

Abbildung 2.15 zeigt beide Karten für den 9. Januar 2005. Auf der Höhenkarte ist die westliche Orientierung deutlich zu erkennen. Aus der Bodenwetterkarte dagegen wird die für eine Westwetterlage typische Druckverteilung deutlich: im gesamten Mittelmeerraum herrscht Hochdruckeinfluss während über Skandinavien und dem nördlichen Atlantik Tiefdruckgebiete rasch ostwärts ziehen. Die Polarfront liegt über Mittel- oder Nordeuropa.

<sup>17</sup>Dabei ist es ziemlich egal, welche Art von ‘Katastrophe’ Sie gerade benötigen: die gängigen Flusshochwasser wie die Oderflut 1997, die Elbeflut 2002 oder die Überflutungen im nördlichen Alpenraum im August 2005 sind, je nach Zugbahn der Zyklone, ebenso im Angebot wie einige der stärkeren Ostseesturmfluten.

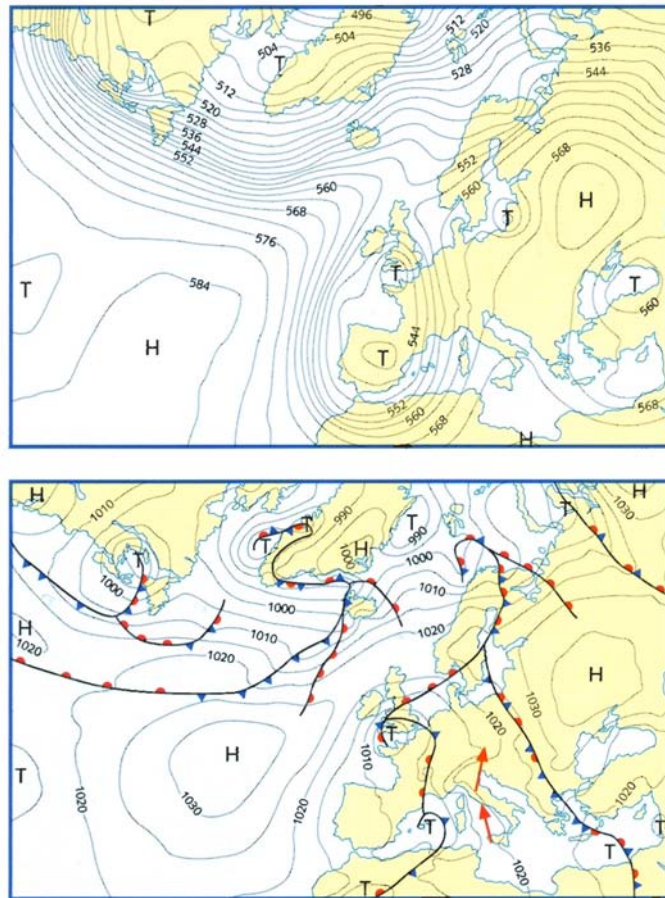


Abbildung 2.16: Höhen- und Bodenwetterkarte für eine Südfohnlage; Beispiel vom 02.12.2003 [125]

Das Wetter ist charakterisiert durch den wechselnden Durchzug von wohl definierten und gut ausgeprägten Tiefdruckgebieten. Für jede einzelne Zyklone gelten die im Zusammenhang mit Schnitt AB in Abb. 2.14 gegebenen Regeln.

Die Südwestwetterlage lässt sich ähnlich charakterisieren, allerdings zeigt die Druckverteilung bereits über Spanien und dem westlichen Mittelmeer geringere Werte. Daher ziehen die Tiefs eher nordostwärts als ostwärts. Dadurch kommt es in Süddeutschland und im Nordalpenraum vor der Warmfront kurzzeitig zu föhnartigen Erscheinungen mit Auflösung oder Auflockerung der Wolken; auch sind die Niederschläge vor der Warmfront nicht so stark. Für Norddeutschland sind die Alpen nicht mehr wirksam, so dass sich hier die Auswirkungen einer Südwest- von denen einer Westwetterlage abgesehen von der Windrichtung und damit der Zufuhr etwas wärmerer Luft nicht unterscheiden.

Bei beiden Wetterlagen kommt es zu einem Stau an den Westalpen. Dieser führt im Winter zu großen Niederschlagsmengen, in den Hochlagen verbunden mit einer erheblichen Lawinengefahr. Bei einer Südwestlage erstreckt sich dieser Stau bis vor die Südalpen und führt auch dort zu großen Niederschlagsmengen.

### Südföhn

Der Südföhn ist eine für uns weniger relevante Wetterlage; er hat jedoch im Winterhalbjahr in den Alpen eine große Bedeutung.<sup>18</sup> Abbildung 2.16 zeigt Boden- und Höhenkarte für diese Großwetterlage. Voraussetzung für eine südliche Strömung ist ein Tief westlich und ein Hoch östlich der Alpen.

<sup>18</sup>Im Sommerhalbjahr können zwar die gleichen Strömungsmuster entstehen, jedoch sind dann die Tiefdruckgebiete schwächer, so dass die Windgeschwindigkeiten nur gering sind.

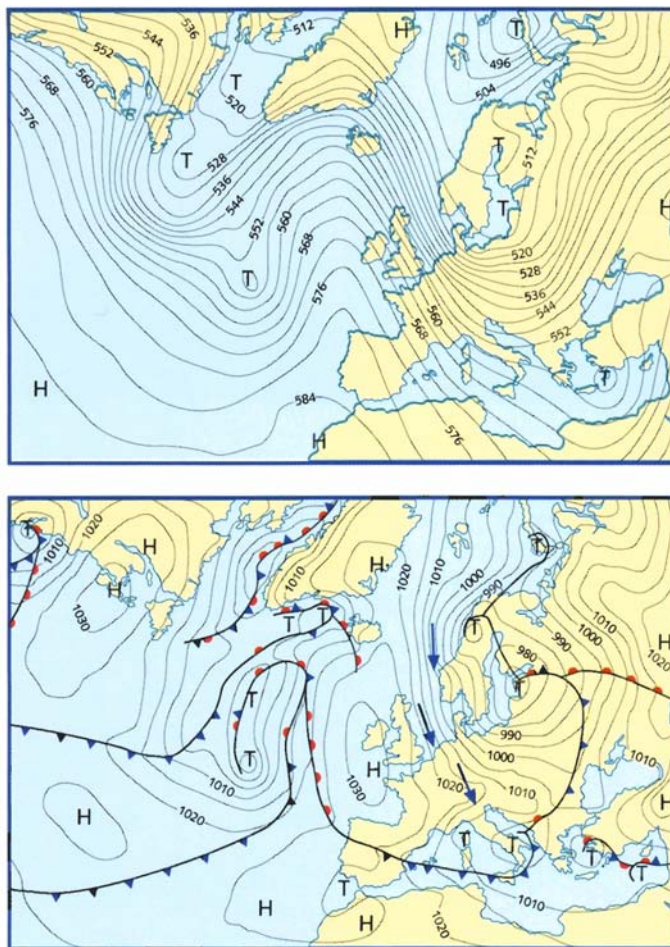


Abbildung 2.17: Höhen- und Bodenwetterkarte für eine Stauwetterlage; Beispiel vom 15.12.2003 [125]

Beim Südfohn kommt die Höhenströmung aus Südwest bis Süd. Im Gegensatz zum Föhn vor einer Warmfront bei Westlage kann dieser auf Grund der gleich bleibenden Höhenströmung über mehrere Tage anhalten.

Föhn kann an allen Gebirgen auftreten. Er ist gekennzeichnet durch das Anströmen feuchtwarmer Luftmassen an einen Gebirgskamm; seine Stärke ist maximal, wenn dieses Anströmen quer erfolgt. Das Hindernis Gebirgskamm führt zu erzwungener Konvektion (siehe auch Abschn. 5.21 und insbesondere Abb. 5.21). Dabei kondensiert die in der Luft enthaltene Feuchtigkeit und es kommt zu starken Niederschlägen auf der Luv-Seite des Gebirges. Die über den Gebirgskamm streichende Luft enthält daher sehr wenig Feuchte. Beim Absinken auf der Lee-Seite des Gebirges erwärmt sich diese Luft stark, da keine Wärme zur Verdunstung von Wassertropfen entzogen werden kann. Da die Luft ferner Feuchtigkeit enthält, nimmt ein Beobachter in einem Tal in Lee des Bergkamms einen trockenen und heißen Fallwind wahr, den Föhn.

### Nordwestlage

Ein Beispiel für eine Nordwestwetterlage haben wir bereits in Abb. 2.7 gesehen. Wie die West- und Südwestlagen wird die Wetterlage entsprechend der Strömungsrichtung auf der 500 hPa Karte bezeichnet. Voraussetzung ist ein hoher Druck über dem Ostatlantik, häufig bis zu den britischen Inseln reichend, und ein niedriger Druck über der Ostsee.

Die Fronten ziehen dann aus nordwestlicher Richtung über Mitteleuropa. Für Norddeutschland ergeben sich, wieder abgesehen von der Windrichtung, ähnliche Abläufe beim Durchzug eines Tiefs wie für die West- und Südwestlage. Durch die Strömungsrichtung be-

dingt sind die zugeführten Luftmassen allerdings kühler als bei einer Westlage – un die dort zugeführten Luftmassen sind ihrerseits wieder kühler als bei einer Südwestlage.

Unterschiede zu West- bzw. Südwestlagen ergeben sich im Alpenraum, da sich im Fall der Nordwestlage in den Nordalpen ein Stau ausbildet. Dies führt zu einer Verstärkung der Warmfront mit sehr kräftigen Niederschlägen und starken Winden. Im Winter kann es daher bei derartigen Wetterlagen zu massiven Schneeverfrachtungen kommen. Mit der Passage der Kaltfront sinkt die Temperatur auf Grund des polaren Ursprungs der zugeführten Luftmassen beträchtlich.

### Stauwetterlage

Die Stauwetterlage bzw. der Nordstau bringt einen Föhn auf der Südseite der Alpen; sie ist daher eine Umkehrung der Süd föhnlage und so wie diese eine Fortsetzung der Südwestwetterlage ist, entwickelt sich die Stauwetterlage aus einer Nordwestwetterlage. Boden- und Höhenkarte sind in Abb. 2.17 gegeben. Die Druckverteilung ist gerade umgekehrt zu der beim Süd föhn: es herrscht über den Britischen Inseln hoher Druck, östlich der Alpen dagegen ein niedriger Druck.

Das Wetter gestaltet sich ähnlich dem beim Süd föhn: auf der Luvseite, in diesem Fall also auf der Alpennordseite, kommt es zu starken Niederschlägen (im Winter bis zu 1 m Neuschnee) und kräftigen Winden. Auf der Leeseite, d.h. der Alpensüdseite, sinkt diese trockene Luft ab und erwärmt sich. Da die Luftmassen jedoch polaren Ursprungs sind, sind sie auch nach der Erwärmung noch sehr kalt, so dass der Föhn auf der Südseite ein trockener und kalter Fallwind ist. Auf Grund des geringen Wasserdampfgehalts ist die Luft sehr trocken, was sich z.B. in einer sehr guten Sicht zeigt. Das Wetter ist sonnig, auf Grund der geringen Temperaturen der zugeführten Luft aber trotzdem kalt.

### Hochdrucklage

Eine stabile Hochdrucklage ist für mehrere Tage, im Extremfall für einige Wochen für das Wetter bestimmt. Diese Wetterlage ist an einen gut ausgeprägten Hochdruckrücken über Mitteleuropa gebunden, der in der 500 hPa gut sichtbar ist, vgl. Abb. 2.18. Die Höhenströmung ist nur schwach und kommt, je nach Lage des Druckzentrums, aus Nordwest bis Ost, im Norddeutschen Flachland manchmal auch aus Südwest.

Die mit einem stabilen Hoch verbundenen Wetterlagen zeigen in Abhängigkeit von der Jahreszeit deutliche Unterschiede. Im Winterhalbjahr bedeutet ein stabiles Hoch in Norddeutschland in der Regel die Zufuhr kalter Luftmassen aus dem Osten, d.h. der Winter ist im Gegensatz zu einem durch Westlagen dominierten kalt und trocken. Die Winde können recht kräftig sein, so dass das Wetter auf Grund des Windchills als noch kälter empfunden wird. Die Zufuhr der sehr kalten Luft am Boden ist häufig mit Inversionswetterlagen verbunden, so dass kaltes Wetter mit Sonnenschein nicht zwingend auftritt sondern Hochnebel dominiert. Im Alpenraum ist diese Inversionsneigung besonders stark: in den Tälern ist es auf Grund der kalten, feuchten Luft trübe, darüber dagegen sind die Luftmassen wärmer und trocken, so dass es sonnig ist und eine ausgezeichnete Fernsicht herrscht.

Die Inversion löst sich auf Grund der geringen Einstrahlung der Sonne auch im Laufe des Tages nicht auf. Daher bleiben Emissionen durch Verkehr, Industrie und Hausbrand in den niedrigen Schichten der Troposphäre gefangen – in den Alpen hat dies den Vorteil, dass die Fernsicht von den Bergen aus auch nicht durch solche anthropogenen Emissionen getrübt wird. In den Städten ist die damit verbundene Akkumulation von Schadstoffen dagegen schon eher ein Problem.

Im Sommer bildet sich diese Inversion zwar Nachts ebenfalls, in den Alpen z.B. sichtbar als Nebel oder Hochnebel in den Tälern. Auf Grund der stärkeren Sonneneinstrahlung im Laufe des Tages wird die Inversion jedoch schnell aufgelöst. An dem dann klaren Himmel bilden sich im Laufe des Tages durch Konvektion Schönwetterwolken, die jedoch keine Niederschläge bringen.

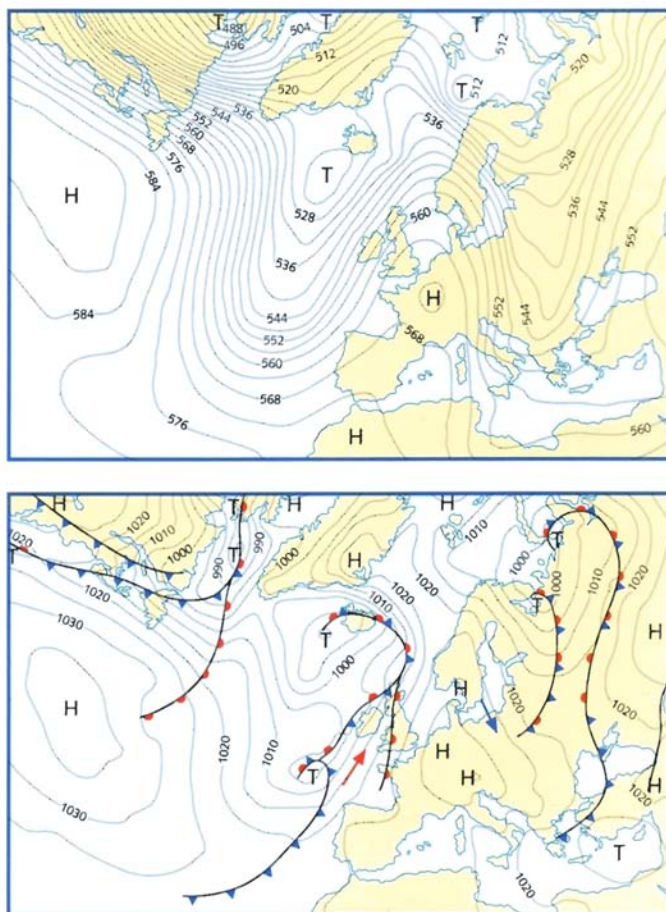


Abbildung 2.18: Höhen- und Bodenwetterkarte für eine Hochdrucklage; Beispiel vom 15.01.2005 [125]

Da die Einstrahlung die nächtliche Ausstrahlung überwiegt, steigt die Temperatur jeden Tag etwas weiter an. Dadurch kommt es im Laufe der Zeit zu Wärmegewittern.

Lässt der Hochdruckeinfluss nach, so wird die Schichtung der Atmosphäre immer labiler, so dass sich von Tag zu Tag mehr und größere Wolken bilden. Diese verbesserte vertikale Durchmischung der Atmosphäre bedeutet auch, dass Emissionen aus den Tälern und Städten in größere Höhen verfrachtet werden und sich damit die Fernsicht eintrübt. Mit der Annäherung eines Tiefs verstärkt sich die Wolkenbildung und die Quellwolken werden größer und reichen höher.

### Gewitterlage

Gewitter können beim z.B. beim Aufzug einer Kaltfront entstehen. Unter einer Gewitterlage versteht man jedoch eine Wetterlage mit geringen Druckgegensätzen (auch bezeichnet als flache Druckverteilung), in der sich Wärmegewitter aus der lokalen Konvektion entwickeln.

Abbildung 2.19 zeigt Boden- und Höhenkarte für eine Gewitterlage. Weder am Boden noch in der Höhe ist ein ausgeprägtes Hoch oder Tief vorhanden, erkennbar am großen Abstand der Isobaren im Bodendruckfeld. Auch der große Abstand der Isohypsen in der Höhenkarte bestätigt dies. Dadurch herrscht großräumig weder Absinken noch Hebung. Die Wolkenbildung und das Entstehen der Gewitter wird im Tagesverlauf durch die mit der Sonneneinstrahlung verbundene Erwärmung der bodennahen Luft und die damit verbundene Instabilität der Schichtung ausgelöst. Die Höhenentwicklung der Quellwolken und damit die Häufigkeit und Stärke der Wärmegewitter nimmt von Tag zu Tag entsprechend dem schwächer werdenden Absinken zu.

Eine Gewitterlage folgt oftmals einem sich nach Osten zurück ziehenden stabilen Hoch.



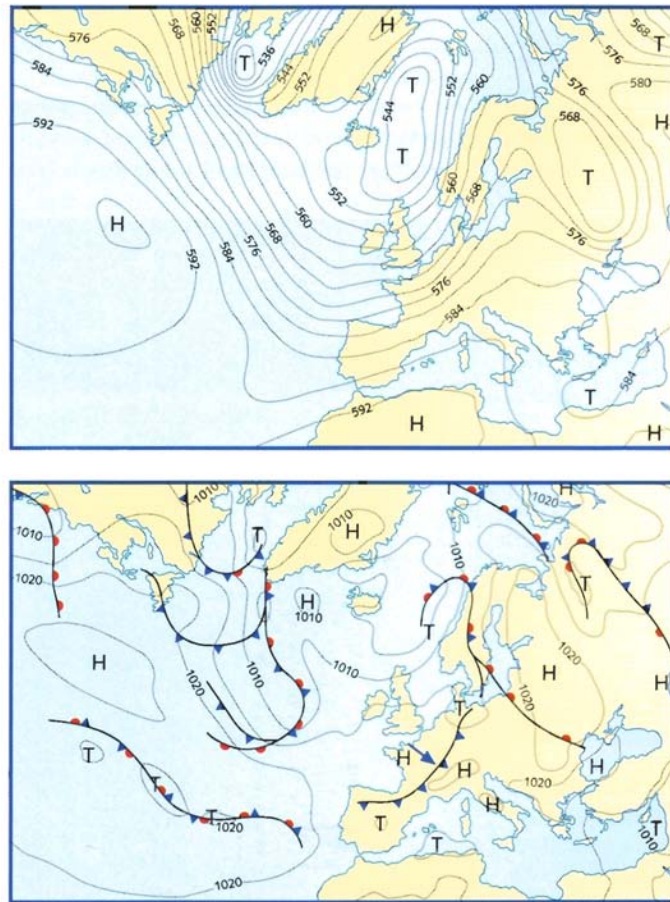


Abbildung 2.19: Höhen- und Bodenwetterkarte für eine Gewitterlage; Beispiel vom 19.07.2004 [125]

Gewitterwolken (Cumulonimbus) ragen hoch in die Atmosphäre hinein. Dieser Auftrieb setzt sich aus zwei Faktoren zusammen: die starke Erwärmung am Boden führt zu einer sehr labilen oder gar instabilen Schichtung, so dass das Aufsteigen eines Luftpaketes nicht gebremst wird. Mit Einsetzen der Kondensation wird diesem Luftpaket durch Freiwerden der latenten Wärme zusätzlich Energie zugeführt, so dass es weiter aufsteigen kann. Ein Gewitterturm kann daher bis an die Tropopause heran reichen. Daher sind die Temperaturen in seinem obersten Teil sehr niedrig, siehe auch Abb. 2.20. Da gleichzeitig die vertikalen Bewegungen sehr schnell erfolgen, können relativ große Tropfen unterkühlten Wassers in diese Bereiche gelange und schlagartig gefrieren. Diese Eiskristalle werden mit den Auf- und Abwinden innerhalb der Wolke mehrfach vertikal verlagert, wodurch sich zusätzliche Wassertropfchen anlagern können – es können dabei Hagelkörner von beachtlicher Größe entstehen. Da die größten Körner eine mehrfache Vertikalbewegung benötigen, treten Sie in der Regel im vorderen Teil der Wolke auf, in dem die Aufwinde am stärksten sind. In den folgenden Teilen der Wolke werden die Hagelkörner immer kleiner bis der Niederschlag später ausschließlich aus Regen besteht.

Abbildung 2.20 zeigt noch zwei weitere Merkmale einer Gewitterwolke: die Abflachung in Richtung der Bewegungsrichtung, auch als Amboss bezeichnet. Diese entsteht dadurch, dass einerseits die Gewitterwolke nicht weiter in die Höhe wachsen kann (Tropopause als obere Begrenzung) und andererseits die Windgeschwindigkeit mit der Höhe zunimmt. Ein Amboss ist kein notwendiges Kriterium einer Gewitterwolke; auch aus einer Cumulonimbus ohne Amboss kann es heftig gewittern. Ein zweites Merkmal einer Gewitterwolke sind die entgegen gesetzten Windrichtungen am Boden und in der Höhe: während der Höhenwind die Bewegungsrichtung der Wolke angibt und aus der Richtung des Amboss oder der Bewegung anderer Wolken abgeschätzt werden kann, ist der Wind in Bodennähe durch das mit dem

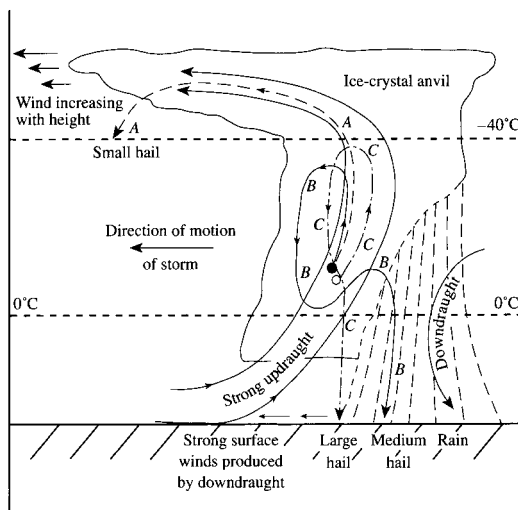


Abbildung 2.20: Struktur eines Hagelsturms [323]

gewaltsamen Aufsteigen der Luftmassen im Gewitterturm verbundene Tief am Boden in die Wolke hinein gerichtet. Eine Beobachtung der Höhenabhängigkeit der Windrichtung kann daher einen Hinweis auf die mögliche Annäherung eines Gewitters liefern

### Genua- oder Adria-Tief: Vb-Wetterlage

Früher wurden Wetterlagen nach der statistischen Verteilung der Hauptzugbahnen der Tiefs mit römischen Ziffern bezeichnet; der angehängte lateinische Buchstabe erlaubte eine Unterklassifikation. Diese Bezeichnungen werden heute nicht mehr verwendet, lediglich die 'Fünf-b' wurde erhalten. Modernere Bezeichnungen sind Genua-Tief oder Adria-Tief.

Abbildung 2.21 zeigt die zugehörigen Boden- und Höhenkarten. Die Druckverteilung in der Höhe ist durch einen ausgeprägten Trog über Mitteleuropa gekennzeichnet, der bis in das Mittelmeer reicht. Auf seiner Vorderseite herrscht eine schwache südliche Strömung. Mit ihr werden die im Bereich Oberitaliens entstehenden Tiefdruckgebiete über die Ostalpen nordwärts geführt. Da sich diese Druckgebilde nur langsam verlagern, bleiben die mit ihren Fronten verbundenen Niederschlagsgebiete für lange Zeiten über einem festen Ort, was zu lang anhaltenden starken Niederschlägen führt. Folgen mehrere Tiefs aufeinander, so kann es zu tagelang anhaltenden starken Regenfällen kommen: im Juli 1954 hielten die Regenfälle in den Nordalpen mehr als 100 Stunden an mit Niederschlagsmengen von bis zu mehr als  $400 \text{ l/m}^2$  in diesem Zeitraum. Fünf-b ist also eine typische Hochwasser-Wetterlage.

### 2.3.6 Besondere Wetterereignisse, Unwetterwarnungen

Aus der Beschreibung der typischen Wetterlagen dürfte bereits deutlich geworden sein, dass das Aufgleiten von feuchten Luftmassen auf eine Front oder ein Hindernis oder auf Grund einer sehr labilen Schichtung der Hauptgrund für die Entwicklung von besonderen Wetterereignissen ist. Wetterdienste geben normalerweise Unwetterwarnungen heraus, um auf das Risiko derartiger besonderer Ereignisse hinzuweisen. Wetterwarnungen beziehen sich in unseren Breiten meist auf die folgenden Ereignisse:

- Sturm (und damit verbunden Sturmflut),
- Starkregen,
- Eisregen, und
- Gewitter.

Stürme sind dabei noch am einfachsten zu prognostizieren, da sie im wesentlichen durch die Druckgradienten bestimmt sind. Je dichter die Isobaren also auf der Karte beieinander

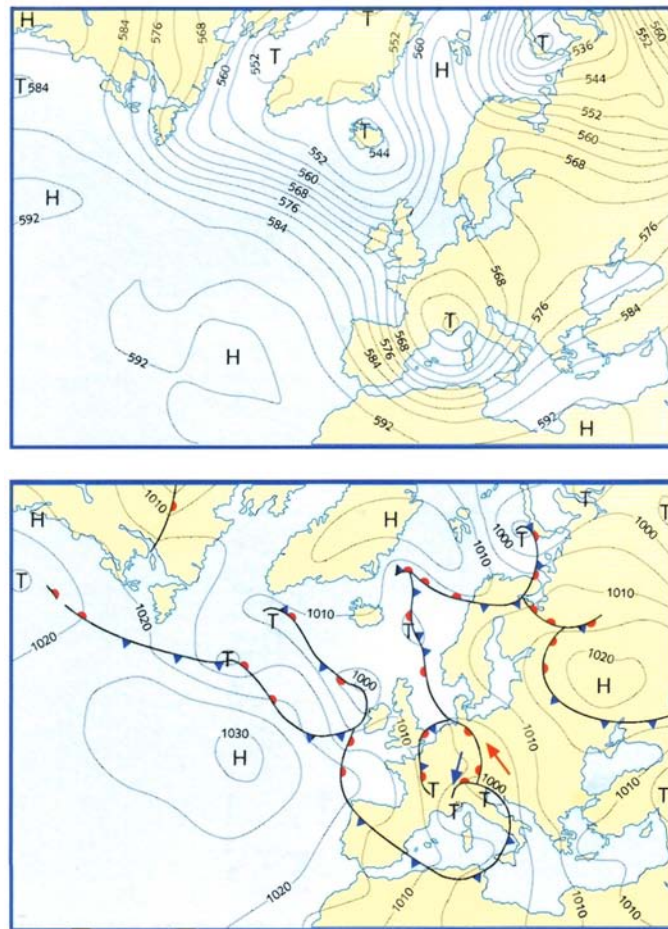


Abbildung 2.21: Höhen- und Bodenwetterkarte für eine Vb-Wetterlage; Beispiel vom 11.08.2002 [125]

liegen, um so größer die Windgeschwindigkeit. Ab einer bestimmten Isobarendichte ist daher mit einem Sturm zu rechnen. Da die Höhenkarte recht genaue Informationen über die Bewegungsrichtung der Luftmassen liefert, können ferner die Windrichtung und daraus die mögliche Sturmflutgefährdung angegeben werden.

Auch vor Eisregen lässt sich relativ zuverlässig warnen. Eisregen kann in zwei Variationen entstehen; beide sind mit dem Herannahen einer Warmfront mit ihrer Niederschlagszone verbunden. Im ersten Fall ist der Boden durch eine vorangegangenen Kälteperiode noch gefroren, so dass der auftreffende Niederschlag auf dem Boden gefriert. Diese Variante ist relativ selten, da vor dem Eintreffen der Niederschläge der Warmfront meist bereits auch wärmere Luft zugeführt wurde und damit der Boden zumindest oberflächlich bereits Temperaturen oberhalb des Gefrierpunktes angenommen hat.

Eine andere Version für Eisregen setzt keine vorangegangene Kälteperiode voraus sondern begnügt sich mit einem über dem Boden liegenden Kaltluftkeil, auf den warme und feuchte Luft aufgleiten. Fällt der Regen durch den Kaltluftkeil, so werden die Tropfen abgekühlt. Beim Auftreffen auf den Boden gefriert dieses unterkühlte Wasser sofort.

Beide Fälle von Eisregen benötigen für ihre Prognose nur die Kenntnis des Istzustandes (kalter Boden bzw. kalte Luft am Boden) und die Prognose bezüglich der heran nahenden Warmfront mit ihrem Niederschlagsgebiet.

Die Warnung vor Starkregen und Gewittern dagegen ist bereits etwas schwieriger. Beide Ereignisse setzen eine labile Schichtung und die Zufuhr ausreichende Feuchtigkeit voraus. Gewitter können entweder an Fronten oder an eine allgemeine Gewitterlage gebunden sein; im ersteren Fall wird man das Gewitterrisiko mit dem Eintreffen der Kaltfront prognostizieren; im zweiten Fall dagegen ist die Warnung eher diffus: im Laufe des Tages ist mit zunehmender

Gewittertendenz zu rechnen. Da Gewitter jedoch lokal eng begrenzt auftreten können, ist eine detaillierte Prognose für einen bestimmten Ort nicht möglich. Auch Starkregen ist eng an lokale Gegebenheiten gebunden. Voraussetzung ist die Existenz einer sehr feuchten und warmen Luftmasse, die auf ein Hindernis (orographisch, festgefahrene Front) auf gleitet. Diese Abhängigkeit vom Hindernis verhindert eine detaillierte regionale Prognose – und erklärt, weshalb z.B. Osnabrück im Starkregen absaufen kann und es in Melle nicht einmal nieselt.

Nicht in die Vorhersage aufgenommen werden z.B. Tornados. Auch wenn diese in Deutschland nicht ungewöhnlich sind, sind sie auf Grund ihrer Kleinräumigkeit nicht vorhersagbar. Ein Tornado ist eigentlich nur eine aus dem Ruder gelaufene Gewitterzelle, bei der der Gewitterturm nicht nur durch Auf- und Abwinde gekennzeichnet ist sondern durch eine Scherung oder orographische Störung zusätzlich in Rotation versetzt wurde. Dieser Vorgang ist jedoch nicht Vorhersagbar. Auch erfolgt die Entwicklung eines Tornados so schnell, dass er nicht mehr rechtzeitig mit Hilfe von Wetterradar oder ähnlichem erfasst werden kann.

## 2.4 Zusammenfassung

In der synoptischen Meteorologie stehen das Sammeln von Daten, die Identifikation von Tiefdruckgebieten und Fronten sowie die Vorhersage von deren Verlagerung im Mittelpunkt. Während die Bodenwetterkarte für diagnostische Zwecke ausreichend ist, hilft die Höhenkarte bei der Prognose, da sie die freie Strömung in der mittleren Troposphäre gibt, ungestört von orographischen Hindernissen. Auch lässt sich die Höhenkarte zur Klassifizierung der Großwetterlage verwenden. Typische Großwetterlagen in Mitteleuropa wurden in diesem Kapitel ebenfalls vorgestellt; die dominanten Lagen sind alle Westlagen, insbesondere Nordwest- und Westwetterlage.

## Fragen

**Frage 10** Welche physikalischen Grundgrößen der Atmosphäre werden in einer Wetterhütte bzw. an einer Wetterstation gemessen?

**Frage 11** Geben Sie einige Begriffe zur Definition des Feuchtegehalts der Luft an. Beschreiben Sie ein oder mehrere Verfahren zur Messung dieser Größe.

**Frage 12** Erläutern Sie den Begriff der Feuchttemperatur. Wie wird sie gemessen?

**Frage 13** Erläutern Sie den Begriff des Taupunktes. Wie wird er gemessen?

**Frage 14** Welche meteorologischen Größen werden in der Stationskarte dargestellt?

**Frage 15** Geben Sie Beispiele für Phänomene auf verschiedenen zeitlichen und räumlichen Skalen. Stellen Sie diesen in Bezug zu den meteorologischen Skalen.

**Frage 16** Skizzieren Sie grob das Klassifikationsschema für Wolken.

**Frage 17** Was ist der Zusammenhang zwischen einer Wolke und dem Wasserdampfgehalt der Atmosphäre?

**Frage 18** Regnet es aus jeder Wolke?

**Frage 19** Kommt jeder Regen am Boden an?

**Frage 20** Manchmal sieht man direkt unterhalb einer Wolke über einen gewissen Höhenbereich eine Art von 'Fadenstruktur'. Worum handelt es sich dabei?

**Frage 21** Erläutern Sie kurz die räumlichen Skalen atmosphärischer Prozesse. Nennen Sie Beispiele.

**Frage 22** Wie unterscheiden sich Stations- und Bodenwetterkarte?

- Frage 23** Was ist eine Höhenkarte und wozu wird sie benötigt?
- Frage 24** Was versteht man unter der geostrophischen Näherung? Wie lässt sie sich begründen?
- Frage 25** Wie weht der Wind: vom Hoch zum Tief, um das Tief oder um das Tief mit leichter Komponente in das Tief hinein?
- Frage 26** Was versteht man unter dem geostrophischen Wind. Leiten Sie ihn formal aus der Bewegungsgleichung her.
- Frage 27** Was versteht man unter Reibungswind und wie leitet er sich aus der Bewegungsgleichung her?
- Frage 28** Beschreiben Sie die Struktur und Entwicklung einer Zyklone.
- Frage 29** Beschreiben Sie die Struktur einer Warmfront.
- Frage 30** Welche Frühwarnzeichen gibt es für die Annäherung einer Warmfront?
- Frage 31** Beschreiben Sie die Struktur einer Kaltfront.
- Frage 32** Was ist eine Okklusion? Wie hängt diese mit Warm- und Kaltfront zusammen?
- Frage 33** Was ist der Tripelpunkt einer Zyklone?
- Frage 34** Geben Sie Beispiele für typische Großwetterlagen in Mitteleuropa.
- Frage 35** Wie lässt sich eine typische Großwetterlage identifizieren?
- Frage 36** Beschreiben Sie die wesentlichen Merkmale einer Westwetterlage.
- Frage 37** Beschreiben Sie die typischen Merkmale von Hochdrucklagen in Winter und Sommer.
- Frage 38** Was ist der Unterschied zwischen Südföhn und Nordföhn? Was sind ihre Gemeinsamkeiten.
- Frage 39** Erläutern Sie die Vb-Lage.

## Aufgaben

**Aufgabe 1** Leiten Sie eine formale Beschreibung des Reibungswindes aus der Bewegungsgleichung her. (Notwendige Gleichungen und Hilfsmittel im Anhang)

## Projektvorschlag

Zu diesem Kapitel gibt es nur einen Projektvorschlag. Dieser setzt einiges an Literaturrecherche und einige gute Ideen voraus sowie eine gewisse Bereitschaft, sich mit Meteorologie zu beschäftigen. Für allgemeine Hinweise zur Bearbeitung von Projekten sei auf Abschn. A.4 verwiesen.

### 2.4.1 Wenn der Hahn kräht auf dem Mist ...

Die Qualität von Wettervorhersagen hat sich mit dem Aufkommen der Satellitenbeobachtungen und der numerischen Modelle deutlich verbessert. Dennoch ist die Qualität der Wettervorhersage nicht immer befriedigend, manche Prognose kann sogar vollkommen daneben liegen, frei nach der Bauernregel ‘Wenn der Hahn kräht aus dem Mist, ändert sich das Wetter – oder es bleibt wie es ist.’

In diesem Projekt sollen Sie sich in die Grundlagen der Wettervorhersage, synoptisch wie numerisch, einarbeiten. Als Linksammlung können Sie den entsprechenden Wikipedia-Eintrag verwenden (<http://de.wikipedia.org/wiki/Wetterbericht>), das von MeteoSwiss

verwendete Modell wird unter <http://www.meteoschweiz.ch/web/de/wetter/modelle.html> genauer beschrieben, das Modell des deutschen Wetterdienstes DWD unter <http://www.dwd.de/de/FundE/Analyse/Analyse.htm> (genaue Dokumentation unter [http://www.dwd.de/en/FundE/Veroeffentlichung/Quarterly\\_new/Quarterly\\_new.htm](http://www.dwd.de/en/FundE/Veroeffentlichung/Quarterly_new/Quarterly_new.htm)). Sie können auch bei anderen Wetterdiensten gucken, welche Verfahren diese verwenden.

Befassen Sie sich in Ihrem Projektbericht mit den folgenden Fragen:

- wie funktioniert synoptische Wettervorhersage, wie numerische, und welche Verfahren werden heute von den Wetterdiensten verwendet?
- was sind die Gemeinsamkeiten, was sind die Unterschiede der verschiedenen Modelle zur numerischen Wettervorhersage?
- was sind die prinzipiellen Einschränkungen bei der (langfristigen) Wettervorhersage? Warum verwendet man Ensemble-Mittel und Wahrscheinlichkeitsaussagen?
- wie kleinräumig kann Wettervorhersage heute bereits sein, d.h. wie gut können regionale Besonderheiten erfasst werden?
- wie gut ist Wettervorhersage im Umgang mit Extremereignissen wie Starkregen oder Tornados?
- Stellen Sie sich vor, Sie könnten über einen längeren Zeitraum jeweils Vorhersage und tatsächlich eingetretenes Wetter vergleichen. Welche Kriterien würden Sie zur Beurteilung der Qualität einer Wettervorhersage einführen? Könnten Sie sich vorstellen, dass ein Meteorologe/Atmosphärenphysiker und Sie als Endverbraucher unterschiedliche Kriterien haben?

Weitere Informationen: nicht sehr informativ aufgebaut, aber mit einigen hübschen Filmen und Vergleichen der Vorhersagen verschiedener Modelle sowie den besten räumlich aufgelösten Vorhersagen ist die Seite der Uni Basel: <http://pages.unibas.ch/geo/mcr/3d/meteo/>. Ebenfalls keine wesentliche Information aber viele Karten und eine 9-Tage Vorhersage hat <http://www.wetterzentrale.de>, dort findet sich auch ein Archiv alter Karten (<http://www.wetterzentrale.de/topkarten/fsreaeur.html>).

## Literaturhinweise

In diesem Kapitel haben wir im wesentlichen die Aspekte von Meteorologie betrachtet, die sich phänomenologisch mit der Beobachtung und Vorhersage von Wetter befassen. Als weitergehende Lektüre sind daher Bücher zur Meteorologie geeignet. Wenn auch auf den amerikanischen Raum und seine typischen Wetterlagen bezogen, so ist Moran und Morgan [218] vielleicht noch das am angenehmsten zu lesende Buch zu diesem Thema. Die speziellen Wetterlagen in Mitteleuropa lassen sich z.B. mit Hilfe von Hofmann et al. [125] ergänzen.

Einige ältere Meteorologiebücher wie der Möller [215] oder der Liljequist [190] behandeln die hier dargestellten Themen zwar auch, allerdings mit sehr viel zusätzlichem Ballast. Neuere Meteorologiebücher gibt es im deutschsprachigen Raum kaum, da heute bevorzugt Physik der Atmosphäre gelehrt wird. Lediglich die Ausbildungsschrift des DWD von Kurze [181] ist noch eine Alternative.

Für Wetterinteressierte ganz hilfreich ist die Kombination der Wetterinformationen bei [www.meteoswiss.ch](http://www.meteoswiss.ch): hier finden sich jeweils eine Nachbesprechung des Wetters vom Vortag, die aktuelle Bodenwetterkarte sowie die Prognose für den Folgetag. Verfolgt man diese Karten über einen längeren Zeitraum, so kann man eine ganze Menge über Wetterlagen, ihre Entwicklung und Probleme bei der Wettervorhersage lernen.

# Antrieb der Wettersysteme

Wettersysteme sind ein Teil der Hierarchie atmosphärischer Phänomene, wie in Abb 2.3 dargestellt. Sie liegen zwischen den makroskaligen planetaren Phänomenen und der mikroskaligen Dissipation der Energie, d.h. sie sind Teil einer abwärts gerichteten Kaskade von Längen- und Zeitskalen. Die größte Längenskala ist die planetarische. Auf ihr wird durch den Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol das atmosphärische Zirkulationssystem mit seinen Hadley- und Ferrel-Zellen angetrieben. An den Grenzen zwischen den Zellen bilden sich in der Höhe Strahlströme, die Grenzen selbst werden durch die Subtropen- und die Polarfronten definiert. Diese Fronten trennen polwärtige kalte von äquatorwärtigen wärmeren Luftmassen, so dass ihre Lage gleichzeitig bestimmend ist für die Großwetterlage. Instabilitäten entlang dieser Fronten führen zur Ausbildung der Wettersysteme (Zyklogenese).

## 3.1 Die Energiequelle: Sonne

Warum ein Kapitel in einem Atmosphärenskript mit der Sonne beginnen? Welche Bedeutung hat die Sonne für die Atmosphäre? Der Titel deutet es bereits an: die von der Sonne abgestrahlte Energie ist der Motor aller atmosphärischen Prozesse. Das alleine legitimiert bereits eine kurze Darstellung der Sonne in einem Atmosphärenskript. Außerdem beeinflusst die Variabilität der Sonne im Rahmen des Solarzyklus auch atmosphärische Prozesse, wie in Kap. 11 dargestellt.

Aber die Sonne soll auch als Anschauungsobjekt dienen: Transportprozesse spielen in der Atmosphäre eine wichtige Rolle. Dazu gehört sowohl stofflicher Transport (Spurengase, Aerosole, Wasserdampf etc.) als auch der Energietransport. Letzterer erfolgt in der Atmosphäre durch Strahlung, Konvektion und den Transport latenter Wärme, in einigen Bereichen ist zusätzlich auch die Wärmeleitung nicht zu vernachlässigen. Dadurch ist Energietransport in der Atmosphäre ein relativ komplexes Problem. Auf der Sonne dagegen separieren diese Mechanismen: es gibt eine Strahlungstransportzone und eine Konvektionszone. Damit wird die Darstellung der grundlegenden Prinzipien am Beispiel der Sonne wesentlich einfacher als es in der Atmosphäre der Fall wäre.

Dieses Kapitel beginnt mit einer kurzen Beschreibung der ruhigen Sonne, insbesondere im Hinblick auf die Emission elektromagnetischer Strahlung und den Aufbau der Sonne. Daran schließt sich ein Abschnitt über die variable Sonne an, der in Begriffe wie Solarzyklus, Flares und solare Aktivität einführt. Während die ruhige Sonne für die Struktur der Atmosphäre und das Klima verantwortlich ist, wird die Möglichkeit des Eingriffes der aktiven Sonne in das Wettergeschehen teilweise extrem kontrovers diskutiert (vgl. Kap. 11).

Radius	$r_{\odot} = 696\,000\text{ km}$
Mass	$M_{\odot} = 1.99 \times 10^{30}\text{ kg}$
Average density	$\rho_{\odot} = 1.91\text{ g/cm}^3$
Gravity at the surface	$g_{\odot} = 274\text{ m/s}^2$
Escape velocity at the surface	$v_{\text{esc}} = 618\text{ km/s}$
Luminosity	$L_{\odot} = 3.86 \times 10^{23}\text{ kW}$
Magnetic field	
polar	1 G
general	some G
protuberance	10–100 G
sunspot	3 000 G
Temperature	
core	15 million K
photosphere	5780 K
sunspot (typical)	4200 K
chromosphere	4400–10 000 K
transition region	10 000–800 000 K
corona	2 million K
Sidereal rotation	
equator	26.8 d
30° latitude	28.2 d
60° latitude	30.8 d
75° latitude	31.8 d

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Sonne, basierend auf [225]

### 3.1.1 Die ruhige Sonne

#### Optische Beobachtungen

Astrophysikalisch gesehen ist die Sonne ein gewöhnlicher Stern der Spektralklasse G2 (gelber Zwerg) und der Leuchtkraftklasse V, der sich in einem Abstand von 150 Mio. km von der Erde befindet (der Einfachheit halber wird diese Entfernung als Astronomische Einheit AE oder AU – englisch für astronomical unit – bezeichnet). Die Sonne ist ein im wesentlichen aus Wasserstoff und etwas Helium bestehender Gasball mit einem Radius von ca. 700 000 km (Photosphäre). Von der Erde aus gesehen rotiert die Sonne innerhalb von 27 Tagen einmal um ihre eigene Achse (synodische Rotation). Die wichtigsten die Sonne beschreibenden Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammen gefasst.

Interessant ist die Sonne aus zwei Gründen: Die Bedeutung der Sonne als Licht und Lebenspendend und für das Klima und die Jahreszeiten bestimmend ist dem Menschen bereits sehr früh klar geworden. Zum anderen ist die Sonne jedoch auch vom astrophysikalischen Standpunkt interessant, da sie aufgrund des geringen Abstandes zur Erde der einzige Stern ist, von dem sich nicht nur die elektromagnetische Strahlung beobachten lässt, sondern ebenso solare Teilchen und das solare Magnetfeld. Damit gibt die Sonne eine gute Möglichkeit zur Überprüfung astrophysikalischer Konzepte (z.B. Dynamotheorien, Energieerzeugung). Auch ist die Sonne der einzige Stern, bei dem stellare Aktivität im Detail beobachtet werden kann; heute wissen wir, dass stellare Aktivität ein weit verbreitetes Phänomen ist.

Im sichtbaren Licht erscheint die Sonne als eine relativ scharf begrenzte, weißlich-gelbe, gleichmäßig hell leuchtende Scheibe. Diese sichtbare Schicht der Sonne wird als *Photosphäre* bezeichnet und emittiert den größten Teil der solaren elektromagnetischen Strahlung. Der darüber liegende Teil der solaren Atmosphäre ist für sichtbares Licht nahezu transparent, die darunter liegenden solaren Schichten sind praktisch undurchsichtig.

Betrachtet man die Sonne durch ein Prisma, so fällt das Fehlen einiger typischer Linien im Spektrum auf. Diese Linien lassen auf die Absorption von Strahlung beim Durchgang durch Materie schließen, d.h. die Tatsache der Linienabsorption deutet darauf hin, dass die Strahlung, aus der Photosphäre kommend, eine gasförmige Atmosphäre, die *Korona*, durch-



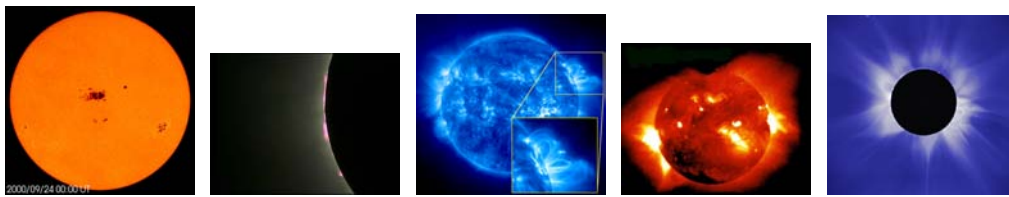


Abbildung 3.1: Die Sonne in verschiedenen Wellenlängen. Von links nach rechts (entsprechend von innen nach außen): (a) Photosphäre im sichtbaren Licht, (b) Chromosphäre im sichtbaren Licht, (c) Korona im EUV, (d) Korona weicher Röntgenstrahlung und (e) Korona im sichtbaren Licht

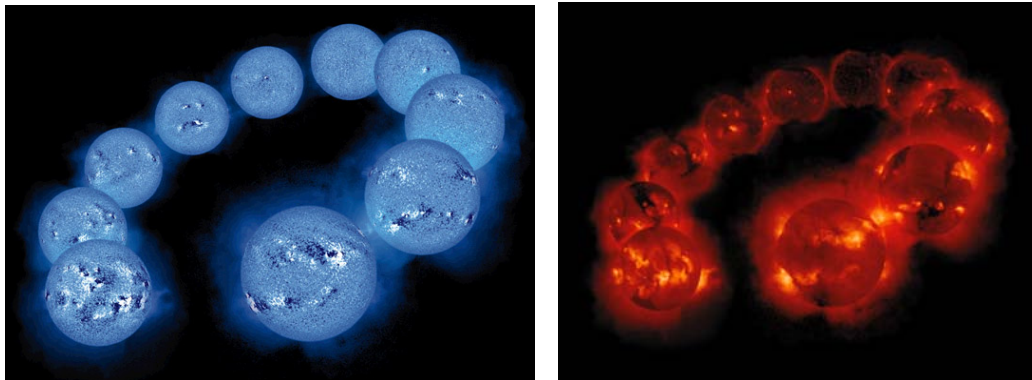


Abbildung 3.2: Innere Korona (links) im EUV, ([http://sohowww.estec.esa.nl/spaceweather/lenticular/Solar\\_Cycle\\_blue.jpg](http://sohowww.estec.esa.nl/spaceweather/lenticular/Solar_Cycle_blue.jpg)) und Röntgenkorona im Solarzyklus (rechts, [http://solar.physics.montana.edu/sxt/Images/The\\_Solar\\_Cycle\\_XRay\\_med.jpg](http://solar.physics.montana.edu/sxt/Images/The_Solar_Cycle_XRay_med.jpg))

setzen muss. Die Linien erlauben die Identifikation verschiedener auf der Sonne vorhandener Elemente. Die Zusammensetzung der auf der Sonne vorhandenen Elemente gleicht im wesentlichen der irdischen Materie (gemeinsamer Ursprung), lediglich zwei Elemente bilden eine Sonderstellung: Wasserstoff macht als Brennstoff der Sonne ungefähr 92% der solaren Materie aus und Helium als Abfallprodukt der solaren Energieerzeugung ungefähr 8%. Damit sind die Elemente, die uns von der Erde her die als Gebräuchlichen erscheinen, trotz ihrer nahezu identischen relativen Anteile, mehr oder weniger nur eine Verunreinigung in der Wasserstoffkugel Sonne – ein Aspekt, auf den wir im Zusammenhang mit der Entstehung des Sonnensystems und der Planeten nochmals zurück kommen werden.

### Aufbau der Sonne

Die Photosphäre ist die direkt sichtbare Schicht der Sonne, vgl. linkes Teilbild in Abb. 3.1. Bereits relativ früh hat man jedoch aus Beobachtungen während Sonnenfinsternissen gelernt, dass die Sonne keineswegs scharf begrenzt ist, sondern sich mit einem Strahlenkranz, der so genannten Korona, weit in den interplanetaren Raum hinaus erstreckt, vgl. rechtes Teilbild in Abb. 3.1. Auch das Linienspektrum der Photosphäre hatte ja bereits einen Hinweis auf die Korona ergeben.

Die Form und Ausdehnung der Korona ist stark vom Solarzyklus abhängig: Im Minimum ist die Korona klein und in den äquatorialen Bereichen der Sonne wesentlich stärker ausgebreitet als in der Nähe der Pole, während zu Zeiten des solaren Maximums die Korona größer und gleichmäßiger ausgebreitet ist, vgl. Abb. 3.2. Die Korona geht in den Sonnenwind über, der die gesamte Heliosphäre füllt.

Die Korona kann im UV-Licht und Röntgenbereich beobachtet werden, wobei mit ab-

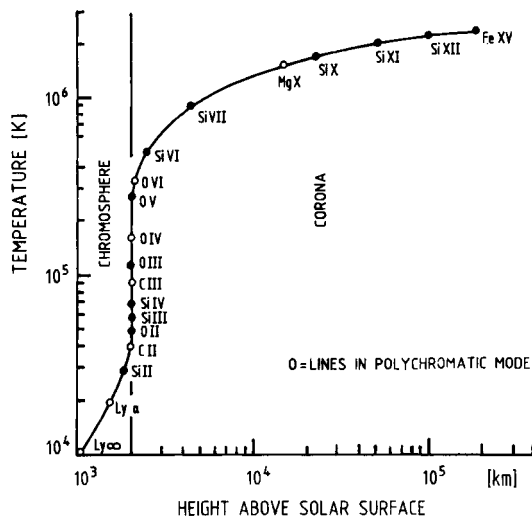


Abbildung 3.3: Temperatur der solaren Atmosphäre als Funktion der Höhe für mittlere Bedingungen der solaren Korona [293]

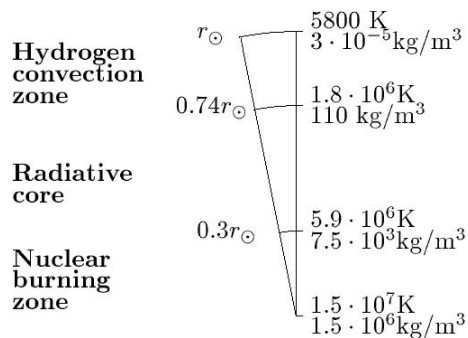


Abbildung 3.4: Aufbau der Sonne [163]

nehmender Wellenlänge immer höhere Schichten der Korona sichtbar werden, vgl. die drei rechten Teilbilder in Abb. 3.1. Derartige Aufnahmen zeigen die räumliche (dunkle Stellen, sogenannte koronale Löcher, als Quellen des Sonnenwindes) und die zeitliche (veränderliche Ausdehnung und Struktur der Korona) Variabilität der äußeren Sonnenatmosphäre sehr eindrucksvoll. Solche Beobachtungen sind nur außerhalb der Erdatmosphäre möglich, da diese die Röntgen- und UV-Strahlung absorbiert (vgl. Kap. 5).

Die Spektralanalyse der Korona zeigt, dass relativ häufig Atome mit ungewöhnlich hohen Ionisationszuständen auftreten, wie z.B. MgX, SiXII und FeXV. Diese Ionisationszustände setzen extrem hohe Temperaturen voraus, wesentlich höher als die 6000 K der Photosphäre. Aus der charakteristischen Höhenverteilung der Spektrallinien in der Korona lässt sich die Temperatur als Funktion der Höhe über der Photosphäre abschätzen, wie in Abb. 3.3 gezeigt. Auffällig an diesem Temperaturprofil ist der sehr schmale Bereich, in dem die Temperatur sehr schnell ansteigt, die *Übergangsregion*. In der Korona selbst steigt die Temperatur mit zunehmendem Abstand nur geringfügig an und beträgt ungefähr  $10^6$  K, das 200fache der Temperatur der Photosphäre.

Unmittelbar unterhalb der Übergangsschicht befindet sich die *Chromosphäre*. Auch diese ist bei einer Sonnenfinsternis sichtbar. Sie hat ihren Namen daher erhalten, dass die wesentlichen Emissionen in der roten H $\alpha$ -Linie des Wasserstoffs erfolgen. Ähnlich der Korona ist die Emission aus dieser Schicht zu schwach, als dass sie gegen die Photosphäre wahr genommen werden könnte, sie ist visuell daher nur während einer totalen Sonnenfinsternis wahrnehmbar. Die Chromosphäre ist stark strukturiert und rasch veränderlich, bei Beobachtungen im monochromatischen Licht erscheint der Sonnenrand in Form vieler kleiner flammenähnlicher Spitzen und wird in seinem Erscheinungsbild oft mit einer brennenden Prärie verglichen.

Abbildung 3.4 zeigt einen Überblick über den Aufbau der Sonne. Von außen nach innen handelt es sich dabei um die bisher genannten sichtbaren Schichten der Sonne (Korona,

Chromosphäre, Photosphäre) und das Beobachtungen nicht direkt zugängliche Innere der Sonne, bestehend aus einer nuklearen Brennzzone, einer anschließenden Schicht, in der die Energie durch Strahlung nach außen transportiert wird (Strahlungstransportzone), und der daran anschließenden Konvektionszone. Die oberste Kante der Konvektionszone ist als Granulation sichtbar. Die solare elektromagnetische Strahlung im sichtbaren Bereich wird im wesentlichen von der Photosphäre und der Chromosphäre emittiert, die beide zeitlich relativ konstant sind, die UV-Strahlung und die weiche Röntgenstrahlung werden aus mit abnehmender Wellenlänge immer höheren Schichten der Korona emittiert. Harte Röntgenstrahlung und  $\gamma$ -Strahlung entsteht nur, wenn durch einen solaren Flare energiereiche Teilchen beschleunigt werden und mit der tieferen solaren Atmosphäre (untere Korona und Photosphäre) wechselwirken.

### Solare elektromagnetische Strahlung

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit einer einfachen Beschreibung der von der Sonne emittierten elektromagnetischen Strahlung. Die Beschreibung ist rein phänomenologisch, die dabei verwendeten Begriffe und Gesetze werden im Zusammenhang mit den Strahlungsgesetzen und dem Strahlungstransport in Abschn. 5.2 näher erläutert.

Die Leuchtkraft  $L_{\odot}$  der Sonne, d.h. die von der Sonne abgegebene Energiemenge beträgt  $L_{\odot} = 3.8 \cdot 10^{33}$  erg/s. Der Sonnenradius  $R_{\odot}$  beträgt ungefähr 700 000 km. Damit strahlt jede Einheitsfläche (jeder  $\text{cm}^2$ ) der Sonnenoberfläche eine Energiestromdichte  $q_{\odot}$  von

$$q_{\odot} = L_{\odot}/4\pi R_{\odot}^2 = 6.28 \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}^2\text{s} \quad (3.1)$$

ab. Nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz (5.18) ergibt sich aus der Energiestromdichte eine Effektivtemperatur des emittierenden Körpers, in diesem Falle der Sonne, von

$$T_{\text{eff}} = 5770 \pm 10 \text{ K} . \quad (3.2)$$

Mit  $r_e$  als dem mittleren Radius der Erdbahn ( $r_e = 1 \text{ AE} = 149.6 \cdot 10^6$  km) beträgt die Energiestromdichte am Ort der Erde allerdings nur noch

$$S_{\odot} = \frac{L_{\odot}}{4\pi r_e^2} = 1.36 \cdot 10^6 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 1.36 \text{ kW m}^{-2} . \quad (3.3)$$

$S_{\odot}$  wird als die *Solarkonstante* bezeichnet und ist für das Klima auf der Erde von zentraler Bedeutung. Auf sehr langen Zeitskalen ist die Leuchtkraft der Sonne und damit die Solarkonstante allerdings alles andere als konstant: im Laufe der Entwicklung des Sonnensystems (ca. 4.6 Milliarden Jahre) hat sich die Leuchtkraft der Sonne und damit auch die Solarkonstante nach modernen Theorien um 25-30% vergrößert (vgl. Hupfer [138] und Zitate darin). Auch auf kurzen Zeitskalen ist die Solarkonstante nicht konstant, allerdings sind nach heutiger Erkenntnis diese Variationen zu gering, um einen Einfluss auf Wetter oder Klima zu haben (vgl. Kap. 11, insbesondere Abb. 11.1).

Die solare elektromagnetische Strahlung lässt sich in fünf Wellenlängenbereiche einteilen. Diese haben teilweise unterschiedliche Entstehungsorte und -mechanismen auf der Sonne und liefern unterschiedliche Beiträge zum gesamten Energiefluss der Sonne:

- Röntgenstrahlung und extremes Ultraviolett (EUV) mit Wellenlängen unter 1800 Å tragen ungefähr 10<sup>-3</sup>% zum Energiefluss der Sonne bei. Sie entstehen in der Korona bzw. in der Chromosphäre.
- Ultraviolett (UV) mit Wellenlängen zwischen 1800 und 3500 Å trägt zu 9% zum Energiefluss bei und entsteht in der Photosphäre und in der Korona.
- sichtbares Licht zwischen 3500 und 7500 Å trägt mit 40% zum Energiefluss bei. Es entsteht in der Photosphäre, genauso wie die
- Infrarot-Strahlung (IR, 7500 Å bis 10<sup>7</sup>Å), die 51% zum Energiefluss beiträgt.
- Einen extrem geringen Beitrag liefert die Radioemission oberhalb 1 mm (10<sup>-10</sup>%), die wie die Röntgenstrahlung in der Korona entsteht.

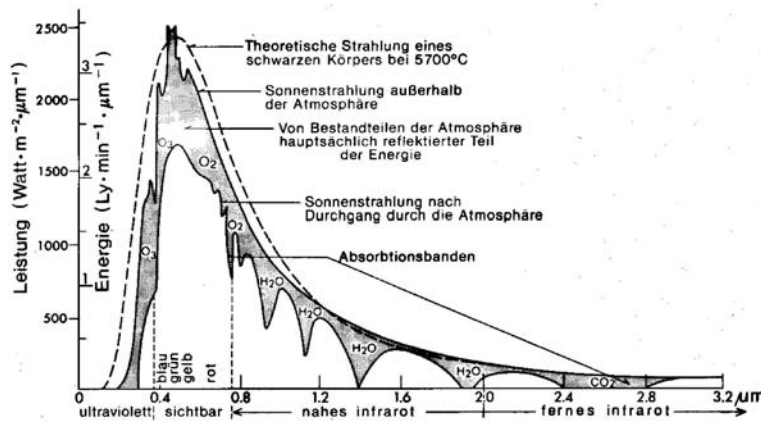


Abbildung 3.5: Energiespektrum der solaren Strahlung vor und nach dem Durchgang durch die Erdatmosphäre. Die gestrichelte Linie gibt zum Vergleich die theoretische Energieverteilung für einen schwarzen Körper mit der Oberflächentemperatur der Sonne [322]

Abbildung 3.5 gibt das Energiespektrum der solaren Strahlung für den Bereich UV bis Infrarot, d.h. die Verteilung der von der Sonne bei bestimmten Frequenzen abgestrahlten Energie. Die obere durchgezogene Kurve gibt die spektrale Verteilung außerhalb der Erdatmosphäre, die untere durchgezogene Kurve die am Erdboden gemessene Verteilung. Die gestrichelte Linie gibt die theoretische spektrale Verteilung für einen schwarzen Körper mit einer Oberflächentemperatur von 6000 K (in Übereinstimmung mit der oben aus der Leuchtkraft abgeschätzten Effektivtemperatur) wieder. Abgesehen vom ultravioletten Bereich, in dem die Sonne anscheinend wesentlich weniger Energie abstrahlt als ein schwarzer Körper dieser Temperatur, gibt die Beschreibung durch einen schwarzen Strahler die solare Emission relativ gut wieder.

Die am Erdboden ankommende solare Strahlung zeigt in ihrer Energieverteilung die folgenden Eigenschaften:

- Das Energiemaximum liegt im sichtbaren Spektralbereich bei 500 nm bis 600 nm (grün bis gelb). Damit stimmt das Energiemaximum der Strahlung mit dem Empfindlichkeitsmaximum des menschlichen Auges überein (bzw. das Auge hat sich im Laufe der Evolution an dieses Maximum angepasst).
- Rasche Abnahme der Energie im ultravioletten Bereich (das ist dem Leben sehr förderlich, vgl. Ozonproblem).
- Im infraroten Bereich gelangt ein großer Teil der solaren Strahlung nicht bis auf den Erdboden sondern wird bereits in der Atmosphäre absorbiert. Die Absorption erfolgt dabei hauptsächlich durch Wasserdampf und Kohlendioxid, die Absorber in diesem Bereich sind die gleichen, die auch die terrestrische Ausstrahlung absorbieren.

Dieser letzte Punkt ist insbesondere für das Verständnis des Treibhauseffektes (wohlgermerkt, hier ist nicht alleine der durch den Menschen verstärkte Treibhauseffekt gemeint, sondern der allgemeine Treibhauseffekt).

### Energieerzeugung auf der Sonne

Da die Sonne im Gegensatz zur Erde kontinuierlich Energie abstrahlt, ohne dass Energie von außen zugeführt wird, muss die Sonne selbst diese Energie erzeugen. Dies geschieht durch Kernfusion, wobei der reichlich vorhandene Wasserstoff den Brennstoff bildet und Helium das Verbrennungsprodukt. Insgesamt verschmelzen bei diesem Prozess vier Protonen zu einem Heliumkern, wie in Abb. 3.6 schematisch dargestellt ist. In der ersten Stufe fusionieren zwei Protonen unter Aussendung eines Positrons und eines Neutrinos zu Deuterium  $^2\text{H}$ . Durch die Kollision mit einem weiteren Proton entsteht unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quants ein  $^3\text{He}$  Kern. Zwei  $^3\text{He}$  Kerne können miteinander unter Aussendung von 2 Protonen und einem  $\gamma$ -Quant zu einem  $^4\text{He}$  Kern verschmelzen. Die Energiefreisetzung bestimmt sich aus der zerstrahlten Materiemenge. Unabhängig vom aktuell ablaufenden Zyklus ist es dabei stets die Massendifferenz von 0.028 amu zwischen vier Protonen ( $4 \times 1.00813 \text{ amu} = 4.0352$

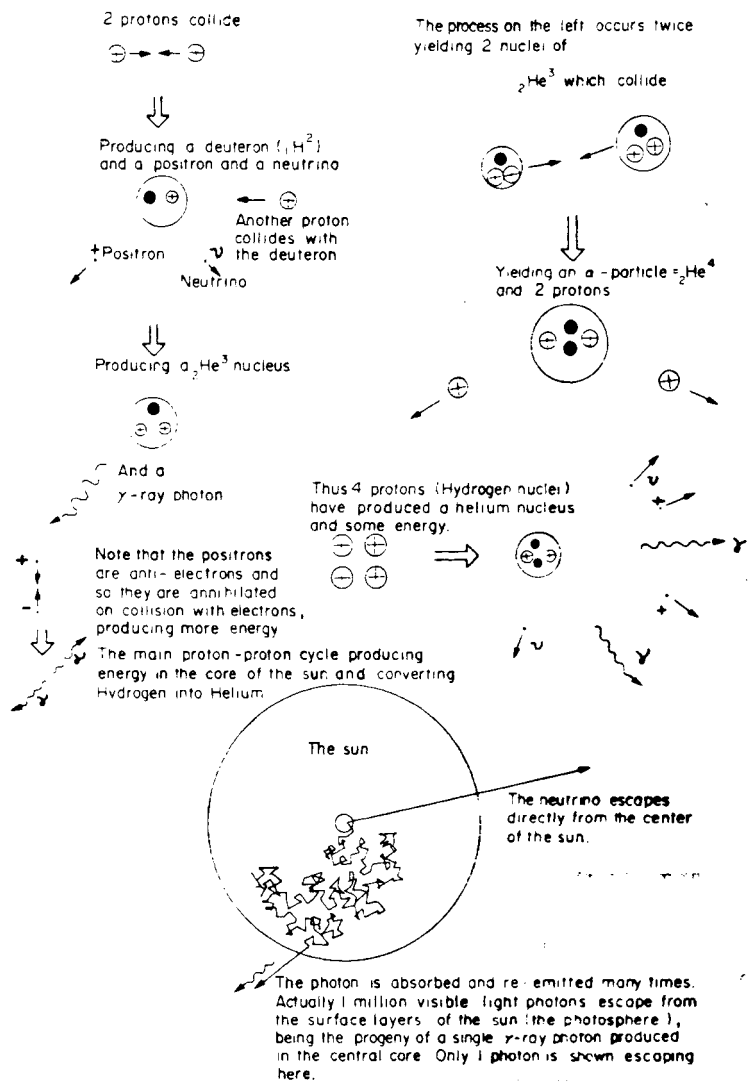


Abbildung 3.6: Energieerzeugung durch Kernfusion im Inneren der Sonne und Entweichen der Energie [165]

amu) und einem Heliumkern (4.03252 amu), die zur Zerstrahlung zur Verfügung steht. Diese Massendifferenz entspricht einer Energie von  $4.3 \cdot 10^{-12}$  Js.

Die Zeitskalen für die Umwandlung der Hälfte der ursprünglich vorhandenen Protonen durch den Stoß zweier Protonen sind unter solaren Verhältnissen etwa  $10^{10}$  Jahre (die Protonen müssen sich bis auf einen Kernradius aneinander angenähert haben und zusätzlich muss bei einem der Protonen eine spontane  $\beta$ -Umwandlung erfolgen). Die Lebensdauer des entstehenden Deuterons beträgt nur einige Sekunden, da die Wahrscheinlichkeit, ein Proton einzufangen, extrem groß ist. Die letzte Reaktion, ein Stoß zweier  ${}^3\text{He}$ -Kerne, hat eine Zeitkonstante von  $10^6$  Jahren. Die gesamte Dauer des Zyklus ist damit im wesentlichen von der ersten Reaktion bestimmt.

Außer einem Helium-Kern entsteht bei der Kernfusion Energie in Form von Neutrinos, Positronen und elektromagnetischer Strahlung, teilweise auch in Form von kinetischer Energie der freiwerdenden Protonen. Die Energie der Positronen und der  $\gamma$ -Strahlung sowie die kinetische Energie der Protonen wird relativ schnell in Wärmeenergie der Sternmaterie umgewandelt, während die Neutrinos ungestört entweichen können: bei einem Wirkungsquerschnitt von  $10^{-43}\text{cm}^2$  haben Neutrinos eine mittlere freie Weglänge von  $10^{12}\text{km}$  oder 70 000 AU. Im Vergleich dazu hat ein Photon innerhalb der Sonne eine mittlere freie Weglänge von wenigen Zentimetern und muss damit einen sehr langen Weg zurücklegen (random walk,

vgl. Abb. 3.6). Trotz seiner Bewegung mit Lichtgeschwindigkeit benötigt ein Photon daher ungefähr 10 000 Jahre, um vom Zentrum der Sonne bis an die Oberfläche zu gelangen, d.h. das Sonnenlicht, das wir heute sehen, ist vor 10 000 Jahren erzeugt worden.

Eines der aktuellen Probleme der Physik ist die Suche nach den solaren Neutrinos. Aus der Leuchtkraft der Sonne lässt sich mit Hilfe eines Standardsonnenmodells abschätzen, wieviele Neutrinos bei der Erzeugung der elektromagnetischen Energie freigesetzt wurden. Diese Zahl liegt erheblich über der der nachweisbaren solaren Neutrinos. Diskutiert werden als mögliche Lösungen dieses Problems Fehler im Standardsonnenmodell oder Umwandlungen von Neutrinos untereinander, die einen Teil der Neutrinos in eine Form umwandeln, die nicht nachweisbar ist. Letztere Variante ist die zur Zeit bevorzugte Erklärung des Neutrino-Problems.

### 3.1.2 Die variable Sonne

Die Variabilität der Sonne zeigt sich am deutlichsten in den Sonnenflecken, vgl. linkes Teilbild in Abb. 3.1. Die Sonnenflecken sind dunkler als ihre Umgebung, da sie kälter sind als diese (um bis zu 2000 K). Sie senden nur ca. 30% der Strahlung der umgebenden Photosphäre aus, sind damit aber immer noch einen Faktor 100 heller als der Vollmond. Sonnenflecken sind Bereiche eines starken und strukturierten solaren Magnetfeldes, das durch Umwandlungen zu Energie- und Materiefreisetzungen im Zusammenhang mit solaren Flares führen kann.

#### Der Solarzyklus

Die ersten Berichte über Sonnenflecken stammen aus dem 4. Jhr. v. Cr. aus Athen. In China wurden Sonnenflecken seit 28. v. Chr. aufgezeichnet, in Peru sind Sonnenfleckenbeobachtungen bereits aus vorspanischer Zeit bekannt. In Europa gibt es vereinzelte Aufzeichnungen über Sonnenflecken seit dem 9. Jhr. Systematische Beobachtungen von Sonnenflecken gibt es in Europa erst seit der Erfindung des Teleskops im frühen 17. Jahrhundert. Die Variabilität der Anzahl und der Größe der Flecken wurde bald erkannt. Dennoch dauerte es noch einige Zeit bis im Jahre 1833 von Schwabe der 11-jährige Solarzyklus entdeckt wurde: zu einem bestimmten Zeitpunkt ist die Sonne nahezu fleckenlos. Dann beginnen in höheren Breiten einzelne Sonnenflecken aufzutreten, die im Laufe der Zeit immer dichter an den Äquator heran wandern. Diese Sonnenflecken können einige Sonnenrotationen überleben. Zusätzlich tauchen in höheren Breiten immer wieder neue Flecken auf, die Zahl der Sonnenflecken steigt, bis nach einigen Jahren ein Fleckenmaximum erreicht ist. Die Zahl der neu auftauchenden Flecken wird nun immer geringer, während sich die am Äquator angelangten älteren Flecken auflösen. Damit nimmt auch die Gesamtzahl der Sonnenflecken ab, bis die Sonne nach insgesamt 11 Jahren wieder nahezu fleckenfrei ist.

Abbildung 3.7 fasst diese Beschreibung zusammen: im oberen Teil der Abbildung ist ein Schmetterlingsdiagramm gezeigt, das die Verteilung der Sonnenflecken über der Zeit und der solaren Breite angibt. Im unteren Teil der Abbildung ist die von den Flecken bedeckte Fläche gegen die Zeit aufgetragen. Durch die Verwendung der Fläche wird berücksichtigt, dass Sonnenflecken eine sehr unterschiedliche räumliche Ausdehnung haben können. Typischerweise verläuft die Fleckenzahl ähnlich der in der Abbildung dargestellten Sonnenfleckenfläche, erreicht jedoch ihr Maximum ungefähr ein Jahr früher, d.h. es gibt erst sehr viele kleinere Flecken während mit zunehmender Zeit der Anteil der größeren Sonnenflecken wächst. In beiden Teilabbildungen erkennt man eine Periodizität von ca. 11 Jahren, den so genannten Solarzyklus. In einigen Veröffentlichungen ist auch von einem 22-jährigen Solarzyklus die Rede. Letztere Betrachtungsweise ist etwas exakter, da die Sonnenflecken eng mit dem Magnetfeld der Sonne verknüpft sind, das sich alle 11 Jahre umpolt. Berücksichtigt man also zusätzlich zu der Fleckenzahl auch noch die Polarität, so ergibt sich eine Zykluslänge von 22 Jahren (Hale-Zyklus).

Auffallend am unteren Teil der Abbildung ist die Veränderlichkeit in der Größe der durch Sonnenflecken bedeckten Fläche von Solarzyklus zu Solarzyklus, so ist das Maximum 1958 ungefähr doppelt so hoch wie 1885. Diese Variationen von Zyklus zu Zyklus werden noch

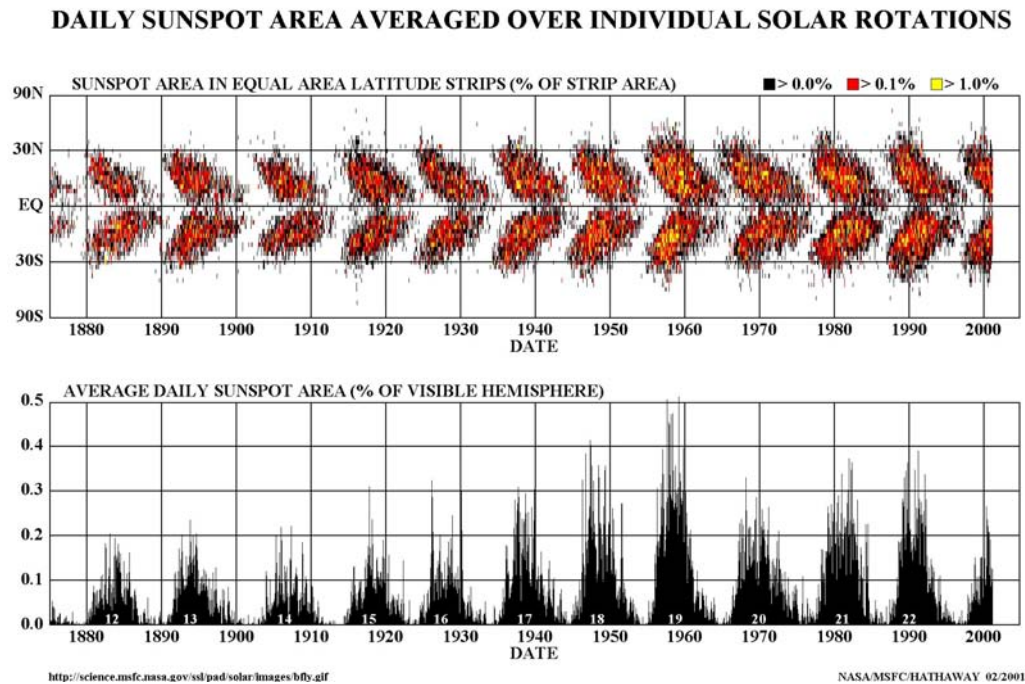


Abbildung 3.7: Schmetterlingsdiagramm der Breitenverteilung von Sonnenflecken und Sonnenfleckenfläche für die vergangenen 120 Jahre, [science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/images/bfly.gif](http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/images/bfly.gif)

deutlicher, wenn man sich den gesamten Zeitraum systematischer Fleckenbeobachtungen ansieht. Dort zeigt sich eine starke Variabilität der Fleckenzahl von Zyklus zu Zyklus um bis zu einem Faktor 4. Auch zeigt sich, dass die einzelnen Zyklen nicht immer gleich lang sind (7–15 Jahre), sondern dass die 11 Jahre nur eine mittlere Dauer des Zyklus repräsentieren.

Außer diesen dunklen Flecken gibt es auf der Sonne auch noch helle Flecken, die so genannten Plagues oder Fackeln, die analog zu den Sonnenflecken mit dem Solarzyklus variieren. Sie sind schwerer zu erkennen, da sie nur geringfügig heller sind als die Photosphäre und sich kaum gegen diese abheben, sie überdecken jedoch größere Flächen als die Sonnenflecken. Dadurch nimmt die Solarkonstante im solaren Maximum nicht ab sondern zu, vgl. Abb. 11.1 und 11.2.

### Flares und koronale Massenausstöße

Dramatischer als die Sonnenflecken, jedoch nicht so leicht zu beobachten, sind die ihnen entspringenden Flares. Carrington beobachtet 1859 erstmals einen Flare im weißen Licht als eine explosionsartige Aufhellung eines Sonnenflecks. Generell sind Flares das Ergebnis der größten Energiefreisetzungen auf der Sonne, wobei Energien bis zu  $10^{25}$  J in einem Zeitraum von wenigen Minuten bis hin zu wenigen Stunden freigesetzt werden. White-Light Flares, wie von Carrington beobachtet, sind relativ selten, da das emittierte sichtbare Licht im Verhältnis zur Gesamthelligkeit der Sonne selbst bei sehr großen Flares nur einen Anteil von weniger als 1% ausmacht. Ein Flare bewirkt jedoch nicht nur die Emission von Licht im sichtbaren Bereich, seine Emissionen lassen sich in drei Bereiche unterteilen:

- *elektromagnetische Strahlung* (s.u.),
- *solare energiereiche Teilchen* (solar energetic particles SEPs), das sind im wesentlichen relativistische Elektronen (MeV-Bereich) und Protonen mit Energien bis zum GeV-Bereich; ihr Einfluss auf die Atmosphäre ist in Abb. ?? angedeutet und wird in Abschn. ?? genauer

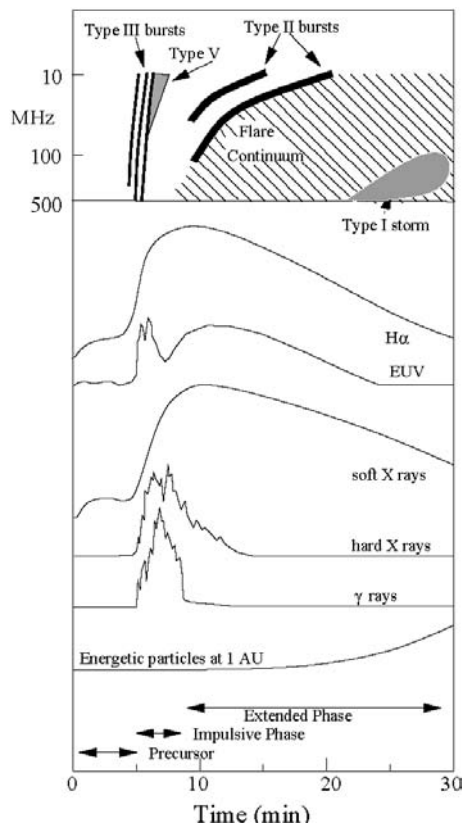


Abbildung 3.8: Zeitliche Abfolge der verschiedenen Frequenzbereiche solarer elektromagnetischer Strahlung während eines Flares [163]

diskutiert.

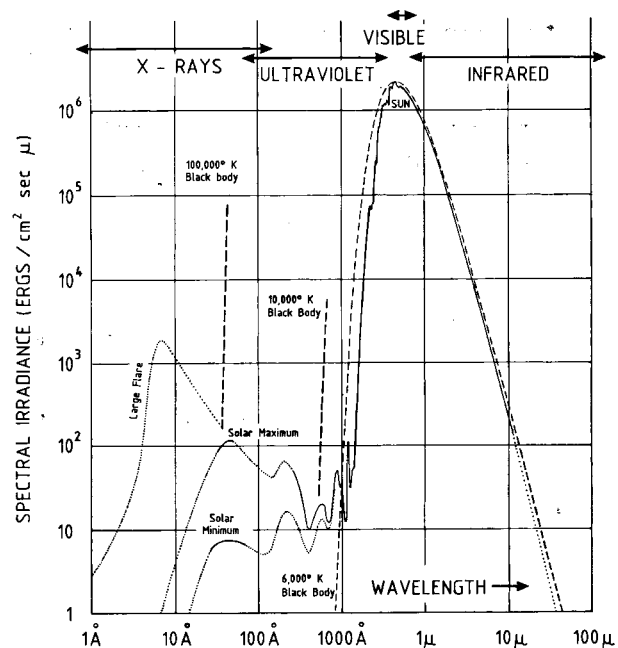
- *koronale Massenausstöße* (coronal mass ejections CMEs) und interplanetare Stoßwellen, die die Struktur des interplanetaren Raumes modifizieren und kräftige Auswirkungen auf das Erdmagnetfeld haben können, was u.a. zu Polarlichtern führt.

Ein Flare bewirkt eine Zunahme der Strahlung über den gesamten Bereich des elektromagnetischen Spektrums, wobei verschiedene Frequenzbereiche unterschiedliche Zeitkonstanten haben. Abbildung 3.8 zeigt Intensitäts-Zeitprofile für verschiedene Frequenzbereiche. Auffällig ist die nur kurze Dauer der  $\gamma$ -Emission und der harten Röntgenstrahlung: zur Erzeugung dieser Emissionen müssen Elektronen mit Energien von einigen MeV bzw. Nukleonen mit Energien von einigen 10 MeV in die tieferen Atmosphärenschichten hinab beschleunigt werden. Da die Teilchen dort ihre Energie sofort in elektromagnetische Strahlung umwandeln, müssten zum Aufrechterhalten von Gammastrahlung über längere Zeiträume auch Teilchen über diese langen Zeiträume bis auf hohe Energien beschleunigt werden.

Weiche Röntgenstrahlung, extremes Ultraviolett und  $H\alpha$ -Emission (d.h. im wesentlichen sichtbares Licht) werden von Elektronen mit Energien nur wenig oberhalb der thermischen Energie erzeugt, lassen sich somit auch bei geringerer Energiefreisetzung erzeugen bzw. aufrechterhalten. Diese Emissionen zeigen letztendlich nur die Erwärmung des Flaregebiets durch die Umwandlung magnetischer Energie an. Interessant ist ferner die Radioemission im Bereich von einigen 10 bis zu einigen 100 MHz. Diese Emission entsteht durch die Anregung von Plasmaoszillationen durch einen Strahl von Elektronen. Da die Plasmafrequenz von der umgebenden Dichte abhängt, lässt sich aus dem Frequenz-Zeitverlauf der Radiobursts auf die Bewegung der die Radioemission anregenden Elektronen zurückschließen: so zeigt z.B. der Typ-III Burst, ein schnell zu niedrigeren Frequenzen driftender Burst, das Entweichen von beschleunigten Elektronen von der Sonne in den interplanetaren Raum an. Die langsamer driftenden Typ-II Burst dagegen werden als Hinweis auf eine Stoßwelle in der Korona interpretiert.



Abbildung 3.9: Solares elektromagnetisches Spektrum im sichtbaren Bereich und bei kleineren Wellenlängen in Abhängigkeit von der solaren Aktivität [29]



Während im weißen Licht die Gesamthelligkeit der Sonne zu groß ist, als dass Flares deutlich erkannt werden können, kann in anderen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums die von einem Flare emittierte Strahlung um einige Größenordnungen über der von der ruhigen Sonne emittierten Strahlung liegen. Dazu zeigt Abb. 3.9 die Variabilität der solaren elektromagnetischen Strahlung in den kurzwelligeren Bereichen, d.h. UV, Röntgen- und Gammastrahlung, und im sichtbaren Licht. Während im sichtbaren Bereich der Solarzyklus und die Flares keinen spürbaren Einfluss auf die Intensität haben, ist der Strahlungsstrom im UV-Bereich während des solaren Maximums um einen Faktor 5–10 höher als während des Minimums. Flares erhöhen den Fluss im UV-Bereich nicht mehr wesentlich. Im Röntgen- und Gammabereich dagegen kann der Strahlungsstrom während eines großen Flares um mehr als 2–3 Größenordnungen über dem der ruhigen Sonne liegen.

### 3.1.3 Zusammenfassung

Die Sonne emittiert elektromagnetische Strahlung über einen weiten Frequenzbereich von weicher Röntgenstrahlung bis hin zu Radiowellen im 10-Meterbereich, wobei das Maximum der Emission im sichtbaren und infraroten Bereich liegt. Diese Strahlung stammt aus der Photosphäre und der Chromosphäre (d.h. den unteren Schichten der solaren Atmosphäre) und ist kaum vom Solarzyklus beeinflusst. Die UV, EUV und Röntgenemission aus der Korona dagegen verändert sich, wie auch die Korona selbst, sehr stark mit dem Solarzyklus; im Röntgenbereich kann der Unterschied im solaren Fluss zwischen ruhiger und aktiver Sonne ca. 2 Größenordnungen betragen. Auch der Radiobereich der Sonne ist variabel, da diese Variabilität jedoch keinen Einfluss auf die Erde hat, wird sie hier nicht weiter betrachtet. Der Solarzyklus dauert im Mittel 11 Jahre, bei Berücksichtigung der Polarität 22 Jahre. Die Dauer kann von Zyklus zu Zyklus, evtl. auch über längere Zeiträume quasi-systematisch schwanken, mit Dauern zwischen 7 und 14 Jahren. Auch die maximale Zahl der Sonnenflecken in den einzelnen Zyklen ist Schwankungen unterworfen, es kann ebenfalls zu einem nahezu vollständigen Aussetzen des Solarzyklus kommen, z.B. im Maunder-Minimum, vgl. Abschn. 11.3.

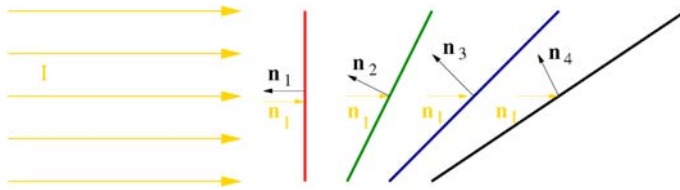


Abbildung 3.10: Der Sonnenstand  $\vartheta$  bestimmt den durch eine Einheitsfläche gehenden Strahlungsstrom

Schnee		Tabelle 3.2: Albedo-Werte wichtiger Oberflächen
– frisch gefallen	75–95 %	
– gealtert	40–70 %	
See-Eis	20–40 %	
Wasser	7–20 %	
Wolken	40–90 %	
Sand	20–45 %	
Vegetation	5–25%	
Beton	17–27%	
Asphalt	5–10%	

## 3.2 Die globale Verteilung der solaren Einstrahlung

Die Breitenverteilung der solaren Einstrahlung ist über den sich daraus ergebenden Temperaturgradienten der Motor der atmosphärischen (und ozeanischen) Zirkulation. Verstärkend auf den Temperaturgradienten wirkt die Albedo, d.h. das lokale Reflektionsvermögen.

Die Verteilung der solaren Einstrahlung hängt, zumindest an der Oberkante der Atmosphäre, von der geographischen Breite und der Jahreszeit ab. Diese beiden Größen lassen sich im Sonnenstand  $\vartheta$  zusammenfassen. Dieser bestimmt den Strahlungsstrom, d.h. wie viele  $\text{W}/\text{m}^2$  auf die Erdoberfläche auftreffen, vgl. Abb. 3.10:

$$I_{\text{real}}(\vartheta) = \vec{I} \cdot \vec{n} = I \sin(\pi - \vartheta) = I \cos \vartheta. \quad (3.4)$$

Der Sonnenstand bestimmt nur die auf die Erde auftreffende Strahlungsenergie. Die absorbierte Energie wird zusätzlich modifiziert durch die Albedo.

**Definition 7** Die Albedo  $A$  definiert das mittlere Reflektionsvermögen einer Oberfläche. Dieser Mittelwert ist definiert unter Wichtung mit dem solaren Spektrum. Albedo bedeutet also genauer, welcher Anteil der auftreffenden solaren Einstrahlung reflektiert wird.

Typische Werte für die Albedo  $A$  von terrestrischen Oberflächen sind in Tabelle 3.2 gegeben; die absorbierte Strahlung ist  $(1 - A)$  der einfallenden Strahlung.

Materialien mit gleicher Albedo können gegenüber der Sonneneinstrahlung unterschiedliche reagieren: in einer Sandwüste erfolgt die Absorption in einer relativ dünnen Oberflächenschicht mit geringem Wärmeleitungsvermögen. Die Wüste heizt sich tagsüber oberflächlich stark auf und strahlt die aufgenommene Energie nachts relativ schnell wieder an die Atmosphäre ab. Die Folge ist eine starke Tag–Nacht-Variation der Temperatur kombiniert mit einer geringen Nettoaufnahme an Energie. Im Meer erfolgt die Absorption dagegen bis in wesentlich tiefere Schichten. Zusätzlich kann sich die Energie auch durch Wärmeleitung und Turbulenz verteilen. Der Ozean verteilt die aufgenommene Energie also auf ein größeres Volumen, das sich dadurch nicht so stark erwärmt wie der Wüstenboden. Die nächtlichen Strahlungsverluste an der Oberfläche sind geringer – damit ist auch die Amplitude der Tag–Nacht-Variation geringer und der Ozean wirkt als Wärmespeicher.

Obwohl die Albedo sehr stark von der Bedeckung des Erdbodens (Art der Vegetation, Wüsten, Bebauung, Flächenversiegelung und -nutzung, Schnee- und Eisbedeckung) abhängig ist, lässt sich für verschiedene Bereiche der Erde zumindest ein Flächenmittel angeben, vgl.

Abbildung 3.11: Globale Verteilung der Albedo (Mittelwerte) basierend auf Messungen mit dem Earth Radiation Budget Experiment ERBE [179]

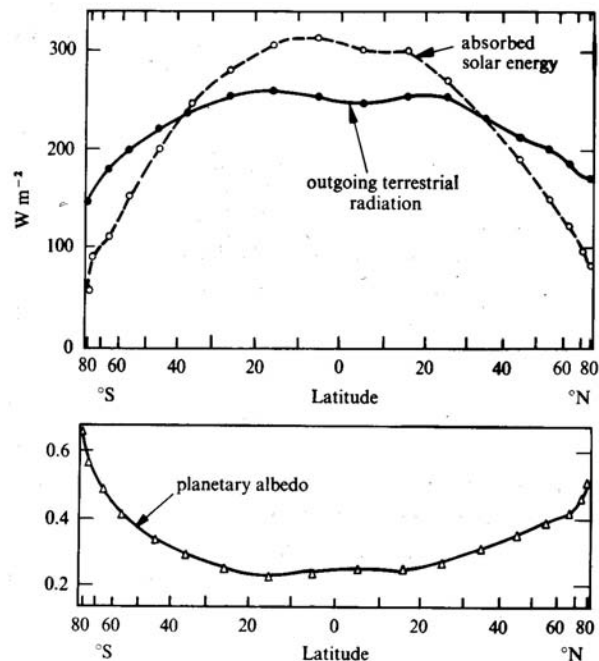
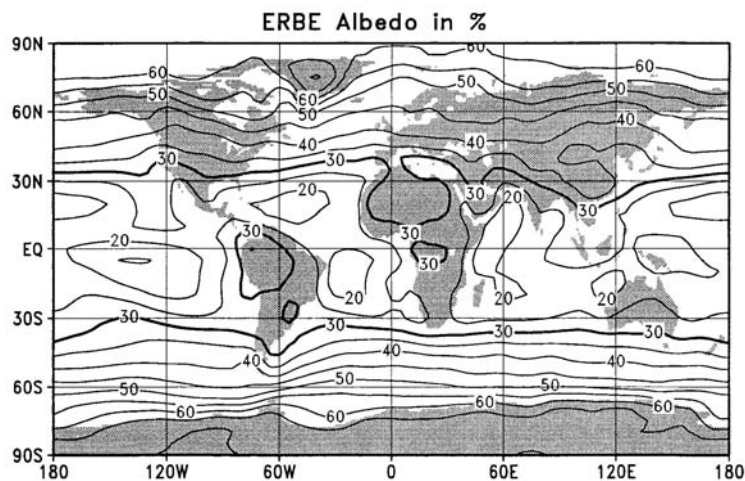


Abbildung 3.12: Breitenverteilung der Strahlungsbilanz (oben) und der Albedo (unten) [129]

Abb. 3.11.<sup>1</sup> In den mittleren Breiten sind große Gebiete Vegetationsbedeckt und es ergibt sich eine mittlere Albedo von 16%. Für die Ozeane der Tropen und der mittleren Breiten ergibt sich eine Albedo von ca. 8%, die schneebedeckten Tundren der nördlichen Breiten haben eine Albedo von 80%, verschneite Waldflächen dagegen nur eine von 40%. Oder kurz zusammengefasst: die Albedo nimmt mit zunehmender Breite zu.

Diese breitenabhängige Albedo ist in Abb. 3.12 dargestellt (unten), zusammen mit der breitenabhängigen Strahlungsbilanz der Erde (oberer Teil). In der Strahlungsbilanz fällt auf, dass die hohen Breiten mehr Strahlung abgeben als sie von der Sonne aufnehmen (positive Strahlungsbilanz), während in den niedrigen Breiten mehr Strahlung absorbiert als emittiert wird (negative Strahlungsbilanz). Die geringe Absorption in hohen Breiten entsteht durch die

<sup>1</sup>Die in der Abbildung verwendeten Daten wurden gemessen mit ERBE (Earth Radiation Budget Experiment), eingesetzt auf dem in niedrigen Breiten fliegenden Satelliten ERBS (Earth Radiation Budget Satellite) und den beiden in nahezu polaren Orbits fliegenden Satelliten NOAA-9 und NOAA-10 (Routine Wettersatelliten). Die Instrumente sind auf der ERBE-Homepage (<http://asd-www.larc.nasa.gov/erbe/ASDerbe.html>) genauer beschrieben, Beispiele für die Datenprodukte finden Sie auf [http://eosweb.larc.nasa.gov/PRODOCS/erbe/table\\_erbe.html](http://eosweb.larc.nasa.gov/PRODOCS/erbe/table_erbe.html) oder [http://eosweb.larc.nasa.gov/GUIDE/campaign\\_documents/erbe.project.html](http://eosweb.larc.nasa.gov/GUIDE/campaign_documents/erbe.project.html).

Überlagerung zweier Faktoren: zum einen ist der Sonnenstand sehr niedrig, d.h. die Einstrahlung verringert sich um  $\sin \vartheta$ , zum anderen ist die Albedo der verschneiten/vereisten Flächen sehr hoch, so dass von der ohnehin nur geringen Einstrahlung noch ein großer Teil reflektiert wird. Die Tatsache, dass die hohen Breiten mehr Strahlung emittieren als absorbieren, ist ein Hinweis darauf, dass es in der Atmosphäre einen Mechanismus geben muss, der Energie von niedrigen zu hohen Breiten transportiert.<sup>2</sup> Dabei handelt es sich um die globale Zirkulation. Im Breitenmittel ist die Strahlungsbilanz übrigens ausgewogen: es wird global genau so viel Strahlung emittiert wie auch absorbiert wird.

Vom Weltraum aus gesehen lässt sich eine mittlere planetare Albedo definieren als die Menge der einfallenden Sonnenstrahlung, die sofort wieder in den Weltraum zurück reflektiert wird. Dieser Wert beträgt ca. 30% [215]. Der Wert setzt sich zusammen aus der an Wolkenoberflächen reflektierten Strahlung (24% der einfallenden Strahlung) und der an Molekülen der Atmosphäre und am Boden reflektierten Strahlung (6% der einfallenden Strahlung). Die restlichen 70% der einfallenden solaren Strahlung werden in der Atmosphäre gestreut und in den Wolken absorbiert (23%), von Wolken in Richtung auf den Erdboden gestreut und dort absorbiert (22%) oder treffen direkt auf den Erdboden auf und werden dort absorbiert (25%). Auf den Erdboden trifft also nicht nur die direkte Sonnenstrahlung  $I_{\odot}$  sondern auch ein Teil der diffusen Himmelsstrahlung  $D$ ; der andere Teil wird in den Weltraum abgestrahlt. Beide zusammen werden als Globalstrahlung bezeichnet:

$$G = I_{\odot} \sin \vartheta + D. \quad (3.5)$$

Die Globalstrahlung schwankt mit Breite, Tages- und Jahreszeit. Für klimatologische Betrachtungen, insbesondere im Bezug auf die Breitenabhängigkeit, wird in der Regel die Globalstrahlung anstelle der direkt einfallenden Sonnenstrahlung verwendet [322]. Von der auf die Erde einfallenden Strahlung wird nur der Teil  $(1 - A)$  absorbiert, d.h. für die absorbierte Globalstrahlung gilt:

$$G_{\text{abs}} = (1 - A)(I_{\odot} \sin \vartheta + D). \quad (3.6)$$

Bei bedecktem Himmel ist die Globalstrahlung auf Grund der hohen Albedo der Wolken (ca. 75%) wesentlich geringer als bei wolkenlosem Himmel. Über einem weiträumig verschneiten Gebiet (hohe Albedo) erhöht sich die Globalstrahlung durch Mehrfachreflektion zwischen Wolken und Schneedecke beträchtlich – Achtung, Sonnenbrandgefahr.

Die in Abb. 3.12 gezeigte Breitenverteilung der Strahlungsbilanz ist ausreichend, um den Antrieb der atmosphärischen Zirkulation zu verstehen. Eine detailliertere Aufschlüsselung der Strahlungsbilanz ist in Abb. 3.13 gegeben, im oberen Teil für den Nordwinter (Monate Dezember, Januar und Februar), im unteren Teil für den Nordsommer (Juni, Juli, August). Die höchste negative Strahlungsbilanz (höhere Absorption als Emission, roter ‘Gürtel’ in der Abbildung) folgt jeweils dem maximalen Sonnenstand: im Nordwinter liegt sie südlich des Äquators, im Nordsommer nördlich davon. Insbesondere im Nordwinter variiert die Strahlungsbilanz praktisch nur mit der Breite, so dass eine nur auf die Breite beschränkte Abbildung wie Abb. 3.12 nahezu die volle Information enthält. Im Nordsommer ist dieses Muster nicht ganz so eindeutig. Insbesondere im Bereich der maximalen negativen Strahlungsbilanz finden sich deutliche Strukturen, die zu einem großen Teil durch die Land–See-Unterschiede sowie die dadurch modifizierten Strömungsmuster verstanden werden können. Aus der Südhemisphäre sind deutlich weniger Landmassen, so dass diese die Strahlungsbilanz nicht so stark beeinflussen.

### 3.3 Atmosphärische Zirkulationssysteme

Auf einer ruhenden Erde würde der Temperaturgradient zwischen Äquator und Pol auf jeder Hemisphäre eine Konvektionszelle treiben derart, dass über dem Äquator die heiße Luft auf-

<sup>2</sup>Die Aussage ist nicht ganz korrekt: es muss einen Mechanismus geben, der Energie aus niedrigen Breiten in die höheren Breiten transportiert. Allerdings muss dieser Mechanismus nicht ausschließlich in der Atmosphäre liegen. Wie werden später sehen, dass ca. 2/3 dieses Energietransports in der Tat in der Atmosphäre erfolgen, das verbleibende Drittel dagegen im Ozean.

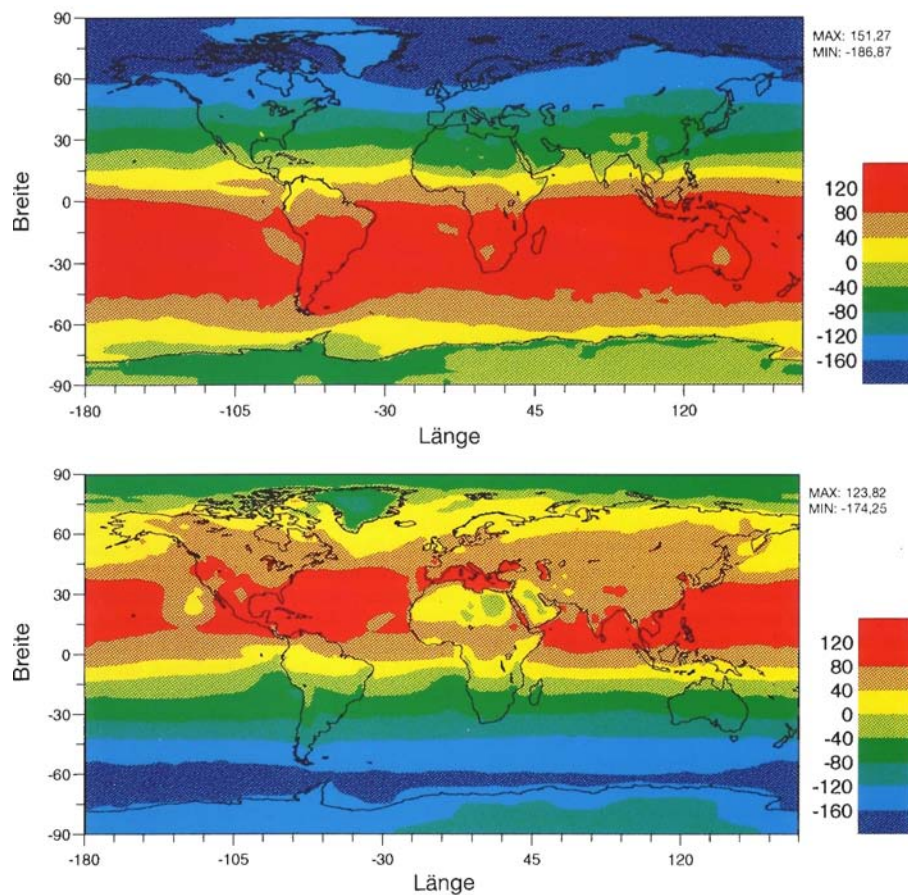


Abbildung 3.13: Strahlungsbilanz an der Oberkante der Atmosphäre im Nordsommer (JJA, unten) und im Nordwinter (DJF, oben) [160]

steigt, sich polwärts ausbreitet, dort absinkt und in geringen Höhen wieder auf den Äquator zu strömt, vgl. linkes Teilbild in Abb. 3.15. Diese Hadley-Zelle wäre ein typisches Beispiel für eine durch einen Temperaturgradienten getriebene Zirkulationszelle.

Auf der rotierenden Erde kommt es jedoch nicht zur vollständigen Ausbildung dieser Hadley-Zelle. Zwei Faktoren spielen eine Rolle: die Coriolis-Kraft bewirkt eine Ablenkung der Windsysteme in zonaler Richtung. Die Topographie und insbesondere die Orographie bewirken eine weitere Ablenkung dieser Systeme – teilweise sogar aus der zonalen in die meridionale Richtung, wie die geschlossene zonale Strömung um die Antarktis zeigt.<sup>3</sup>

Betrachten wir diese Prozesse jetzt im einzelnen etwas genauer.

### 3.3.1 Temperaturgefälle als Motor der Zirkulation

Dieses Temperaturgefälle zwischen dem Äquator und den Polen ist der Motor der großskaligen atmosphärischen oder *globalen Zirkulation*. Dass ein derartiger Temperaturgradient eine Strömung antreiben kann, können wir uns in einem einfachen Modellexperiment klarmachen. Abbildung 3.14 zeigt dazu einen Wassertrog, der an der Außenseite (entspricht dem Äquator) geheizt wird, in der Mitte (Pole) jedoch gekühlt wird. Dann bildet sich eine Konvektionströmung aus: An den warmen Rändern (Äquator) ist die Luft leicht und steigt auf. Am Boden entsteht daher ein geringerer, in der Höhe ein höherer Druck als weiter innen im Gefäß (bei

<sup>3</sup>Die Rocky Mountains und die Anden liegen z.B. als geschlossener Riegel über einen weiten Breitenbereich nahezu jeder zonalen Strömung im Weg.

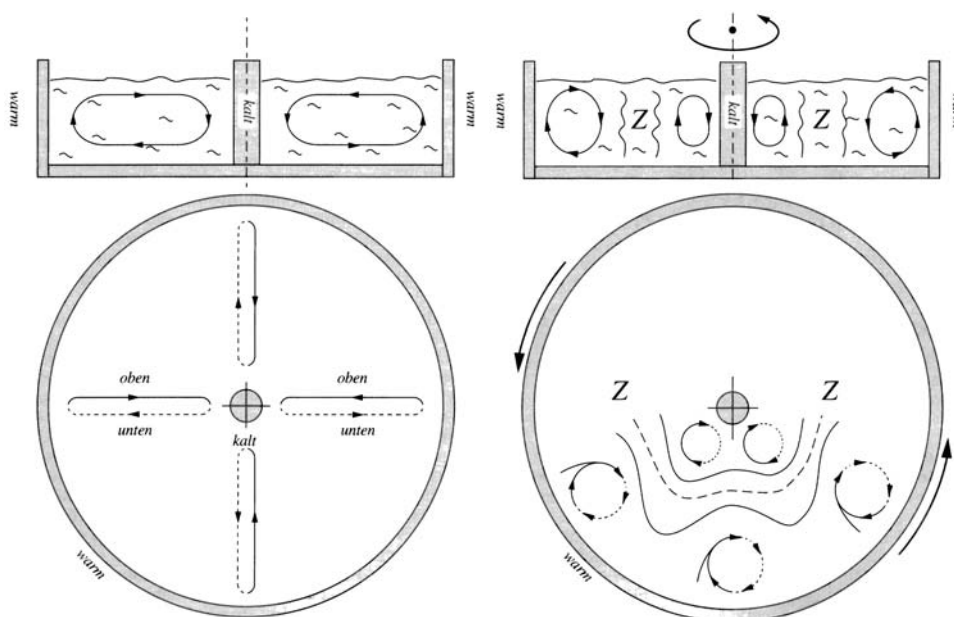


Abbildung 3.14: Wassertrog als Modellelement für die großräumige Strömung zwischen Äquator (geheizten Rand) und Pol (gekühlte Mitte), [194]; links im ruhenden, rechts im rotierenden Trog.

hohen Breiten). In Bodennähe strömt daher Wasser in Richtung auf den Rand (Äquator) zu, in der Höhe dagegen vom Rand in Richtung auf die Mitte (Pol). Am Pol kühlt dieses Wasser ab, wird schwerer und sinkt auf den Boden des Gefäßes, wo es in Richtung Äquator strömt. Auf diese Weise bildet sich eine einfache Konvektionszelle aus, die für einen Wärmetransport Äquator-Pol sorgt. Derartige Zellen werden Hadley-Zellen genannt, da ihre Existenz erstmals 1735 von Hadley für die Erdatmosphäre postuliert wurde. Nach Hadleys Vorschlag sollte es auf der Erde zwei derartige Zellen geben, jeweils eine auf der Nord- und auf der Südhalbkugel, vgl. linkes Teilbild in Abb. 3.15.

### 3.3.2 Und sie dreht sich doch!

Nehmen wir die im Zusammenhang mit Abb. 3.14 hergeleitete Konvektionszelle und damit auch Hadley's Vorschlag ernst, so sollten wir am Boden eine stete Nord-Süd-Strömung beobachten: der Wind würde aus nördlicher Richtung wehen, vgl. linker Teil von Abbildung 3.15. Diese Windrichtung würde aber, zumindest für unsere Breiten, unserer Erfahrung vollkommen widersprechen. Für Norddeutschland kommt der Wind vorherrschend aus westlicher Richtung, manchmal auch aus östlicher Richtung. Damit wäre die Strömung eher als breitenkreisparallel zu bezeichnen und nicht, wie eine Pol-Äquator-Strömung, senkrecht zu den Breitenkreisen ausgerichtet.

Unser einfaches Modell beruht allerdings auch auf einigen (stillschweigenden) Annahmen, die von der Natur nicht erfüllt werden. Wir haben bisher nicht berücksichtigt, dass (a) die Erde rotiert, d.h. auf ein bewegtes Luftpaket wirkt die Coriolis-Kraft (vgl. Abschn. B.4.4), (b) die Erde keine glatte Kugel ist sondern eine typische Verteilung von See- und Landmassen aufweist, und (c) eine Strömung nicht zwingend laminar sein muss sondern dazu tendiert, turbulent zu werden.

Die mit der Rotation der Erde verbundene Coriolis-Kraft bewirkt, dass sich keine meridionale (d.h. längenkreisparallele) Strömung ausrichten kann. Da sich die Erde unter der Konvektionszelle wegdreht, würde sofort eine scheinbare Ablenkung entstehen, der Wind am Boden würde daher nicht aus nördlicher sondern aus nordöstlicher Richtung wehen.

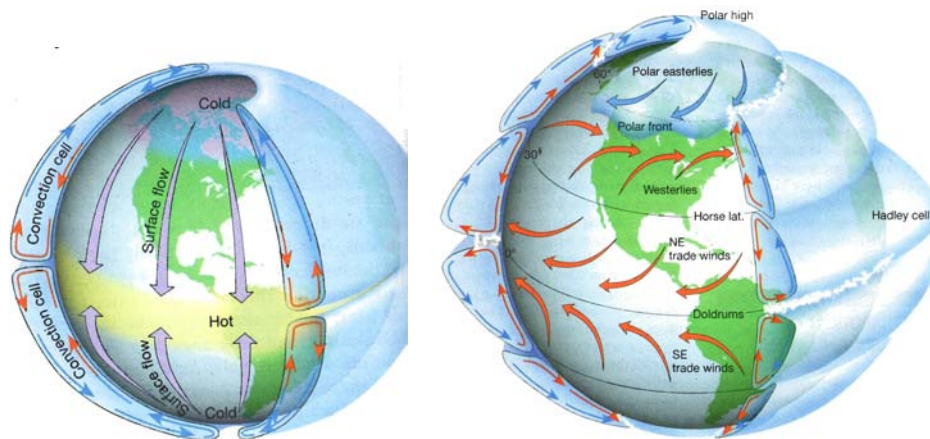


Abbildung 3.15: Hypothetische Hadley-Zirkulation (links) und Zirkulationsmuster auf der Erde (rechts), [195]

Wahrscheinlich alle drei Effekte zusammen bewirken eine Aufspaltung der Hadley-Zelle, so dass sich pro Hemisphäre drei Zellen ergeben (Abb. 3.15, rechts). Die Zellen in der Nähe des Äquators verhalten sich wie Hadley-Zellen (Aufsteigen in niedrigen Breiten, Absinken bei höheren Breiten), die mittlere Zelle jedoch zeigt einen, allerdings schwächeren, Konvektionsstrom in die Gegenrichtung; sie wird manchmal als Ferrel-Zelle bezeichnet. An den Grenzen der Zellen bilden sich Fronten (Polarfront, Subtropenfront) und in der Höhe Strahlströme, sogenannte Jets, aus. Diese Jets sind für das Wettergeschehen von Bedeutung, da sie gleichsam ein Leitsystem für die wandernden Tiefdruckgebiete darstellen.<sup>4</sup> Diese Fronten und die damit verbundenen Jets tendieren dazu, sich ständig mal polwärts mal äquatorwärts auszuweilen (Rossby-Wellen). Dabei kann es zu Vorstößen tropischer Warmluft polwärts oder zu Kaltluftereinbrüchen in Richtung Äquator kommen; dieses Mäandern und die dazu gehörigen Luftmassenbewegungen haben wir bereits in den Höhenkarten in Abb. 2.7 – 2.21 kennen gelernt. Diese Ausbeulungen können sich abschnüren und zur Ausbildung wandernder Druckgebilde führen (Zyklogese, vgl. Abb. 3.16 und Abschn. 3.4.2). Das Ausbeulen der Fronten ist dadurch bedingt, dass die Windgeschwindigkeiten der Jets so hoch sind (ca. 300 km/h, vgl. Abb. 5.33), dass die Strömung turbulent ist. Dadurch kommt es zur Bildung von Wirbeln, die sich ablösen können. Ein ähnliches Phänomen wird auch beim Golfstrom beobachtet; es lässt sich auch in einem rotierenden Trog erzeugen, vgl. rechtes Teilbild in Abb. 3.14.

Modifikationen am Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol (z.B. durch das Verändern der Albedo der Pole durch Abschmelzen der Eisflächen oder durch eine allgemeine Erwärmung/Abkühlung der Erde, die in der Regel zu stärkeren Temperaturänderungen an den Polen als am Äquator führt) würden daher sowohl die großräumige Zirkulation verändern, als auch über die Entstehung und Wanderung der Druckgebilde das Wettergeschehen.

### 3.3.3 Zirkulation und Klimazonen

Abbildung 3.17 zeigt einen Querschnitt durch die Meridionalzirkulation zusammen mit der jahreszeitlichen Verlagerung der Zirkulationsglieder und der damit verbundenen Niederschlagsregime. Als erstes fällt an diesem Schnitt auf, wie unterschiedlich die Konvektionszellen ausgebildet sind: die äquatornahe Hadley-Zelle ist gleichsam ein Lehrbuchbeispiel für eine Konvektionszelle: gut ausgebildet und in sich relativ gut geschlossen. Die mittlere Ferrel-Zelle dagegen ist nur als ein relativ schwacher Wirbel angedeutet. Die polare Hadley-Zelle

<sup>4</sup>Die Isohypsen auf der 500 hPa-Fläche geben eine gute Hilfe bei der Abschätzung der Art der Luftmassen, die einem Bereich zugeführt werden. Die 300 hPa-Fläche zeigt ebenfalls nur wesentliche Strukturen. Hier werden die Bereiche hoher Windgeschwindigkeiten zur Identifikation der Strahlströme und der Polarfront verwendet.

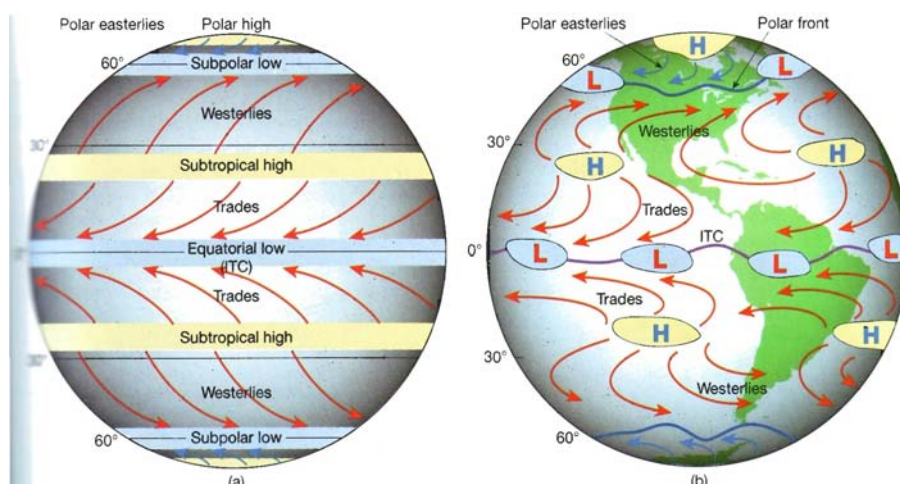


Abbildung 3.16: Idealisierte zonale Strömung auf einer konturlosen Erde (links). Die globale Verteilung von Land- und Seemassen führt zu einer Unterbrechung dieses zonalen Musters durch quasi-stationäre Hoch- und Tiefdruckgebiete [195]

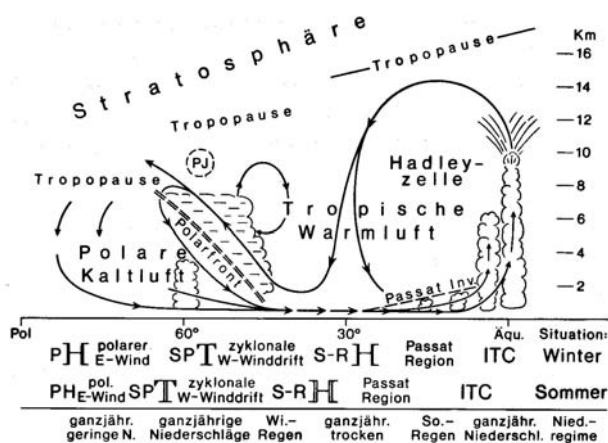


Abbildung 3.17: Schematischer Vertikalschnitt durch die meridionale Zirkulation auf einer Halbkugel mit der jahreszeitlichen Verlagerung der Zirkulationsglieder und den Folgen für die Niederschlagsregime [322]

ist deutlicher, allerdings kann man erkennen, dass sie nicht geschlossen ist, sondern unter der Ferrel-Zelle hindurch ein Austausch mit der äquatorialen Hadley-Zelle besteht.

Die Bedeutung der großskaligen Zirkulation für das Klima in bestimmten Landstrichen lässt sich am besten an den beiden äquatorialen Hadley-Zellen veranschaulichen. Am Äquator steigt die Luft auf (innertropische Konvergenzzone ITC), beim Aufsteigen kondensiert der Wasserdampf und regnet aus, es entsteht das typische tropische Klima: heiß auf Grund der hohen Sonneneinstrahlung und nass auf Grund der großen Regenmengen. Die Luft, die innerhalb der tropischen Konvergenzzone aufgestiegen ist, ist am oberen Rand der Hadley-Zelle sehr trocken. Sie wandert dann vom Äquator weg und sinkt bei ungefähr 30° nördlicher bzw. südlicher Breite ab. Dabei erwärmt sich die Luft, so dass in diesen Bereichen heiße, aber extrem trockene Luft zugeführt wird (in größerem Maßstab der gleiche Effekt wie beim Föhn). Die Wüstengürtel der Erde lassen sich auf diese Weise also leicht verstehen. Je nach Jahreszeit verschiebt sich die äquatoriale Hadley-Zelle etwas. Dies erklärt sich aus der Neigung der Erdachse: das Maximum der solaren Einstrahlung liegt im Nordsummer nördlich, im Nordwinter südlich des Äquators. Entsprechend wandert die ITC im Nodsommer etwas in nördlicher Richtung, es gibt daher in niedrigen Breiten (ca. 15°N) Bereiche, die im Sommer durch Regen bestimmt sind, im Winter aber trocken sind. Entsprechend verschiebt sich auch der nördliche Rand der Hadley-Zelle zu höheren Breiten, d.h. es entstehen bei ca. 35°N Gürtel, in denen es im Winter regnet, im Sommer dagegen sehr trocken ist.



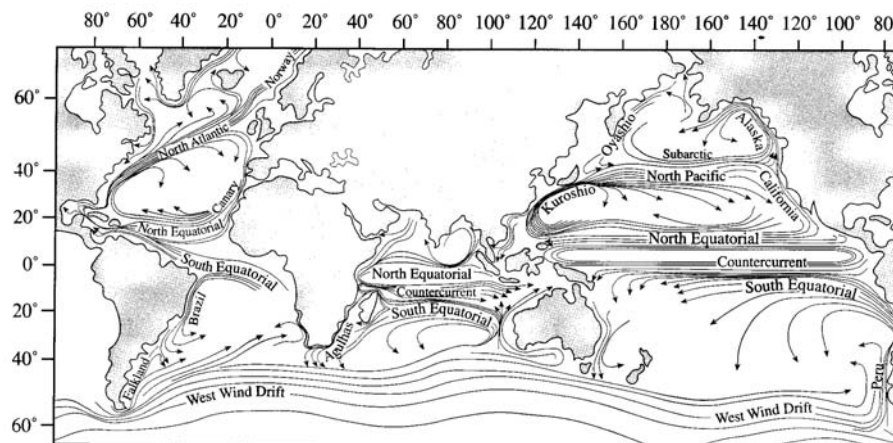


Abbildung 3.18: Oberflächenströmungen der Ozeane. Polwärts gerichtete Ströme sind warm, äquatorwärtsgerichtete kalt [299]

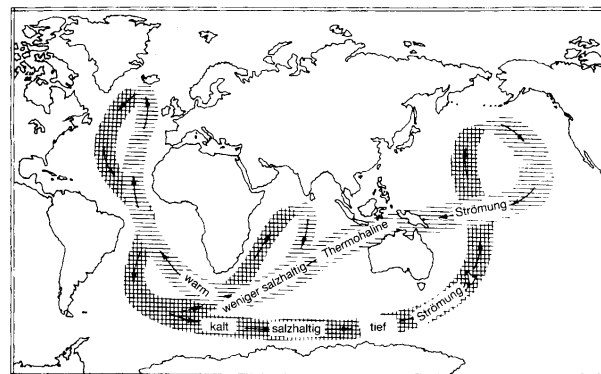


Abbildung 3.19: Tiefenzirkulation der Ozeane (Kerr, 1988, [111]). Dieses Zirkulationsmuster ist relativ langsam und hat für den Salzhaushalt der Ozeane eine entscheidende Bedeutung

### 3.3.4 Ozeanische Zirkulation

Neben der atmosphärischen Zirkulation trägt die ozeanische Zirkulation zu ungefähr 30% zum Ausgleich des Temperaturgefälles Äquator-Pol bei. Die ozeanische Zirkulation ist etwas komplexer (und komplizierter) als die atmosphärische Zirkulation, da hier die Verteilung der See- und Landmassen, die durch das Relief des Meeresbodens gegebene Meerestiefe (das entspricht ungefähr den durch die Verteilung von See- und Landmassen im Falle der Atmosphäre bewirkten Effekten), ja sogar die Unterschiede zwischen einer Wasserfläche und einer Meereisfläche für die Ausbildung eines Zirkulationsmusters entscheidend sind. Zwar wirken diese Faktoren auch auf die atmosphärische Zirkulation ein, jedoch dort im wesentlichen um die durch den Temperaturgradienten getriebene Zirkulation zu modifizieren, nicht aber um das Zirkulationsmuster selbstständig zu bestimmen.

Abbildung 3.18 gibt einen Überblick über die Oberflächenströmungen der Ozeane. Zum Äquator hin gerichtete Strömungen sind in der Regel kalt, vom Äquator weg gerichtete dagegen warm. Dadurch ermöglicht die Oberflächenströmung der Ozeane einen polwärts gerichteten Wärmetransport. Allerdings zeigen sich, durch die Landmassenverteilung bedingt, deutliche Unterschiede zwischen der Nord- und Südhalbkugel: auf der Südhalbkugel gibt es eine kreisförmig um die Antarktis ausgelegte Strömung, die teilweise an den Westküsten der Kontinente in Äquatorrichtung abgelenkt wird. Um die Arktis herum kann sich dagegen aufgrund der Meereisbedeckung keine geschlossene Zirkulation ausbilden. Hier besteht praktisch nur im Nordatlantik (und in ganz geringem Maße auch durch die Behringstraße) ein Austausch mit den höheren Breiten: der Golfstrom stößt als warme Oberflächenströmung von der Karibik kommend an der Küste Norwegens vorbei bis in hohe Breiten vor. Um Grönland

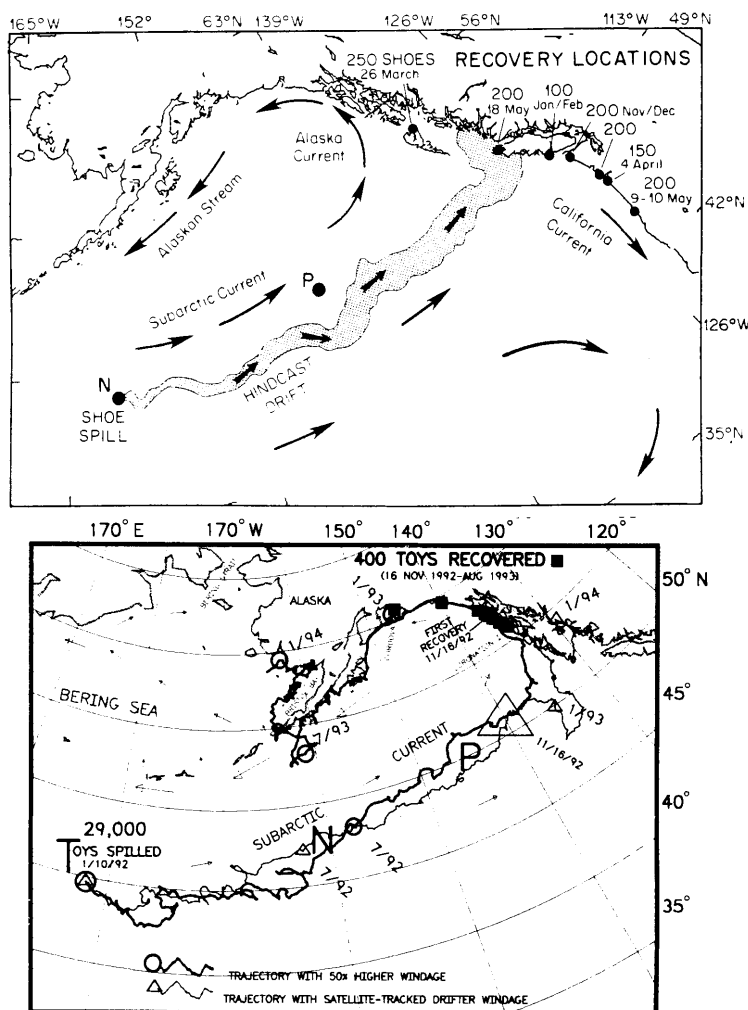


Abbildung 3.20: Oben: In N wurden am 27.05.1990 ca. 80 000 Schuhe von Bord eines Containerfrachters eingebracht (Nike-shoespill). Die Zahlen und Punkte zeigen an, wo diese Schuhe an der nordamerikanischen Küste wiedergefunden wurden. Das Band gibt die ungefähre Drift-richtung an. P ist die Wetterstation Papa, von der bis Ende 1991 33 869 Flaschen zur Untersuchung der Drift in den Ozeanen ausgesetzt wurden [73]. Unten: 29 000 Badewannenspieltiere sind am 10.01.1992 unfreiwillig in T eingebracht worden. Die Markierungen geben Zeit und Ort, wo größere Mengen dieser Tiere wiedergefunden wurden [74]

herum führt der Labrador-Strom kaltes Wasser aus dem Nordpolarmeer in den Atlantik.

Die Meereströmungen haben auch für das Klima eine Bedeutung. Für uns ist der Golfstrom gleichsam die Heizung, die dafür sorgt, dass wir eher milde Winter haben und sich keine ausgedehnten Eisfelder vor der Küste Norwegens ausbilden. Im Zusammenhang mit der Telekonnektion werden wir noch El Niño als eine Kopplung zwischen ozeanischer und atmosphärischer Zirkulation kennen lernen.

Abbildung 3.19 zeigt die thermohaline und die Tiefenzirkulation der Ozeane. Diese Zirkulation sorgt einerseits für einen Wärmetransport in höhere Breiten und ist andererseits für den Salzhaushalt der Ozeane von großer Bedeutung. Wählen wir uns den Nordatlantik als Startpunkt dieser Zirkulation. Dort entzieht die kalte, trockene arktische Luft den Oberflächengewässern Wärme und führt zur Verdunstung. Letztere bewirkt eine Erhöhung des Salzgehaltes und damit eine größere Dichte des Wassers. Da durch die Abkühlung die Dichte ohnehin schon erhöht ist, sinkt das Wasser ab und fließt nach Süden. Dieses Wasser bildet die atlantische Tiefwasserströmung in wenigen Tausend Metern Tiefe. Die Stromstärke dieser Tiefenströmung übertrifft die aller Flüsse der Erde um mehr als das zwanzigfache. Im Südatlantik wendet sich die Strömung ostwärts, fließt an Afrika und Australien vorbei und steigt im nördlichen Pazifik aus der Tiefsee auf. Dort nimmt sie Wärme und relativ wenig salzhaltiges Wasser vom asiatischen Kontinent auf. Dieses Wasser strömt in Tiefen von wenigen hundert Metern zurück in den Nordatlantik. Dieses Zirkulationsmuster hat eine Zeitskala von Jahrzehnten. Gerade das Absinken im Nordatlantik ist aber als Abfluss für den Golfstrom wichtig, so dass eine Veränderung an dieser Stelle z.B. auf eine Eiszeit in Nord- und Mitteleu-

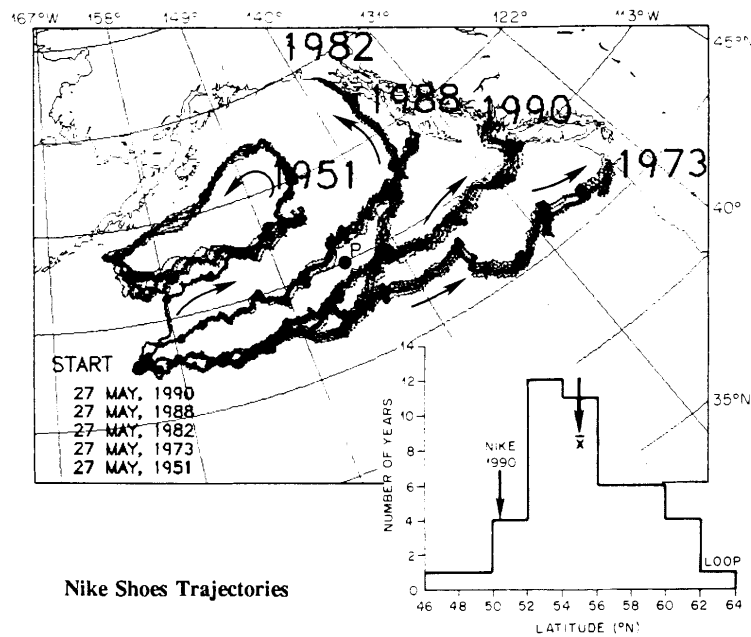


Abbildung 3.21: Simulierte Driftbahnen für den Schuheintrag in verschiedenen Jahren jeweils am 27. Mai [73]. 1951 wären die Schuhe in einer geschlossenen Schleife gedriftet; 1973 wären sie am weitesten nach Süden abgedriftet; 1982, ein Jahr mit einem starken El Niño, hätte die Schuhe sehr weit nach Norden geführt; 1988 ist relativ dicht am mittleren Driftmuster; 1990 reproduziert das beobachtete Driftmuster. Der Einschub unten rechts gibt die geographische Breite des Auftreffens der ersten Schuhe auf den amerikanischen Kontinent an, verwendet wurden Rechnungen für die Jahre 1946 - 1990. Der Pfeil markiert die Nikes von 1990, das x den Mittelwert dieser 45 Rechnungen und das Bin Loop den Fall einer geschlossenen Driftbahn (1951), bei der die Schuhe kein Land gesehen hätten

ropa führen könnte (vgl. 'Verstopfter Abfluss', Der Spiegel 1/92, S. 162; oder etwas aktueller die Publikumswirksame Darstellung in 'The day after tomorrow' mit Stefan Rahmstorfs Kommentaren unter [http://www.pik-potsdam.de/~stefan/tadat\\_review.html](http://www.pik-potsdam.de/~stefan/tadat_review.html) und einer etwas seriöseren Darstellung unter <http://www.pik-potsdam.de/~stefan/Publications/Journals/cc-editorial.pdf>).

### 3.3.5 Einschub: von Quetscheenten, Turnschuhen und Forschung

*Frei nach dem Motto: Des einen Leid ist des anderen Freud - oder: Großforschung muss nicht teuer sein.*

Meeresströmungen an der Oberfläche lassen sich z.B. durch Drift-Bojen vermessen: man setzt einen Funksender auf einer Boje aus, lässt diese treiben und peilt ihre Signale zu bestimmten Zeiten an. Auf diese Weise lässt sich die Bahn der einen Boje verfolgen. Da Meeresströmungen, genauso wie atmosphärische Strömungen, turbulent sind, ist der Weg einer Boje eher vom Zufall bestimmt. Für eine genaue Untersuchung würde man also eine Flotte von Bojen benötigen, ein Zeit und Kosten aufwendiges Verfahren.

Früher hat man Flaschenpost verwendet (so wurden auf der Wetterstation Papa im Nordpazifik bis Ende 1991 zu Driftuntersuchungen insgesamt 33 869 Flaschen ausgesetzt); der moderne Ozeanograph macht sich die kleineren Unfälle in unserer Umwelt zu Nutze, insbesondere das Überbordspülen von Containern bei schwerem Wetter. So wurden am 27. Mai 1990 ca. 80 000 Nike-Schuhe (es ist keine Schleichwerbung meinerseits, es heißt im englischen 'Nike-shoe-spill') im nördlichen Pazifik vom Container-Schiff Hansa Carrier gespült. Ein halbes bis ein Jahr später wurden Tausende von Schuhen an der nordamerikanischen

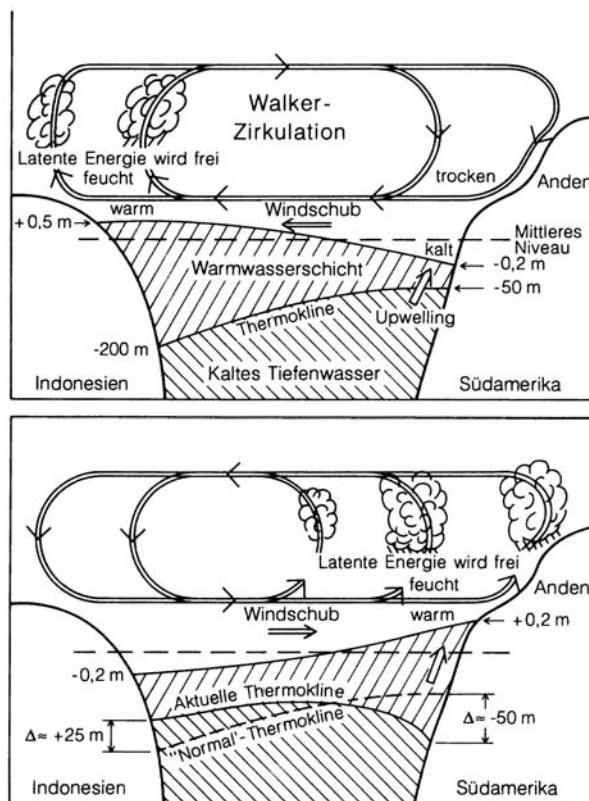


Abbildung 3.22: Schematische, idealisierte Darstellung des ENSO-Phänomens. Oben: normale Walker-Zirkulation mit oberflächennahen Südostpassaten und Absenkung der Thermokline im Westpazifik, Unten: Höhepunkt einer El Niño-Entwicklung: Absenkung der Thermokline im Ostpazifik, Umkehrung der Walker-Zirkulation und Niederschläge im Ostpazifik [260]

Küste vom südlichen Oregon bis zu den Queen-Charlotte-Inseln angespült [73]. Mit Hilfe der Meldungen über diese Funde ließen sich die Driftbahnen der Schuhe in einem Modell der Ozeanströmungen rekonstruieren, wie im oberen Teil von Abb. 3.20 gezeigt. Allerdings ist die exakte Verteilung der Schuhe über einen mehr als tausend Kilometer langen Küstenstreifen in dem Modell nur schwer zu simulieren: hier sind außer den küstenparallelen Strömungen auch die Beeinflussungen durch den Küstenverlauf, d.h. die exakte Form der Küstenlinie und die sich daran ausbildenden turbulenten Strömungen, von Bedeutung. Dennoch erwiesen sich die Schuhe als ein guter Test für das Modell. Einen zweiten Testfall lieferte ein Container, der am 10. Januar 1992 im nördlichen Pazifik mit 29 000 kleine Spieltieren für die Badewanne (wo ist meine Quetscheente?) über Bord gespült wurde ([74], vgl. Abb. 3.20 unten). Auch diese Tiere wurden an die nordamerikanische Küste gespült und lieferten einen Aufschluss über das zu der Zeit vorherrschende Driftmuster. Da sich in beiden Fällen der Eintrag der Objekte an, in Relation zur Driftbahn, nahe beieinander gelegenen Orten ereignete, liefert ein Vergleich der beiden Fälle einen guten Test für die Reproduktion der (jahres)zeitlichen Variation der Strömungsmuster im Modell.

Allerdings sind diese Driftbahnen nicht nur saisonal beeinflusst, sondern hängen von Schwankungen in großskaligen Zirkulationsmuster der Ozeane ab, darunter auch vom El Niño. Füttert man die Beobachtungen über atmosphärische und ozeanische Zirkulation in das von den Autoren verwendete Modell, so ergeben sich je nach Jahr des Eintrages (der aber jeweils am 27. Mai) unterschiedliche Driftbahnen. Simulationen wurden für die Jahre 1946 - 1990 durchgeführt. Fünf Beispiele sind in Abb. 3.21 gezeigt, darunter das Jahr 1951, in dem sich eine geschlossene Driftbahn ausgebildet hätte, in der die Schuhe im wahrsten Sinne des Wortes kein Land gesehen hätten. Das Jahr 1973 hätte die Schuhe am weitesten nach Süden versetzt, das Jahr 1982 (ein Jahr mit einem starken El Niño) dagegen am weitesten nach Norden. 1990 gibt die Beobachtungen wieder, 1988 entspricht ungefähr dem mittleren Verhalten.

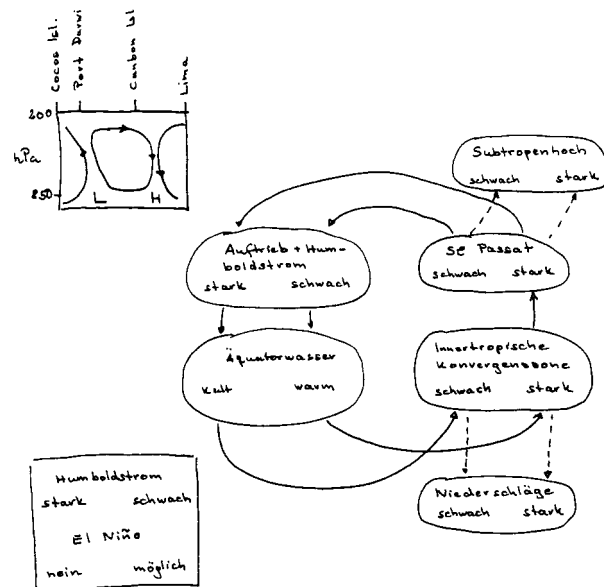


Abbildung 3.23: Southern Oscillation (Walker-Zirkulation) als Grundlage zum Verständnis des El Niño

### 3.3.6 Telekonnektion: El Niño/Southern Oscillation ENSO

Telekonnektionen sind Veränderungen des atmosphärischen Zirkulationsmustern, die sich gleichzeitig oder in kurzem (aber festem) zeitlichen Abstand in Regionen ereignen, die Tausende von Kilometern voneinander entfernt sein können. Das wohl am häufigsten zitierte und am besten studierte Beispiel ist El Niño. Gleichzeitig bietet El Niño auch ein sehr gutes Beispiel für die Kopplung von Ozean und Atmosphäre. Weitere Beispiele, teilweise eher auf regionalen Skalen, sind in Peixoto und Oort [229] beschrieben.

El Niño/Southern Oscillation ENSO ist eine atmosphärische und ozeanische Zirkulationsanomalie, die nach heutigen Kenntnissen nicht vorhersagbar ist. Vor der peruanischen Küste verschwinden zu Weihnachten die Fische, da sich um diese Zeit das Meerwasser plötzlich und stark erwärmt und damit für die Fische keine ausreichende Menge an Nährstoffen zur Verfügung steht. Aufgrund seines Auftretens um die Weihnachtszeit herum wird dieses Phänomen als El Niño bezeichnet - das Christkind. Diese Periode warmen Oberflächenwassers dauert in der Regel bis in den März an, danach normalisiert sich die Temperaturverteilung wieder. In einigen Fällen dauert El Niño jedoch länger und kann sich sogar über Jahre erstrecken. In diesem Falle spricht man von einem El Niño/Southern Oscillation (ENSO) Ereignis. Dabei ergeben sich entsprechend katastrophale Folgen für die lokale Ökonomie. Diese langandauernden El Niños bzw. ENSOs treten alle 3 - 7 Jahre auf, bisher gibt es keine Vorhersagemöglichkeiten dafür. Gleichzeitig treten im Ostpazifik über Indonesien anomale Trockenperioden auf (vgl. die schematische Darstellung in Abb. 3.22).

Den Schlüssel zum Verständnis dieses Phänomens bildet die Southern Oscillation (Walker-Zirkulation): diese beschreibt die bisher nicht vollständig verstandene Kopplung des Luftdrucksystems im Ostpazifik mit dem des Westpazifiks. Die Passatwinde als Bestandteil der Hadley-Zirkulation werden durch die beiden beständigen Hochdruckgebiete im Pazifik - über den Osterinseln im Süden und vor Kalifornien im Norden - umgelenkt, so dass sie vor der amerikanischen Pazifikküste in Richtung auf den Äquator und damit auf die innertropische Konvergenzzone zu wehen. Der Südostpassat treibt den Humboldtstrom und schiebt damit Oberflächenwasser von der Küste weg. Dadurch kann kälteres, nährstoffreicheres Wasser aus der Tiefe aufquellen. Dieses zeigt sich in den Satellitenaufnahmen als ein kühler Bereich vor der südamerikanischen Pazifikküste, vgl. Abb. 3.24. Das weg getriebene warme Wasser dagegen staut sich im westlichen Pazifik. Die hohen Verdunstungsraten aus dieser Warmwassermasse führen zu starken Regenfällen in Indonesien und Südostasien. Zusammen gefasst bedeutet also ein kalter Ostpazifik gleichzeitig starke Regenfälle in Indonesien. Diese Kopp-

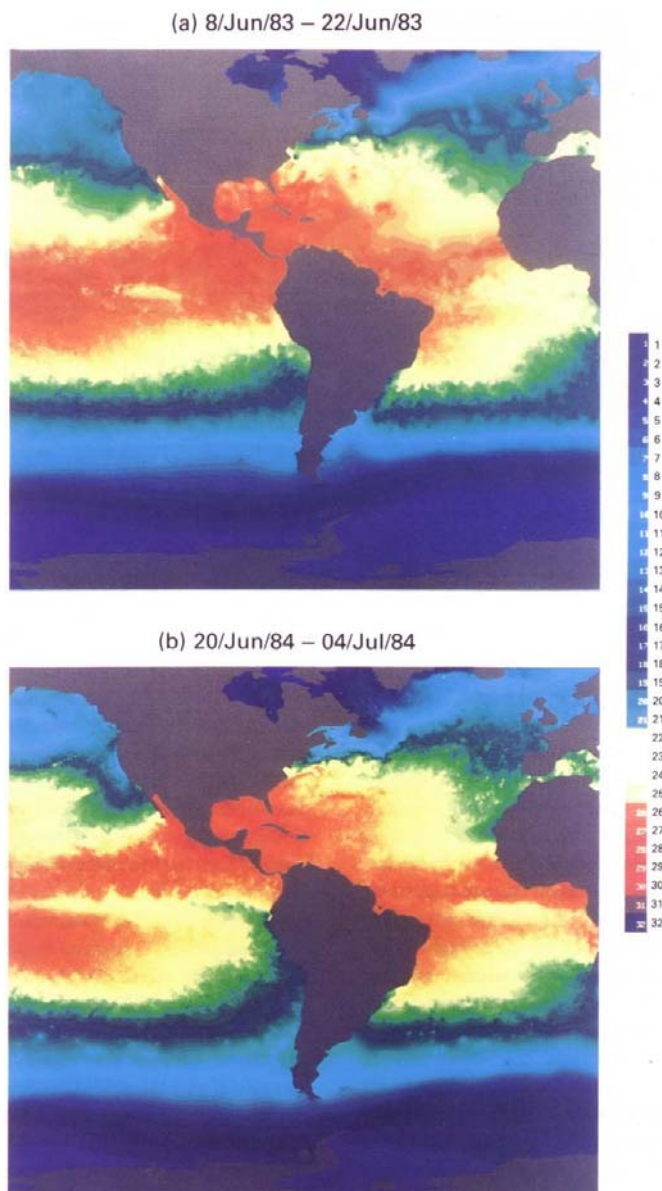


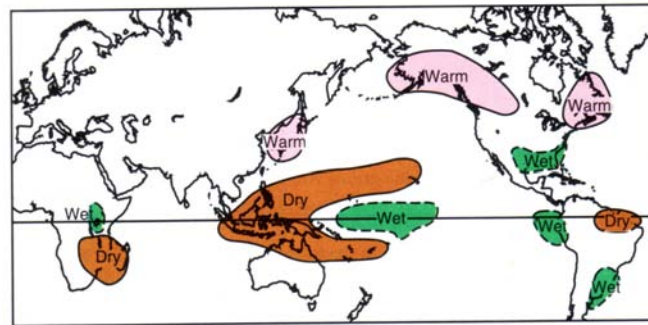
Abbildung 3.24: Meeresoberflächentemperaturen mit (oben) und ohne (unten) El Niño [227]

lung zwischen zwei Ereignissen in weit auseinander liegenden Bereichen der Erde wird als Telekonnektion bezeichnet.

In der Atmosphäre besteht entsprechend der Wassertemperaturen eine negative Druckanomalie über Indonesien, die mit einer positiven Druckanomalie im pazifischen Hochdruckgebiet gekoppelt ist. Dabei entsteht eine Zirkulationszelle, die entlang eines Breitenkreises, und nicht, wie bei der großskaligen Zirkulation sonst üblich, entlang eines Längengrades ausgerichtet ist. Diese Zelle wird von der normalen Hadley-Zirkulation überlagert. Im Nettoeffekt bewirkt dann der Auftrieb kalten Äquatorwassers vor der amerikanischen Pazifikküste eine Abkühlung und damit eine Schwächung der innertropischen Konvergenzzone. Damit geht aber auch dem Südost-Passat ein Teil seines Antriebs verloren, er wird schwächer. Ein schwächerer Südost-Passat kann aber nicht mehr soviel warmes Wasser von der peruanischen Küste wegtreiben, die innertropische Konvergenzzone wird wieder gestärkt, damit auch der Südost-Passat und der Kreislauf kann, wie in Abb. 3.23 dargestellt, erneut beginnen.

Das El Niño Phänomen ist mit dem Zusammenbruch des Passatwindsystems im Westpazifik und einem Umspringen dieser Passate in bodennahe Westwinde gekoppelt. Dann strömt

Abbildung 3.25: Anomale Wetterlagen, die normalerweise im Zusammenhang mit einem ENSO beobachtet werden [218]



das in den Westpazifik getriebene warme Wasser wieder in Richtung auf die amerikanische Ostküste zurück und blockiert dort den Auftrieb kalten Tiefenwassers, der eigentliche El Niño entsteht. Durch die Westwinde kommt es zu einem Aufsteigen feuchter Luft an der amerikanischen Ostküste, die Feuchtigkeit kondensiert und es kommt in normalerweise trockenen Gebieten zu starken Regenfällen. Die dann trockene Luft strömt in großen Höhen wieder Richtung Westen zurück, so dass es über Indonesien zur Ausbildung einer ungewöhnlichen Trockenheit kommt.

Die Auswirkungen von El Niño betreffen jedoch anscheinend nicht nur die unmittelbaren Bereiche dieser Walker-Zirkulation. Die Warmwasseranomalie in den Tropen kann die Zirkulation bis in die mittleren Breiten beeinflussen. In Zusammenhang mit dem Auftreten von starken El Niños könnte das Auftreten von Überschwemmungen in Kalifornien, Dürren in Afrika und Indien sowie starker Trockenheit in der ex-UdSSR und anderen Teilen der Erde stehen [169]. Abbildung 3.25 gibt eine Übersicht über Änderungen der Witterungsbedingungen in verschiedenen Teilen der Welt, die mit dem Auftreten von ENSOs in Verbindung stehen.

Ein entscheidender Faktor für Änderungen der Witterung in den mittleren Breiten der nördlichen Halbkugel ist die Verschiebung von Polar- und Subtropenjet im Zusammenhang mit dem ENSO. Abbildung 3.26 zeigt dazu noch einmal die Strömungs- und Druckverhältnisse über dem Pazifik unter normalen Bedingungen (oben) und während eines ENSOs (unten). Über Nordamerika weicht der Subtropenjet etwas nach Norden aus und führt damit feuchtes Wetter in den Golf von Mexiko und nach Florida. Noch stärker wird der polare Jet beeinflusst: er wird über der Westküste der Vereinigten Staaten weit nach Norden geführt. Dadurch verändern sich die Wanderung der Tiefdruckgebiete vollständig. Während in normalen Jahren die Druckgebilde dem Jet nahezu breitenkreisparallel folgen, werden sie jetzt vom Pazifik kommend weit nach Norden abgelenkt und führen diesen Gegenden relativ warme Luftmassen zu. Umgekehrt wird der polare Jet aber auch an der Ostküste der USA weiter nach Süden abgelenkt, so dass innerhalb des Kontinents eine starke Nord-Süd-Strömung entsteht, die dem mittleren Westen relativ kalte und trockene Luft beschert.

Die Entstehung der ENSOs ist nicht verstanden. Diskutiert werden kleine Unregelmäßigkeiten in der Ost-West-Position des indonesischen Tiefs oder Schwankungen in der Intensität der Wechselwirkung zwischen Wind und Meeresoberfläche. Sicher ist aber, dass ENSO ein Beispiel dafür ist, dass relativ unscheinbare Einflüsse in dem nichtlinearen System Atmosphäre–Ozean große Effekte auslösen können [55, 260]. Dieses Beispiel zeigt damit auch, wie schwierig (oder vielleicht sogar aussichtslos) unter solchen Bedingungen Versuche der Klimamodellierung sind.

Seit den frühen Fünfzigern haben sich acht mittlere bis starke ENSOs ereignet. Das letzte dieser Ereignisse fand von Mitte 1997 bis Mitte 1998 statt, das stärkste fand 1982 - 1983 statt. Mit dem Ausklingen des 1991 - 93 ENSOs ging übrigens eine fast 6 Jahre dauernde Dürre in den westlichen Staaten der USA zu Ende, offensichtlich durch die durch das ENSO getriggerte Veränderung im polaren Jet. Im Web finden Sie einige interessante Visualisierungen der Temperaturverteilungen in einem El Niño unter <http://nsipp.gsfc.nasa.gov/enso/visualizations/>; aktuelle Informationen zu Telekonnektion, El Niño und Vorhersagen

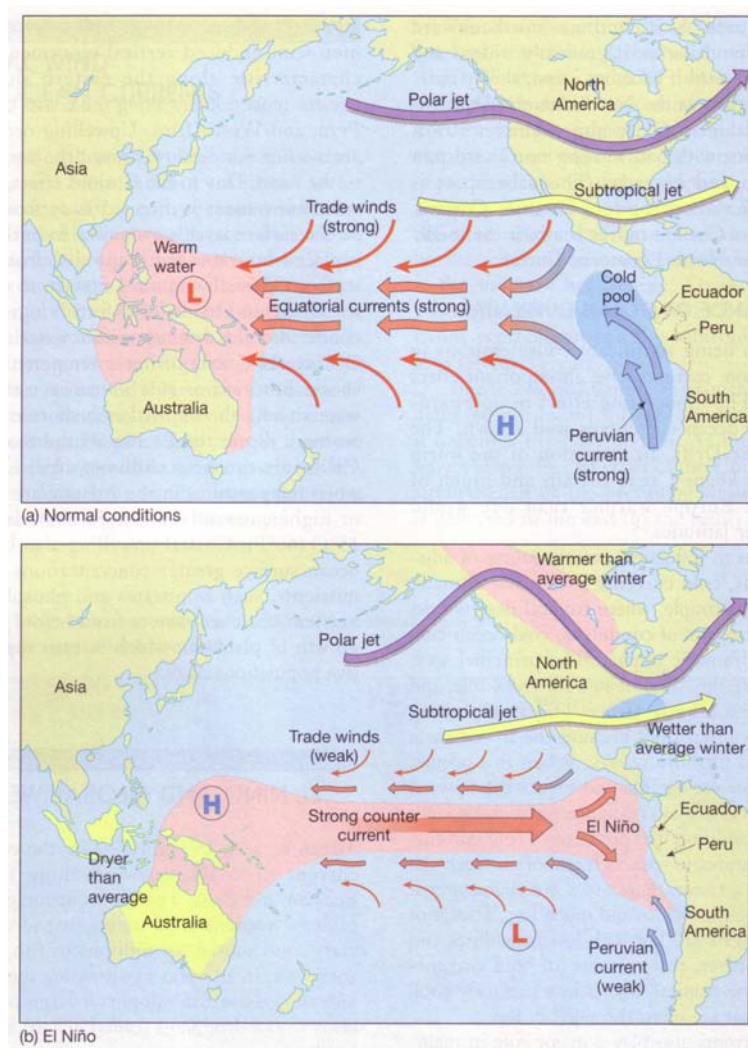


Abbildung 3.26: Die Strömungen und Druckgebilde im Pazifik unter normalen Bedingungen (oben) und im Falle eines ENSOs (unten). Beachten Sie die Verlagerungen von Polar- und Subtropenjet [195]

finden sich unter <http://www.knmi.nl/research/oceanography/enso/nino/>.

In den letzten Jahren haben Wissenschaftler auch den Begriff La Niña (das Mädchen) eingeführt, mit dem die atmosphärischen und ozeanischen Bedingungen beschrieben werden, die dem El Niño genau entgegengesetzt sind. La Niña scheint für das atmosphärische Zirkulationsmuster verantwortlich gewesen zu sein, dass den USA die starken Dürren von 1988 gebracht hat, deren letzte Auswirkungen erst mit dem folgenden El Niño zu Ende gingen.

### NAO: North Atlantic Oscillation

Ein weiteres Beispiel für eine ozeanisch-atmosphärische Oszillation ist die Nordatlantische Oszillation NAO. Dieses Phänomen der Winteratmosphäre der nördlichen Hemisphäre ist seit gut 200 Jahren bekannt:

In Greenland, all winters are severe, yet they are not alike. The Danes have noticed that when the winter in Denmark was severe, as we perceive it, the winter in Greenland in its manner was mild, and conversely. (Hans Egede Saabye, 1978)

Eine frühe sehr systematische Beschreibung geht zurück auf Defant. Diese untersuchte zonale Mittel der Druckfelder auf Meereshöhe im Bereich zwischen 10 N und 75 N sowie 70 W und 10 W. Dabei zeigten sich zwei typische Moden: Typ A (heute negative NAO Phase) mit einer reduzierten Amplitude von sowohl Azoren-Hoch als auch Island-Tief, und Typ B



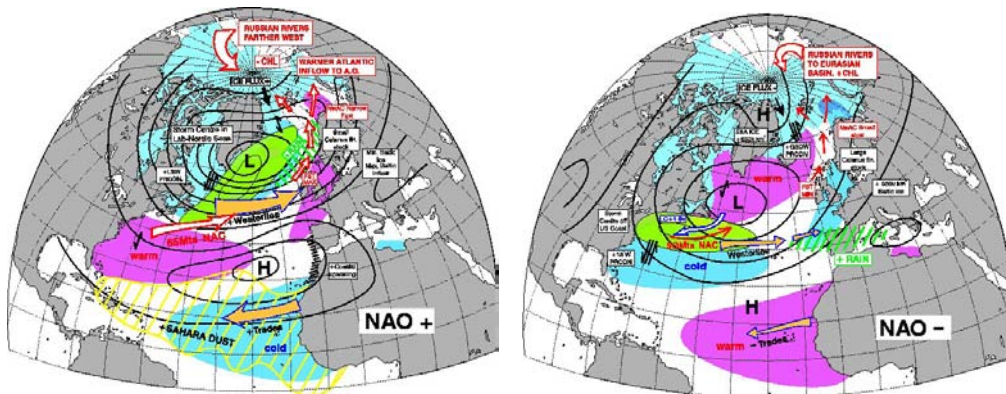


Abbildung 3.27: Positive (links) und negative (rechts) Phase der NAO <http://www.met.rdg.ac.uk/cag/NAO/index.html> sowie einige Konsequenzen

(heute positive NAO Phase) mit stärkeren Druckgebilden. Defant setzte diese Muster mit den Eisdriften im Bereiche Grönland – Island – Norwegische See in Beziehung. Die Bezeichnung NAO geht wahrscheinlich auf Walker zurück, der auch schon ENSO seinen Namen gab.

Abbildung 3.27 zeigt im linken Teil Druckgebilde und Konsequenzen einer positiven NAO-Phase, im rechten Teil die einer negativen Phase. Die wesentlichen Folgen lassen sich zusammen fassen als

- bei positivem NAO Index:
  - auf Grund der größeren Druckdifferenz zwischen dem Azoren-Hoch und dem Island-Tief bilden sich mehr und stärkere Stürme aus, die den Atlantik auf einer nördlicheren Bahn queren.
  - Für Europa und die östlichen USA ergeben sich damit milde und feuchte Winter während die Winter in Grönland und Nordkanada kalt und trocken sind.
- bei negativem NAO Index:
  - auf Grund der nur relativ geringen Druckdifferenz zwischen Azoren-Hoch und Island-Tief bilden sich nur wenige und schwache Stürme aus.
  - Diese führen dem Mittelmeerraum feuchte Luft zu, Nordeuropa wird dagegen von kalten Luftmassen bestimmt. Auch im Osten der USA kommt es vermehrt zu Kälteeinbrüchen und starken Schneefällen. Die Winter in Grönland dagegen sind milder.

Oder verkürzt: NAO bestimmt, ob wir einen kalten oder warmen Winter haben. Wenn das der einzige Einfluss ist, dann sollte der Winter 2005/06 nach vielen Jahren positiver NAO durch eine ausgeprägte negative NAO bestimmt sein. Die am weitesten bis an heute heran reichende Zeitserie der NAO, die sich relativ schnell im Web finden ließ, ist in Abb. 3.28 gegeben: die letzten Dekaden sind von Zeiten positiver NAO dominiert, d.h. die Winter waren in der Regel mild. Ausreißer zu negativer NAO beschränken sich auf einzelne Jahre, z.B. den Winter 1995/96.

Genauere Informationen zur NAO finden sich z.B. unter [http://tao.atmos.washington.edu/data\\_sets/nao/](http://tao.atmos.washington.edu/data_sets/nao/), <http://www.met.rdg.ac.uk/cag/NAO/index.html> oder <http://www.ldeo.columbia.edu/NAO/>

### 3.4 Rossby-Welle und Zyklogenese

Das Mäandern der Polarfront bzw. des Jetstreams ist für die Ausbreitung der Druckgebilde ebenso wie für deren Ausbildung von großer Bedeutung. Beides soll in diesem Abschnitt genauer betrachtet werden, um die in Abschn. 2.3.5 beschriebenen Großwetterlagen genauer zu verstehen.

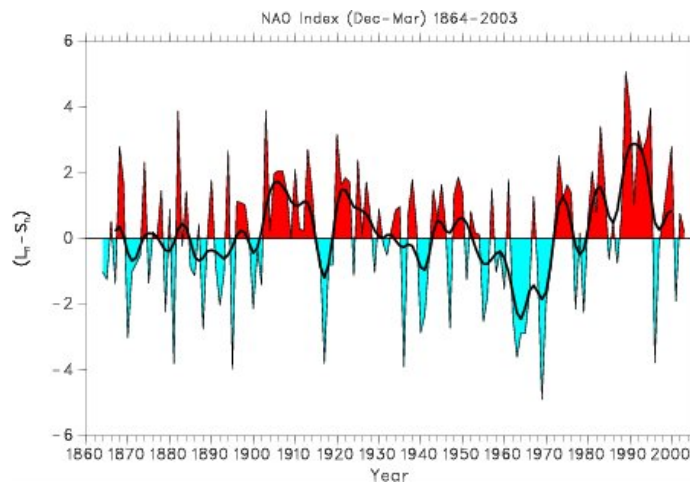


Abbildung 3.28: NAO-Index von 1864–2003, <http://www.cgd.ucar.edu/cas/jhurrell/nao.stat.winter.html>

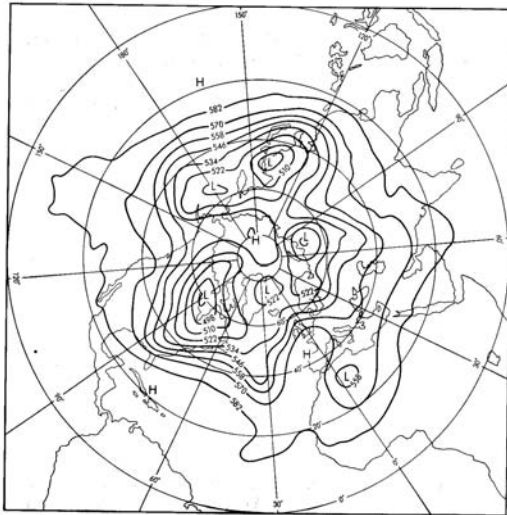


Abbildung 3.29: Rossby-Welle auf der 500 hPa-Fläche, Nordhalbkugel, Winter [129]

### 3.4.1 Rossby-Welle (Planetare Welle)

Das Mäandern der Polarfront, wie in Abb. 3.16 bereits angedeutet, wird als planetare Welle oder Rossby-Welle bezeichnet. Das Experiment mit dem rotierenden Trog im rechten Teil von Abb. 3.14 führt auf eine ähnliche Welle, an deren Ausbeulungen sich Wirbel, entsprechend den Druckgebilden, finden.

Diese Rossby-Welle entsteht aus einer kräftigen zonalen Strömung, wie wir sie in den Westwindgürteln und im Jetstream antreffen. Wir hatten in der synoptischen Meteorologie bereits die geostrophische Näherung kennen gelernt, die einen das die Druckgebilde umströmenden Gleichgewichtswind aus Coriolis-Kraft und Druckgradientenkraft beschreibt. Berücksichtigt man den nächstkleineren Term der Bewegungsgleichung, die Trägheitskraft, so lässt sich die Rossby-Welle formal herleiten (vgl. Abschn. B.6).

Abbildung 3.29 zeigt die großräumige planetare Welle auf der 500 hPa-Fläche für typische Verhältnisse im Winter der nördlichen Hemisphäre. Abgeschnürte oder sich gerade abschnürende Tiefdruckgebiete sind ebenfalls erkennbar. Diese Wirbelbildung und -abschnürung ist uns beim Golfstrom in Abb. 3.33 ebenfalls begegnet.

Für die reale Atmosphäre müssen wir uns allerdings der Tatsache bewusst sein, dass die hier betrachtete zweidimensionale Rossby-Welle eine Näherung ist, die auf der Annahme einer gleichförmigen Dichte beruht. In der Atmosphäre ist dies nicht der Fall und Rossby-Wellen können sich auch vertikal ausbreiten, d.h. wir erhalten eine dreidimensionale Welle. Diese sind für den vertikalen Transport von großer Bedeutung, da die Wellen im Gegensatz zur

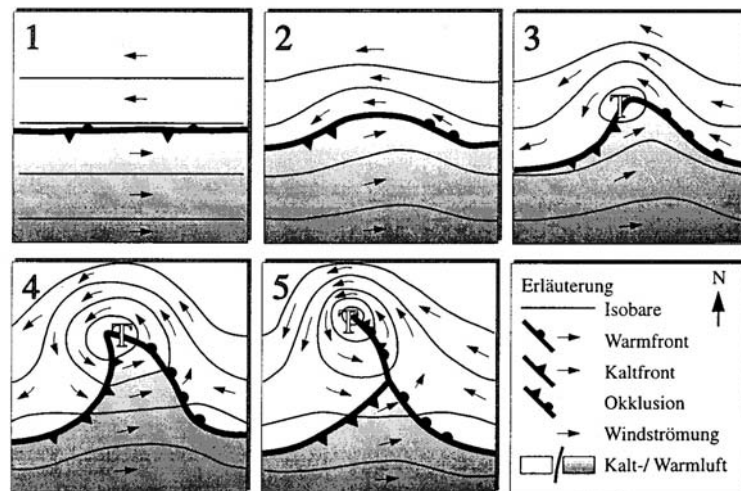


Abbildung 3.30: Zyklonogenese

Materie eine einfache Kopplung zwischen den verschiedenen Atmosphärenschichten vermitteln können. Insbesondere setzt sich die troposphärische Welle in die Stratosphäre fort und kann dort mit Phänomenen wie dem Sudden Stratospheric Warming in Verbindung gebracht werden.

### 3.4.2 Zyklonogenese

Die Polarfront separiert die kalten polaren Luftmassen von den wärmeren Luftmassen der mittleren Breiten. Sie onduliert um den Pol entsprechend der Rossby-Welle. Am Boden strömt kalte Luft von Nordenosten bzw. Südwesten auf die Front zu. Im Hinblick auf die Meridional Komponente bildet die Polarfront also eine Konvergenzzone ähnlich der inner-tropischen Konvergenzzone. Die zonalen Komponenten sind jedoch entgegengesetzt, so dass sich an der Polarfront eine starke Scherströmung ausbildet. Diese Ausgangssituation ist in Teil (1) von Abb. 3.30 dargestellt.

Die hohen Relativgeschwindigkeiten der zonalen Strömung auf den beiden Seiten der Front können lokal eine Instabilität erzeugen, wie in Teil (2) von Abb. 3.30 angedeutet: eine kleine Warmluftbeule ragt in die polare Kaltluft hinein. Da die Front die beiden Luftmassen trennt, verändern sich jetzt die Strömungsverhältnisse: oberhalb der Front verringert sich der Querschnitt der Strömung, so dass ihre Geschwindigkeit zunimmt, beschrieben durch die Kontinuitätsgleichung (Massenbilanz)<sup>5</sup>

$$Aqv = \text{const} . \quad (3.7)$$

Die gleiche geometrische Situation erklärt die hohen Windgeschwindigkeiten zwischen Gebäuden oder über Berggipfeln bzw. -graten.

Die erhöhte Geschwindigkeit im polaren Bereich ist nach Bernoulli<sup>6</sup>

$$p + \frac{1}{2}\rho v^2 = \text{const} \quad (3.8)$$

mit einem reduzierten Druck  $p$  verbunden. Dadurch wird die anfängliche Störung weiter in die polare Luftmasse gezogen und es bildet sich ein Bereich reduzierten Drucks, das Tief aus, vgl. Teil (3) in Abb. 3.30. Um dieses Tief bildet sich eine zirkulare Strömung aus, die zu einer weiteren Vertiefung führt, vgl. Teil (4) in Abb. 3.30.

<sup>5</sup>Zwar ist im Gegensatz zu einer Flüssigkeit kompressibel, allerdings gilt das hauptsächlich für ein ruhendes Gas – ein bewegtes Gas lässt sich nicht einfach komprimieren, so dass wir in der Massenbilanz die Dichte als konstant annehmen können und in vereinfachter Form mit  $A v = \text{const}$  argumentieren können.

<sup>6</sup>Dieser Zusammenhang ist die formale Grundlage für die verschiedenen hydrodynamischen Paradoxa, die Ihnen aus der Anfängervorlesung bekannt sein sollten. Korrekt ist Bernoulli keine neuer Zusammenhang sondern nur eine umformulierte Version der Erhaltung mechanischer Energie: der Druck  $p$  beschreibt eine potentielle Energiedichte, der zweite Term ist leicht als die kinetische Energiedichte zu erkennen.

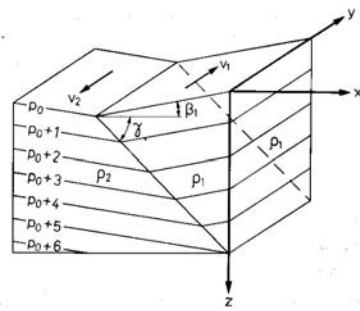


Abbildung 3.31: Grenzfläche zwischen zwei Flüssigkeiten unterschiedlicher Dichte

Die ‘eingedellte’ Polarfront bildet die Warmfront auf der östlichen Seite des Tiefs (hier wird warme Luft aus den mittleren Breiten in die polare Kaltluft geführt) sowie die Kaltfront (Vorstoß kalter polarer Luft in die mittleren Breiten). Aus diesem Model der Zyklongenese wird deutlich, warum die Fronten an Tiefdruckgebieten stets mit einer vergleichbaren Geometrie starten. Unterschiede in den zonalen Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich der kalten und der warmen Luftmasse führen dazu, dass die ‘folgende’ Kaltfront zur Warmfront aufschließt, wie im Übergang von Teil (3) zu Teil (4) in Abb. 3.30. Dieses Aufschließen führt im Laufe der Zeit dazu, dass die Kaltfront die Warmfront einholt und sich eine Okklusion bildet, bei der die Warmluft nicht mehr bis zum Boden hinab reicht. Ist dieses Stadium erreicht, so löst sich das Tief relativ schnell auf, allerdings kann im Tripelpunkt an dem sich die drei Fronten treffen eine Sekundärzyklone entstehen – und/oder es bildet sich an anderer Stelle der Polarfront ein neues Tiefdruckgebiet aus.

### 3.4.3 Margules’sche Grenzflächenneigung

In Abschn. 2.3.4 haben wir Fronten als die Grenzen zwischen Luftmassen verschiedener Dichte kennen gelernt. Zwischen den beiden bildet sich jedoch keine horizontale Grenzfläche aus sondern eine geneigte. Für die Atmosphäre ist diese Neigung nicht ganz einfach zu zeigen, da Luft kompressibel ist. Bei den Ozeanographen dagegen können wir Anleihe nehmen, um die Neigung dieser Grenzfläche zu verstehen. Als Ansatz gehen wir jeweils wieder von der geostrophischen Näherung aus (vgl. Abschn. B.6.1).

#### Geostrophische Strömung im zweifach geschichteten Meer

Betrachten wir jetzt zwei homogene Wassermassen der Dichten  $\rho_1$  und  $\rho_2$  mit  $\rho_1 < \rho_2$ , die übereinander liegen. Sind beide Wassermassen in Ruhe, ist die Grenzfläche zwischen ihnen horizontal. Bewegen sie sich jedoch mit verschiedenen Geschwindigkeiten  $v_1$  und  $v_2$  so stellt sich eine Grenzfläche ein, deren Neigung von den beiden Geschwindigkeiten abhängt (die Darstellung in der Randabbildung gilt für die Nordhalbkugel; auf der Südhemisphäre müssten die Geschwindigkeitsvektoren in die entgegengesetzte Richtung weisen). Auch diese Bewegung lässt sich mit Hilfe der geostrophischen Näherung (??) beschreiben, da diese Gleichungen für jede der beiden homogenen Wassermassen einzeln erfüllt sein müssen und keine weiteren Gleichungen benötigt werden, die eine Vermischung der Wassermassen beschreiben. Zusätzlich benötigt wird jedoch eine Bedingung zur Beschreibung der Grenzfläche: diese ist zwar dynamisch, der physikalische Sachverhalt ist jedoch einfach, da an der Grenzfläche Druck und Gegendruck betragsmäßig gleich sein müssen. Zur formalen Beschreibung orientieren wir unser Koordinatensystem derart, dass die Bewegung nur parallel zur  $y$ -Achse erfolgt, d.h. es ist  $u_1 = u_2 = 0$ . Für den Neigungswinkel  $\gamma$  an der Grenzfläche gilt dann die *Margules’sche Grenzflächenneigung*

$$\tan \gamma = - \frac{2\Omega \sin \phi}{g} \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_2 - \rho_1} . \quad (3.9)$$

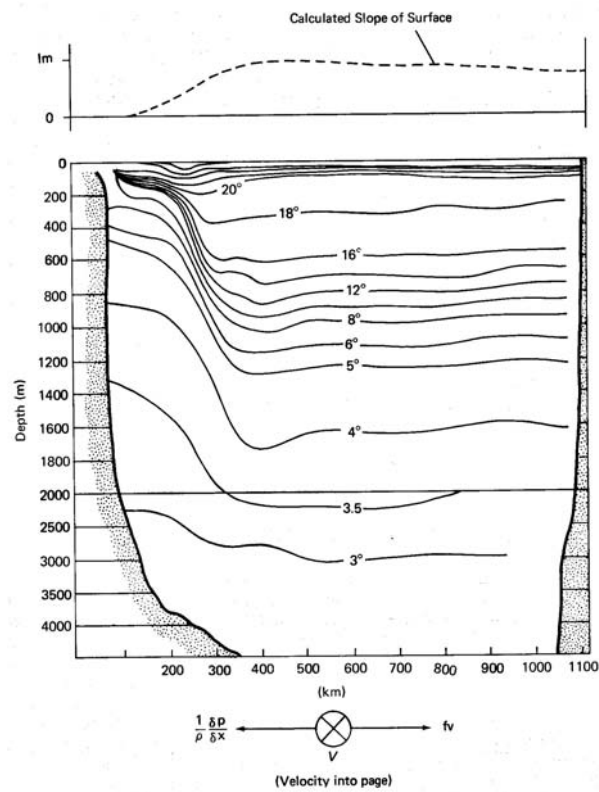


Abbildung 3.32: Temperatur und Höhenprofil des Golfstroms [178].

Für die Neigungen der isobaren Flächen innerhalb der einzelnen Wassermassen gelten wieder die Gleichungen

$$\tan \beta_1 = -\frac{2\Omega \sin \phi}{g} v_1 \quad \text{und} \quad \tan \beta_2 = -\frac{2\Omega \sin \phi}{g} v_2 . \quad (3.10)$$

Die Grenzfläche zwischen den Wassermassen bleibt so lange geneigt, wie der Zähler des zweiten Bruchs von Null verschieden ist, d.h. solange  $\varrho_2 v_2 - \varrho_1 v_1 \neq 0$ . Außerdem muss  $\phi \neq 0$  gelten, d.h. am Äquator würde die Grenzfläche horizontal liegen. Sonst gilt auf der Nordhemisphäre, dass bei Blick in Stromrichtung die isobaren Flächen und damit das Meeresniveau von links nach rechts ansteigen und die Grenzfläche unterhalb der Wassermasse mit der geringeren Dichte von links nach rechts abfällt; auf der Südhemisphäre sind links und rechts zu vertauschen.

Zwar gibt es im realen Ozean keine scharfen Grenzflächen zwischen den Wasserkörpern. Die dünnen Grenz- oder Sprungschichten, in denen der Übergang von den Eigenschaften der einen Wassermasse zu denen der anderen erfolgt, können jedoch im Vergleich zu den sonstigen Dimensionen als nahezu unendlich dünn angesehen werden, so dass die obige Betrachtung auch im realen Ozean angewendet werden kann.

Ein Beispiel für eine Trennung von zwei Wassermassen unterschiedlicher Eigenschaften ist der Golfstrom. Dessen Parameter sind bei  $\phi = 36^\circ$   $\varrho_1 = 1.0266$ ,  $\varrho_2 = 1.0276$ ,  $v_1 = 1$  m/s und  $v_2 = 0$  m/s. Für die Neigung der Isobaren in den einzelnen Wasserkörpern ergibt sich nach (3.10)

$$\tan \beta_1 = -0.875 \cdot 10^{-5} \quad \text{und} \quad \tan \beta_2 = 0 , \quad (3.11)$$

für die Neigung der Grenzfläche nach (3.9)

$$\tan \gamma = 898 \cdot 10^{-5} . \quad (3.12)$$

Dieser Winkel entspricht  $31'$ , d.h. das Wasser der größeren Dichte überlagert sich in einem sehr spitzen Winkel dem der geringeren Dichte. Dennoch ist dieser Winkel ungefähr drei

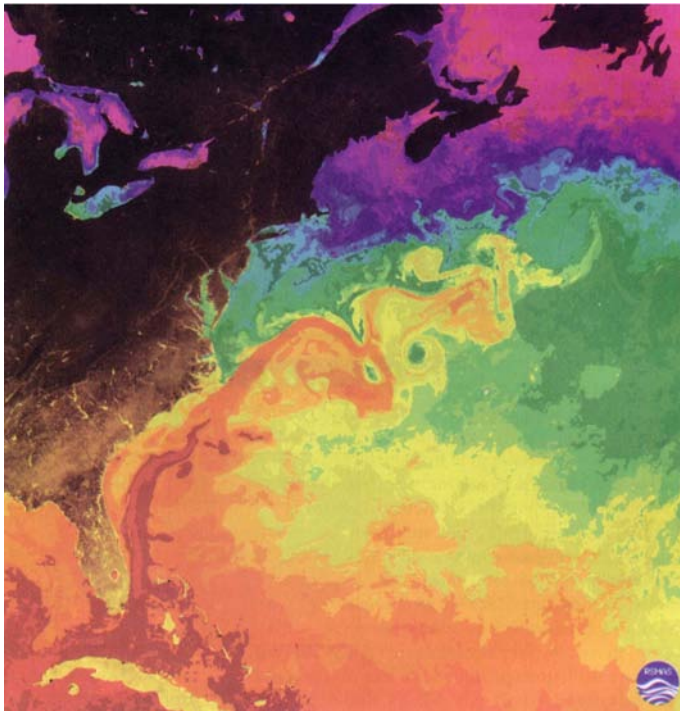


Abbildung 3.33: Infrarot-Aufnahme des Golfstroms, wärmere Farbtöne deuten höhere Temperaturen an. Die Ausbildung und das Ablösen von Wirbeln ist deutlich zu erkennen [306]

Größenordnungen größer als der Neigungswinkel der Isobaren im Wasserkörper und damit auch der Neigung des physikalischen Meeresspiegels. Dieser große Unterschied in den Winkeln führt dazu, dass in Abb. ?? die Grenzfläche zwischen den beiden Wasserkörpern nahezu senkrecht steht, die Neigung der Isobaren innerhalb des einzelnen Wasserkörpers aber dennoch nicht darstellbar ist. Betrachtet man die Neigung der  $\sigma_T$ -Fläche 27.2 als ein Beispiel für die Neigung der Grenzschicht, so ergibt sich zwischen den Messungen 1228 und 1227 ein Sprung von 450 m auf 810 m Tiefe über eine Entfernung von 40.7 km, entsprechend einem  $\tan \gamma = 884 \cdot 10^{-5}$ , in guter Übereinstimmung mit dem oben berechneten Wert.

Reicht diese Grenzschicht, wie im Falle des Golfstroms, bis an die Oberfläche, so bildet sich dort eine scharfe Grenze aus – in Abb. 3.33 deutlich als die Trennung zwischen dem warmen subtropischen Wasserkörper und den kälteren polaren und subpolaren Massen aus. Diese Grenze wird auch als Nordatlantische Polarfront bezeichnet. Im Nordpazifik findet sich eine ähnliche scharfe Begrenzung. Die entsprechende Grenzfläche in den Ozeanen der Südhemisphäre ist sogar noch stärker ausgeprägt, da sie nicht durch Kontinente gestört wird. Diese Antarktische Konvergenz lässt sich um den gesamten Pol herum verfolgen – der mit ihr verbundene Änderung in der Topographie der Meeresoberfläche ist in Abb. ?? deutlich zu erkennen.

Die Beziehung zwischen Grenzflächen und Stromsystemen wird in den tropischen und subtropischen Ozeanen am deutlichsten, da hier die Voraussetzung eines zweifach geschichteten Ozeans erfüllt ist: eine scharfe Sprungschicht trennt eine nahezu homogene warme Deckschicht von einer schwach geschichteten kalten Unterschicht. Letztere ist annähernd bewegungslos. Daher wird die Lage der Sprungschicht durch die Strömungen in der Deckschicht bestimmt.

Abbildung 3.32 gibt ein Beispiel für ein aus der beobachteten Geschwindigkeitsverteilung berechnetes Höhenprofil im Querschnitt des Golfstroms. Im Hauptteil der Abbildung ist die Temperaturverteilung gezeigt. Im linken Teil ist das aufquellende kalte Küstenwasser zu erkennen, im rechten die warme Saragossa-See. In einer Tiefe von 4000 m sei der Druck in der Horizontalen annähernd konstant. Dann ist die Wasseroberfläche im linken, kalten Teil des Ozeans niedriger als im rechten warmen Teil (oberes Profil) und es bildet sich ein horizontaler Druckgradient aus. Dieser erzeugt eine Strömung, die durch die Coriolis-Kraft abgelenkt wird

Abbildung 3.34:  
Grenzflächenneigung  
Zyklone (unten)  
und  
Antizyklone

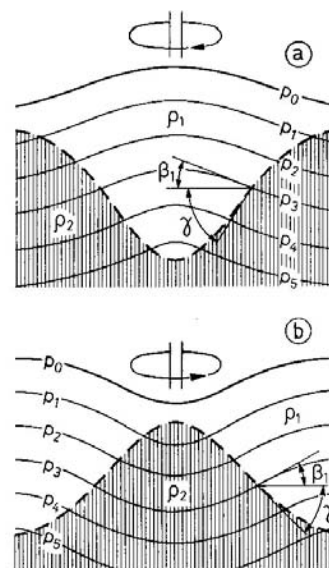
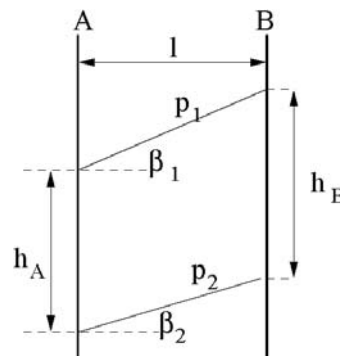


Abbildung 3.35:  
Grenzflächenneigung bei  
stetiger Dichteschichtung



und den Golfstrom ergibt.

Besonders interessant ist die Form der Grenzfläche in einem Wirbel. Für den Ozean relevant sind wieder die Fälle, in denen die Deckschicht schneller rotiert als die darunter liegende Schicht. Dabei müssen wir zwischen zyklonaler (unteres Teilbild in 3.34) und antizyklonaler (oberes Teilbild) Bewegung unterscheiden. Für antizyklonale Drehung ist  $v_2 - v_1 > 0$ , d.h.  $\tan \gamma$  wird negativ und die Grenzfläche steigt vom Innern des Wirbels nach außen an. Außerdem wird  $\tan \beta_1$  positiv und die isobaren Flächen fallen von innen nach außen. Eine antizyklonale Bewegung bewirkt also eine Ansammlung des Wassers geringerer Dichte im Wirbel. Bei der zyklonalen Bewegung ist wegen  $v_2 - v_1 < 0$   $\tan \gamma$  positiv, d.h. die Grenzfläche fällt von innen nach außen und wegen  $\tan \beta_1 < 0$  steigen die isobaren Flächen von innen nach außen. Im Zentrum dieses Wirbels sammelt sich das Wasser größerer Dichte in einer Aufwölbung während das Wasser geringerer Dichte an die Ränder gedrängt wird. Die Wasserbewegungen in allen drei Ozeanen stellen in den Subtropen antizyklonale Wirbel dar, in denen sich leichtes und warmes Oberflächenwasser sammelt. Ökologisch gesehen sind diese warmen Wirbel die Wüsten der Meere – nährstoffreiches Wasser findet sich überall dort, wo kaltes Tiefenwasser aufquillt.

### Geostrophische Strömungen bei stetiger Schichtung

Die Argumentation aus dem vorangegangenen Abschnitt lässt sich auch auf eine stetige Schichtung übertragen. Die Neigung  $\tan \beta_1$  einer Isobarenfläche  $p_1$  relativ zu der  $\tan \beta_2$  einer

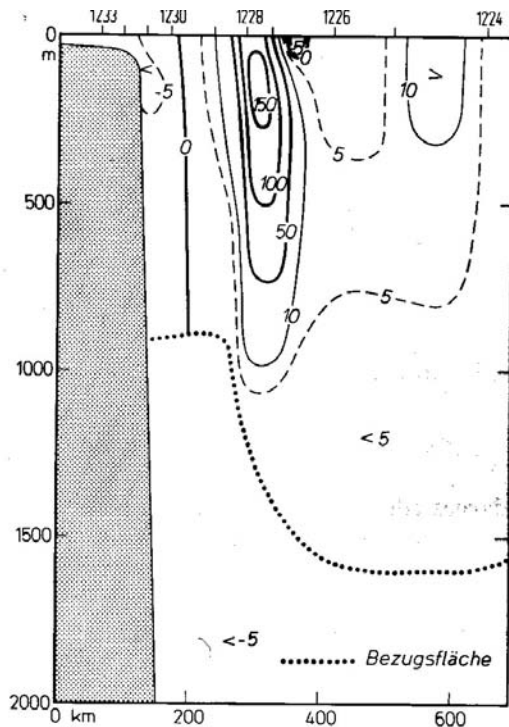


Abbildung 3.36: Stromgeschwindigkeit in cm/s des geostrophischen Stroms, Schnitt entsprechend Abb. ???. Positive Werte Golfstromrichtung, negative Werte Gegenstrom [72]

Isobarenfläche  $p_2$  ist gegeben durch

$$\tan \beta_1 - \tan \beta_2 = \frac{h_B - h_A}{l} \quad (3.13)$$

mit  $h_A$  als geometrischem Abstand der Isobarenflächen auf der Vertikalen  $A$ ,  $h_B$  als dem Abstand der Isobarenflächen auf der Vertikalen  $B$  und  $l$  als dem horizontalen Abstand der beiden Vertikalen. Der geometrische Abstand lässt sich jeweils mit Hilfe der hydrostatischen Grundgleichung ausdrücken als

$$h = \frac{10}{g} \int_{p_1}^{p_2} \alpha dp. \quad (3.14)$$

Mit der Bewegungsgleichung (3.10) ergibt sich dann

$$-\frac{2\Omega \sin \phi}{g} (v_1 - v_2) = -\frac{10}{gl} \left[ \left( \int_{p_1}^{p_2} \alpha dp \right)_A - \left( \int_{p_1}^{p_2} \alpha dp \right)_B \right] \quad (3.15)$$

oder unter Verwendung der dynamischen Tiefen bzw. des Geopotentials  $D$  (in dyn cm)

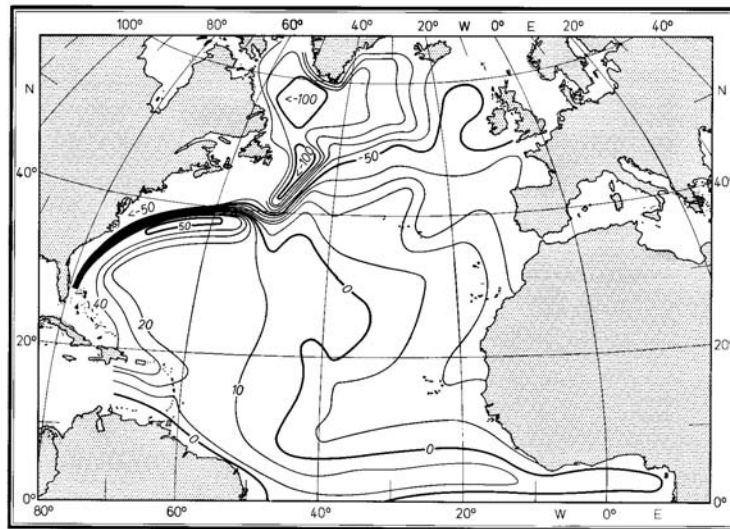
$$v_1 - v_2 = \frac{10}{2\Omega l \sin \phi} (\Delta D_A - \Delta D_B). \quad (3.16)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich bei bekannter vertikaler Schichtung des Ozeans an zwei Orten  $A$  und  $B$  der Unterschied in den Strömungsgeschwindigkeiten zwischen zwei isobaren Flächen bestimmen. Diese Gleichung ist das entscheidende Werkzeug in der Berechnung der Geschwindigkeitsschichtung in einem Ozean; das Verfahren wird als 'Dynamische Methode' bezeichnet.

Auch dieses Verfahren können wir wieder auf den Golfstrom anwenden. Dazu zeigt Abb. 3.36 die Strömungsgeschwindigkeiten entlang des bereits in Abb. ??? betrachteten Schnitts durch den Golfstrom. Ein wesentliches Kriterium bei der Beurteilung des Strömungsbildes sind die Nullflächen, da sie Bereiche mit entgegengesetzter Stromrichtung trennen. Die vertikale Nullfläche trennt den Golfstrom von seinem auch an der Oberfläche wahrnehmbaren Gegenstrom,



Abbildung 3.37: Dynamische Topographie der Meeresoberfläche im Nordatlantik als Abweichung vom idealen Meeresniveau in dyn cm [72]



die horizontale Nullfläche wird häufig als ein Bezugsniveau verwendet. Wendet man (3.16) auf die Messungen des Geopotentials zwischen den Schnitten 1227 und 1228 an, so ergeben sich Strömungsgeschwindigkeiten von 142 cm/s an der Wasseroberfläche und 142 cm/s in 200 m Wassertiefe, in guter Übereinstimmung mit dem Profil in Abb. 3.36.

Gleichung (3.16) kann auch verwendet werden, um die dynamische Topographie des Meeresniveaus oder einer Isobarenfläche zu bestimmen – auch hier werden wieder Relativwerte verwendet, um ein Profil absoluter Werte zu erzeugen. Jedoch werden hier nicht Geschwindigkeitsdifferenzen betrachtet sondern Unterschiede in der Neigung isobarer Flächen. Als Beispiel zeigt Abb. 3.37 die dynamische Topographie des Nordatlantik. Vergleich mit Abb. 3.33 zwingt, dass der größte Gradient in der dynamischen Höhe genau mit der Trennung kalter und warmer Wassermassen zusammenfällt und damit auch mit dem am deutlichsten ausgeprägten Teil des Golfstroms. Hier ergäben sich Höhenunterschiede im Bereich von 150 cm.

Aus den berechneten Strömungsgeschwindigkeiten lässt sich auch der Volumenstrom bestimmen. Unter Berücksichtigung von (3.16) lässt sich der Wassertransport  $M$  von der Oberfläche bis zu einer Tiefe  $h$  schreiben als

$$M = \frac{10}{2\Omega \sin \phi} \int_0^h (\Delta D_A - \Delta D_B) dz - \frac{10h}{2\Omega d \sin \phi} \int_0^d (\Delta D_A - \Delta D_B) dz \quad (3.17)$$

mit  $d$  als der Tiefenlage der Nullschicht. Für den Golfstrom ergibt sich ein Wert von ca.  $57 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ , das ist ungefähr das 65fache des Zustroms sämtlicher Festlandströme in die Weltmeere. Aus diesem Vergleich wird auch die große Bedeutung des Golfstroms für den Wärme- und Salztransport deutlich.

### 3.5 Zusammenfassung

Die solare Einstrahlung ist die einzige Energiequelle, die zum Erhalt aller atmosphärischer Vorgänge zur Verfügung steht. Die atmosphärische Zirkulation wird angetrieben vom Temperaturgradienten Äquator–Pol, der einerseits durch den niedrigeren Sonnenstand in hohen Breiten, andererseits durch die höhere Albedo in hohen Breiten bestimmt ist. Auf der rotierenden Erde bilden sich statt einer Hadley-Zelle drei Zellen pro Hemisphäre aus. An den Grenzen der Zellen bilden sich Fronten und Strahlströme.

Allerdings erfolgt nur ca. 2/3 des Wärmetransports Äquator–Pol über die Atmosphäre, das verbliebene 1/3 wird durch die Ozeane transportiert. Hier ist insbesondere die thermohaline Zirkulation eine große Bedeutung (Golfstrom). Ihre möglichen Veränderungen im

Zusammenhang mit der globalen Erwärmung werden teilweise populistisch und teilweise kontrovers diskutiert.

Die Zirkulationszellen werden durch die Ungleichverteilung der solaren Einstrahlung getrieben, so dass Energie umverteilt wird. Ihrem Namen entsprechend nimmt dabei die globale atmosphärische Zirkulation die größte Skala ein. Die mit der globalen Zirkulation verbundene Westwindströmung in mittleren Breiten onduliert, so dass sich eine planetare Welle, die Rossby-Welle, ausbildet. Sie führt die Druckgebilde, die sich an der Polarfront ausbilden. Energie wird damit von einem makroskaligen Phänomen (planetare Welle) auf ein mesoskaliges (Zyklone) herunter gebrochen.

## Fragen

**Frage 40** Beschreiben Sie die wesentlichen Anteile des solaren Spektrums. In welchen Atmosphärenschichten werden die einzelnen Bereiche des Spektrums absorbiert?

**Frage 41** Beschreiben Sie die in einem Flare frei gesetzte elektromagnetische Strahlung. Ändert sich die Gesamtemission stark genug, um Konsequenzen in der Troposphäre zu erwarten?

**Frage 42** Was versteht man unter der Solarkonstante und wie konstant ist sie?

**Frage 43** Wie sieht es mit der spektralen Variation der solaren Emission über den Solarzyklus aus. Vergleichen Sie mit der Variation der Solarkonstante.

**Frage 44** Geben sie die relevanten Informationen zum Solarzyklus. Auf welche Weisen kann man eine Zyklus definieren und wie kann man ihn darstellen?

**Frage 45** Was ist die Albedo?

**Frage 46** Skizzieren Sie grob qualitativ die geographische Variation der Albedo. Geben Sie qualitative Begründungen für diese.

**Frage 47** Erläutern Sie, durch welche Prozesse der Temperaturgradient zwischen Äquator und Pol entsteht.

**Frage 48** Geben Sie experimentelle Befunde, die auf einen Meridionaltransport von Energie schließen lassen.

**Frage 49** Welche Teile der Atmosphäre weisen eine positive, welche eine negative Strahlungsbilanz auf?

**Frage 50** Was ist eine Hadley-Zelle?

**Frage 51** Erläutern Sie das Grundmuster der atmosphärischen Zirkulation.

**Frage 52** Warum spaltet die atmosphärische Zirkulation in drei Zellen pro Hemisphäre auf?

**Frage 53** Erläutern Sie den Zusammenhang zwischen der globalen Zirkulation und den Klimasystemen.

**Frage 54** Welche Gemeinsamkeit besteht zwischen der Luftbewegung in den Subtropen und auf der Lee-Seite einer Gebirgskette bei Föhn?

**Frage 55** Erläutern Sie die thermohaline Zirkulation. Woher kommt der Begriff?

**Frage 56** Skizzieren Sie grob die Oberflächenströmungen der Ozeane.

**Frage 57** Was versteht man unter Telekonnektion? Nennen Sie Beispiele.

**Frage 58** Erläutern Sie ENSO. Warum läuft der Prozess quasi-zyklisch ab?

**Frage 59** NOA wurde als Differenz zwischen Azorenhoch und Islandtief eingeführt. Erläutern Sie, warum diese Differenz insbesondere Auswirkung auf die westliche Strömung hat. Hinweis: Sie können die geostrophische Näherung anwenden.

**Frage 60** Was versteht man unter der Polarfront?

**Frage 61** Was sind die Strahlströme? Welche Bedeutung haben Sie?

**Frage 62** Warum onduliert die Polarfront?

**Frage 63** Erläutern Sie die Zyklogenese.

## Aufgaben

**Aufgabe 2** Im Zusammenhang mit der variablen Sonne haben wir gehört, dass Sonnenflecken wesentlich kühler sind als ihre Umgebung. Wie misst man ihre Temperatur? Warum funktioniert dieses Verfahren nicht, wenn man die Temperatur der Korona bestimmen will? Könnte man die Photosphäre sehen, wenn man die Temperatur der Korona auf diese Weise bestimmen könnte?

**Aufgabe 3** Die Erde ist nicht der einzige Planet im Sonnensystem. Wie groß sind die Unterschiede in der Einstrahlung für den innersten Planeten Merkur (bei 0.3 AU) und den äußersten Planeten Pluto (bei 39 AU)? Setzen Sie diese Werte in Beziehung zur Solarkonstante der Erde. Die beiden Nachbarn der Erde befinden sich bei 0.72 AU (Venus) und 1.52 AU (Mars). Wie groß sind die Solarkonstanten an diesen Orten? Haben Sie eine Vorstellung, was dies für das Klima der Planeten bedeutet bzw. was eine entsprechende Änderung der Solarkonstanten auf der Erde bewirken würde?

## Projektvorschlag

Das Projekt in diesem Kapitel beinhaltet im wesentlichen eine Literaturrecherche, allerdings können Sie auch etwas mit Daten spielen bzw. sich über Daten und ihre Interpretation Gedanken machen.

### 3.5.1 NOA und heimatliches Wetter

In Abschn. 3.3.6 haben wir die Nordatlantische Oszillation NOA als ein weiteres Beispiel für Telekonnektion kennen gelernt. Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie sich mit den Grundlagen dieses Phänomens und den unterstützenden Wetterdaten auseinandersetzen.

Als Einführung in die NOA können Sie das Paper von Hurrell und Koautoren [141] verwenden und sich entlang der dort gegebenen Zitate weiter hangeln. Fassen Sie den aktuellen Stand der Diskussion um die NOA und ihre Variabilität zusammen.

Versuchen Sie, ein Gefühl für die Probleme in der Datenanalyse zu gewinnen, indem Sie sich Daten von einzelnen Wetterstationen heraus suchen und mit dem NOA-Index, wie in Abb. 3.28 gezeigt, vergleichen (Vorsicht, NOA ist ein Phänomen der Winteratmosphäre!). Welche Parameter müssen/wollen Sie eigentlich korrelieren? Direkt die Zeitreihe von Messwerten wie Temperatur und Feuchte oder müssen Sie sich erst abgeleitete Größen überlegen wie Winterlänge, milder oder harter Winter. Kurz: wie leicht fällt es Ihnen, an Hand der Daten die beschriebenen Besonderheiten für NOA+ und NOA- zu verifizieren. Oder sind Sie eher der Meinung, dass in vielen Jahren der NOA-Index zwar mathematisch bestimmt werden konnte, die erwarteten Auswirkungen in den Wetterdaten aber eher nur zu erraten sind?

Zeitreihen von Wetter- bzw. Klimadaten für deutsche Stationen finden Sie beim Deutschen Wetterdienst DWD unter <http://www.dwd.de/de/FundE/Klima/KLIS/daten/stat-info/index.htm>, für Stationen in der Schweiz bei MeteoSwiss unter [http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/aktueller\\_klimaverlauf/jahresverlaeufe\\_seit1959.html](http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/aktueller_klimaverlauf/jahresverlaeufe_seit1959.html). Etwas unsortiert, aber dafür globale, liegen Zeitreihen auch unter <http://www.wetterzentrale.de/klima/> – dort finden Sie auch die klimatologischen Mittel.

## Literaturhinweise

Als einfaches und anschauliches Buch über die Sonne ist Nicolson [225] zu empfehlen, alternativ bieten sich auch Ekrutt [81] oder Keppler [170] an. Weitergehende Bücher sind Zirin [330] und Stix [293]. Hilfreiche Einführungen finden sich auch in den entsprechenden Kapiteln in Büchern über Solar-Terrestrische Beziehungen, wie z.B. Tascione [301] und Hargreaves [118].

Die globale Zirkulation wird in praktische allen Büchern zur Atmosphärenphysik oder zur Meteorologie ausführlich behandelt – suchen Sie sich in der Bibliothek oder im Literaturverzeichnis etwas heraus.

In der hier gegebenen Darstellung haben wir, dem Thema der Vorlesung entsprechend, im wesentlichen nur den Beitrag der Atmosphäre zum meridionalen Wärmetransport betrachtet. Eine gut lesbare Einführung in die Beiträge von Atmosphäre und Ozean sowie die Wechselwirkung zwischen den beiden gibt Wells [323].

Eine aus physikalischer Sicht sehr interessante Alternative zur Darstellung der Dynamik der Atmosphäre gibt Green [112]: er geht konsequent vom Energiespektrum der verschiedenen Phänomen aus und erreicht damit eine physikalische und nicht so stark phänomenologisch orientierte Darstellung.

# Kapitel 4

## Meteorologie und Klima

*Climate is what you expect – weather is what you get [233]*

In diesem Kapitel erhalten Sie einen kurzen Einblick in den Zusammenhang zwischen Wetter und Klima. Eigentlich gibt das Eingangszitat schon die einzig relevante Information: Klima ist ein Mittel- oder Erwartungswert, Wetter ein aktueller Messwert. Darüber hinaus werden Sie in diesem Kapitel Klimadiagramme als eine einfache Form zur Beschreibung des Klimas kennen lernen. Wir werden ferner an Hand des Vergleichs klimatologischer und meteorologischer Daten ein wenig das Aussehen von Abweichungen von diesen Erwartungswerten betrachten und das Kapitel mit einem Abschnitt über die mögliche Form von Klimaänderungen beenden.

### 4.1 Grundlagen

Eine Klimatologie der Atmosphäre (oder der Hochatmosphäre) liefert die Erwartungswerte für die entsprechenden Wetterparameter. Da die Betrachtung des Klimas ursprünglich aus einer Zusammenarbeit von Geographie und Meteorologie entstanden ist (z.B. gemäßigtes Klima, kontinentales Klima, usw.), sind die für eine Klimatologie wichtigsten Parameter die Temperatur und der Niederschlag. Aus der Kombination beider Größen (und insbesondere ihres Jahresganges) lässt sich abschätzen, ob und in welcher Form eine Region (landwirtschaftlich) genutzt werden kann, d.h. ob Menschen dort ohne zu große Hilfe von außen (über)leben können. Aus diesem historischen Ansatz heraus sind Niederschlag und Temperatur die wichtigsten Klimaparameter: so ist ein kontinentales Klima im Winter trocken und kalt und im Sommer trocken und heiß, ein gemäßigtes Klima dagegen ganzjährig eher feucht und mit deutlich kleinerer Amplitude in der Temperatur versehen.

#### 4.1.1 Definition

In den ursprünglichen Definitionen von Klima wurde stets der Zusammenhang zwischen den Wetterparametern und den (landwirtschaftlichen) Lebensbedingungen betont. In einer frühen Definition betont A. von Humboldt (1769–1859) auch den Einfluss des Klimas auf den Menschen:

Der Ausdruck Klima bezeichnet in seinem allgemeinsten Sinne alle Veränderungen in der Atmosphäre, die unsere Organe merklich affizieren: die Temperatur, die Feuchtigkeit, die Veränderung des barometrischen Drucks, den ruhigen Luftzustand oder die Wirkungen ungleichnamiger Winde, die Größe der elektrischen Spannung, die Reinheit der Atmosphäre oder die Vermengung mit mehr oder weniger schädlichen

Exhalationen, endlich den Grad habitueller Durchsichtigkeit und Heiterkeit des Himmels: welcher nicht bloß wichtig ist für die vermehrte Wärmestrahlung des Bodens, die organische Entwicklung der Gewächse und die Reifung der Früchte, sondern auch für die Gefühle und die ganze Seelenstimmung des Menschen.

Eine derartige auf den Menschen bezogene Definition entsprach jedoch nicht dem wissenschaftlichen Anspruch der Meteorologen, so dass J. von Hann (1839–1921) in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts die folgende Definition für das Klima gab:

**Definition 8** *Klima ist die Gesamtheit der meteorologischen Erscheinungen, welche den mittleren Zustand der Atmosphäre an irgendeiner Stelle der Erdoberfläche charakterisieren.*

Und die Abgrenzung zum Wetter können wir ganz flapsig über Pollack's [233] Anmerkung vornehmen, die auch schon am Anfang des Kapitels steht:

*Climate is what you expect .... weather is what you get.*

In der heutigen Zeit dagegen schleicht sich, gerade auch in der Wahrnehmung des Klimas im Zusammenhang mit den Lebensmöglichkeiten der Menschen in einer gegebenen Region, der Zusammenhang zwischen Klima und Mensch wieder stärker in die Definition von Klima. Aufbauend auf Arrhenius lässt sich die folgende Gebrauchsdefinition verwenden:

**Definition 9** *Das Klima bestimmt die Randbedingungen des Menschen, seiner Kultur und seiner Möglichkeiten. Aber auch der Mensch beeinflusst (unbewusst) das Klima und kann sich damit die Grundlagen seiner Existenz verändern.*

#### 4.1.2 Wetter, Witterung und Klima – detaillierte Abgrenzung

Klimaänderungen sind ein Schlagwort, das heutzutage in aller Munde ist. Was ist Klima überhaupt? Wie grenzt es sich vom Wetter ab?

Wetter ist das Geschehen der Atmosphäre, das wir direkt erleben. Es umfasst verschiedene Erscheinungen wie Wind, Regen, Bewölkung, Sonnenschein, und wird beschrieben durch Temperatur, Luftdruck, Feuchtigkeit etc. Wetter ist hochgradig variabel, man bezeichnet das Wettergeschehen z.B. im April ja häufig auch als launisch. Das Wetter hat daher weitreichende Folgen für das tägliche Leben, es bestimmt z.B. welche Kleidung wir tragen, wie (oder womit) wir fahren und selbst welchen Freizeitaktivitäten im Freien wir nachgehen.

Witterung bezieht sich auf das allgemeine Verhalten des Wetters über einen längeren Zeitraum, z.B. 14 Tage. Am einfachsten kann man sich Witterung als ein bestimmtes Wettermuster vorstellen: während einer stabilen Hochdrucklage im Winter haben wir in Norddeutschland mit östlichen Winden und niedrigen Temperaturen zu rechnen. Eine solche Wetterlage dauert über mehrere Tage an, jedoch ist damit das Wetter an diesen Tagen nicht zwingend identisch: es kann diesige Tage oder klare Tage geben, der Wind kann stürmisch sein oder es kann praktisch windstill sein, es kann schneien oder trocken sein usw. Entsprechendes zeigt sich im Falle einer instabilen Witterungslage bei der das Wetter durch die westliche Strömung bestimmt wird. Dann ziehen Tiefdruckgebiete über den Atlantik und bringen milde Temperaturen, Niederschläge und Westwinde mit sich. Hiermit lässt sich die Witterung charakterisieren. Aber wie im Falle der stabilen Hochdrucklage kann das tägliche Wetter nass oder trocken sein, die Windgeschwindigkeiten und Temperaturen können unterschiedlich sein usw. Witterung gibt also einen Handlungsspielraum für das Wetter vor, nicht aber das exakte Wettergeschehen.

Das Klima ist in einem zeitlich noch größeren Rahmen gefasst. In Hupfer ([138], Artikel von Flemming et al.) sind verschiedene Grundtypen von Klimadefinitionen gegeben. Als Beispiele seien hier angeführt:

(1) Unter Klima verstehen wir den mittleren Zustand der Atmosphäre über einem bestimmten Erdort bezogen auf eine bestimmte Zeitepoche, mit Rücksicht auf die mittleren und extre-

men Veränderungen, denen die zeitlich und örtlich definierten atmosphärischen Zustände unterworfen sind (Conrad, 1936, [138]).<sup>1</sup>

(2) Klima ist die örtlich charakteristische Häufigkeitsverteilung atmosphärischer Zustände und Vorgänge während eines hinreichend langen Bezugszeitraumes, der so zu wählen ist, dass die Häufigkeitsverteilung der atmosphärischen Zustände und Vorgänge den typischen Verhältnissen am Bezugsort gerecht wird (Hendl et al., 1988, in [138]).<sup>2</sup>

(3) Das Klima der Atmosphäre einer gewählten Periode entspricht der Gesamtheit ihrer Zustände im Laufe dieser Periode (Verbickij und Calikov, 1986, in [138]).<sup>3</sup>

(4) Klima ist die Gesamtheit aller an einem Ort möglichen Wetterzustände, einschließlich ihrer typischen Aufeinanderfolge sowie ihrer tages- und jahreszeitlichen Schwankungen (Piehl und Zerche, 1981, in [138]).<sup>4</sup>

(5) Klima ist die statistische Gesamtheit der rasch wechselnden momentanen Zustände der Atmosphäre in ihrer raum-zeitlichen Verteilung.<sup>5</sup>

(6) Das geographische Klima ist die für einen Ort, eine Landschaft oder einen größeren Raum typische Zusammenfassung der erdnahen und die Erdoberfläche beeinflussenden atmosphärischen Zustände und Witterungsvorgänge während eines längeren Zeitraumes in charakteristischer Verteilung der häufigsten, mittleren und extremen Werte (Blüthgen, 1964, in [138]).<sup>6</sup>

Alle diese Definitionen deuten darauf hin, dass Klima über einen längeren Zeitraum betrachtet werden muss und etwas von einem mittleren Verhalten an sich hat. Die Definitionen differieren darin, was zu diesem mittleren Verhalten zusätzlich betrachtet werden muss: Extremwerte, die Skalen von Veränderungen oder kurzzeitige Schwankungen. Diese Diskussionen sind wichtig, wenn man diskutieren möchte, wann und wie sich Klima verändert. Für unsere Zwecke ist vielleicht ein akzeptabler Kompromiss: *Climate is defined as the weather of some locality averaged over some time period plus the extremes in weather behaviour* [218]. Die Kenntnis des Klimas einer Region hat auch praktische Bedeutung. So sind Landwirte nicht nur daran interessiert, das langjährige Niederschlagsmittel zu erfahren, sondern ebenso das Risiko und die Häufigkeit des Auftretens von Dürren oder zu feuchten Perioden sowie die jahreszeitliche Verteilung des Niederschlages. Im Prinzip kann der Mittelwert ja ok sein, setzt sich aber zusammen aus einer Folge von Jahren, die mal zu trocken und mal zu feucht sind, um bestimmte Nutzpflanzen anzubauen. Auch muss das Auftreten des Niederschlages in einem sinnvollen zeitlichen Zusammenhang zur Wachstumsperiode der Pflanzen stehen. Umgekehrt sind Energieversorgungsunternehmen z.B. weniger am Mittelwert als vielmehr an den Extrema der Temperatur interessiert, um auf diese Weise den Energiebedarf für Heizung und/oder Klimaanlage abzuschätzen

Während alle diese Definitionen des Klimas nur die Atmosphäre und ihre Variabilität betrachtet haben, gehen Graedel und Crutzen [111] einen Schritt weiter: Zwar werde das Klima von der Atmosphäre beeinflusst, diese sei aber nur das Glied mit der kürzesten Zeitkonstante. Daher ist sie zwar der wichtigste Bestandteil in der Bestimmung des Klimas, es müssen aber noch weitere Bestandteile berücksichtigt werden. Dabei handelt es sich um die Biosphäre (die jahreszeitliche Veränderung der Bodenbedeckung z.B. geht auch mit einer

<sup>1</sup>Diese Definition ist modern, da außer dem Mittelwert auch die Streuung um diesen berücksichtigt wird sowie Extreme, vgl. auch Abb. 4.14.

<sup>2</sup>Diese Definition legt den Finger in eine offene Wunde der Klimatologie: was bitte ist ein hinreichend langer Zeitraum und wie ist dieser zu wählen? Das Problem wird deutlicher, wenn man die häufig als Fieberkurve bezeichnete Temperaturkurve aus Abb. 1.6 mit längeren Aufzeichnungen z.B. von Karlsruhe in Abb. 5.88 oder dem Hohenpeißenberg (in [125]) vergleicht.

<sup>3</sup>Mathematisch ist diese Definition natürlich einfach und sauber; im Gegensatz zu den beiden voran gegangenen enthält sie jedoch keinerlei Gedanken über ihren Sinn oder Unsinn. Damit ist es nicht nur eine wert- sondern auch eine sinnfreie Definition.

<sup>4</sup>Diese Definition führt den zeitlichen Aspekt der Abfolge von Klimaparametern ein. Dies ist formal sicherlich eine zusätzliche Komplikation, aber der Aspekt ist wichtig: Mittelwert und Streuung mögen für den Apfelbauern genau richtig sein – der in der Statistik nicht beschriebene späte Nachtfrost in der Ansatzphase der Früchte dagegen kann seine ganze Ernte zerstören.

<sup>5</sup>Ein weiteres Beispiel für eine zwar mathematisch korrekte aber leider auch sinnfreie Definition ohne Folgen.

<sup>6</sup>Berücksichtigt zumindest die Variabilität als zusätzlichen Parameter zum Mittelwert.

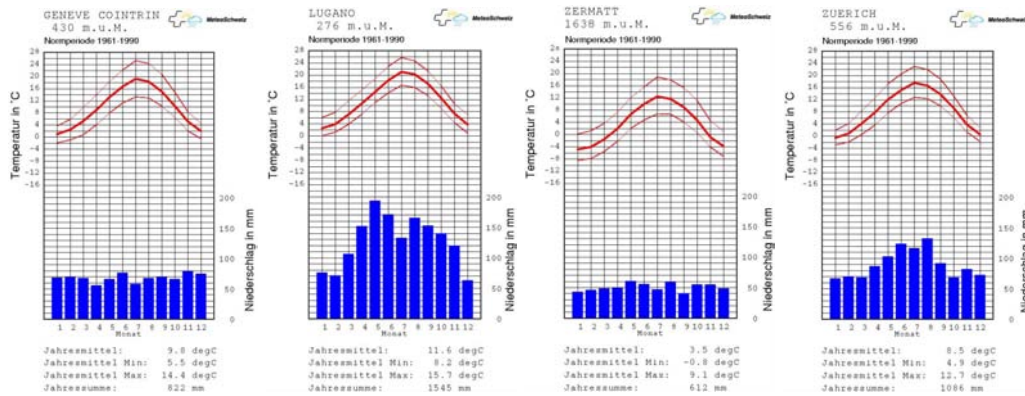


Abbildung 4.1: Klimadiagramme für verschiedene Wetterstationen in der Schweiz, <http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimadiagramme.html>

Veränderung der Albedo einher), die Hydrosphäre (Wassergebiete, wichtig für Verdunstung, Wärmetransport und -speicherung) und die Kryosphäre (Eisgebiete, sehr sensibel im Bezug auf Veränderungen der Albedo). Der letzte Bestandteil des Klimas hat sehr lange Zeitskalen: die Pedosphäre, die feste Erdoberfläche, verändert sich nur auf geologischen Zeitskalen. Dass diese Veränderungen zwar langsame aber kräftige Auswirkung haben, werden wir im Zusammenhang mit den Klimaten früherer Zeiten in Kap. 10 sehen.

Ganz einfach ausgedrückt lässt sich das Klima also als die Statistik des Wettergeschehens für ein bestimmtes Zeitintervall und ein bestimmtes Gebiet beschreiben. D.h. beim Klima interessiert weniger die Frage, ob die Sonne morgen scheint und damit der Strand eine Alternative zur Vorlesung ist, als vielmehr wieviel Feuchtigkeit, Sonne und Frost z.B. in einem Jahr zu erwarten sind, d.h. ob es ergebnisreicher ist, in eine Apfelplantage oder einen Kartoffelacker zu investieren als gerade Ananas und Bananen anbauen zu wollen. Im Weltklimaprogramm der UNO heißt es: "Das Klima ist ein Teil der natürlichen Umwelt, in der sich die Menschheit entwickelt hat und nunmehr existiert. Das Klima kann die menschlichen Tätigkeiten fördern oder behindern, die Variabilität des Klimas kann wohltuend oder ungestüm und verheerend sein." Damit kommt dem Klima eine tiefgreifende Bedeutung zu. Die Weltklimakonferenz hat 1979 als ein Hauptziel der weiteren Bemühungen herausgestellt, einen "Überblick über das Wesen der natürlichen oder anthropogenen Klimaänderungen und der Klimaveränderlichkeit zu schaffen und die möglichen zukünftigen Klimaänderungen und die -variabilität sowie die Konsequenzen für die menschliche Tätigkeit einzuschätzen."

### 4.1.3 Klimadiagramm

Die Charakterisierung eines lokalen Klimas erfolgt mit Hilfe eines Klimadiagramms. Abbildung 4.1 zeigt als Beispiel die Klimadiagramme für vier verschiedene Stationen in der Schweiz: Genf, Lugano, Zermatt und Zürich (von links nach rechts; zur Lokalisierung der Stationen vgl. Abb. 4.2). Als Klimaparameter sind im oberen Teil der Jahresgang der Temperatur für die Maximal-, Tagesmittel- und Minimalwerte gegeben sowie im unteren Teil die Monatsmittel des Niederschlags. Die Jahresmittelwerte (Temperatur) bzw. die Jahressumme (Niederschlag) dieser Parameter ist jeweils unterhalb der Diagramme angegeben.

Da alle Stationen in mittleren Breiten der Nordhemisphäre liegen, ist der Jahresgang der Temperatur überall ähnlich: die Kurven nehmen das Maximum jeweils im Juli an, das Minimum im Januar. Das erklärt sich aus der solaren Einstrahlung: diese ist zur Sommer-(Winter-)Sonnenwende maximal(minimal), die Temperaturen folgen mit einer gewissen Verzögerung, da Boden und Gewässer als Wärmespeicher wirken. Die Variation der Mitteltemperatur zwischen Januar und Juli beträgt bei drei der Stationen ca. 16°C, lediglich in Lugano ist sie mit ca. 20°C höher. Der Tagesgang, d.h. die Differenz zwischen Temperaturminimum und Maximum ist in Genf und Zermatt mit knapp 10° am größten, in Lugano und Zürich mit



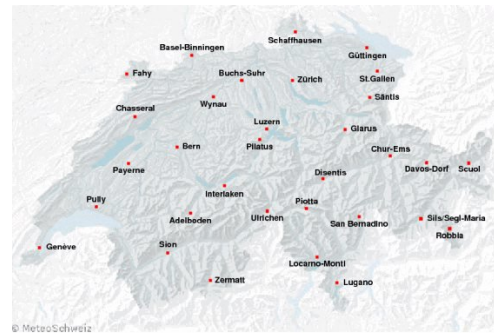


Abbildung 4.2: Karte zur Lokalisierung der Klimadiagramme aus Abb. 4.1, <http://www.meteoschweiz.ch/>

ca.  $7.5^{\circ}\text{C}$  etwas geringer. In beiden Fällen wirkt die Lage direkt am See ausgleichend auf die Temperaturen. Der Genfer See hat diese ausgleichende Wirkung für die Stadt Genf nicht, da diese direkt am westlichen Ende des Sees liegt und ihr Wetter/Klima gleichzeitig durch die mit westlicher Strömung heran geführten Luftmassen bestimmt wird. Die Temperaturen in Zermatt sind auf Grund der höheren Lage (1638 m) generell geringer als an den anderen drei Stationen.

Trotz vergleichbarer Temperaturkurven unterscheiden sich Genf, Lugano und Zürich im Hinblick auf die Niederschläge deutlich. Dies betrifft sowohl die Niederschlagssumme (Genf ist mit 822 mm eher trocken, Lugano mit 1545 mm eher feucht) als auch die jahreszeitliche Verteilung der Niederschläge: diese ist in Genf über das gesamte Jahr nahezu konstant, in Lugano (und auch Zürich) dagegen sind die Niederschläge im Winter geringer als im Sommer. Die Unterschiede zwischen Genf und Zürich sind durch Regionalklimate bedingt: beide liegen im Einfluss der Westwinde der mittleren Breiten, Wolkenbildung und Regen werden stark durch die regionalen Höhenzüge beeinflusst. Lugano dagegen liegt südlich des Alpenhauptkammes und ist daher bereits durch ein mediterranes Klima geprägt. Zermatt ist trocken (612 mm): egal, von wo das Wetter kommt, es ist immer ein recht hoher Höhenzug davor, so dass sich die Wolken erst einmal ausregnen können. Eine genauere Diskussion der hier erwähnten Einflüsse mit einer Klassifizierung der zugehörigen Wetterlagen findet sich unter [http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klima\\_schweiz.html](http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klima_schweiz.html).

#### 4.1.4 Weitere Klimaparameter oder: ist ein Klimadiagramm ausreichend?

Wir haben eingangs die Landnutzung, insbesondere auch die landwirtschaftliche Nutzung, als einen motivierenden Faktor zur Erstellung von Klimadaten eingeführt. Für diese Anwendung geben die Klimadiagramme zwar erste Anhaltspunkte, für eine genauere Entscheidung sind jedoch weitere Daten erforderlich.

So geben die Klimadiagramme Mittelwerte. Ein Mittelwert hat jedoch nur eine begrenzte Aussagekraft. Erst zusammen mit der Standardabweichung erlaubt er es, eine sinnvolle Information zu extrahieren: für das Wachstum und insbesondere den Ertrag von Kulturpflanzen ist es wichtig, dass in der Wachstumsperiode kein Frost mehr auftritt. Ist dies gegeben, wenn das Klimadiagramm eine Minimaltemperatur von  $4^{\circ}\text{C}$  für den fürs Wachstum relevanten Monat angibt? Wenn die Standardabweichung des Mittelwerts  $2^{\circ}\text{C}$  beträgt, dürfte der Großteil des betrachteten Monats in der Regel frostfrei sein, also grünes Licht für die entsprechenden Pflanzen. Bei einer Standardabweichung von  $6^{\circ}\text{C}$  dagegen können Nachtfröste schon häufiger auftreten und einem empfindlichen Pflänzchen vielleicht schaden. Die Angabe von Maximum- und Minimumtemperaturen ist nur bedingt ein Ersatz hierfür, da nicht klar ist, ob diese Extreme weit entfernt liegende Ausreißer sind oder relativ häufig auftreten. Daher repräsentieren diese Werte die Variabilität nicht so gut.

Aber selbst wenn die Standardabweichung grünes Licht für unserer landwirtschaftlichen Betätigungen gegeben hat, so besteht immer noch das Risiko von Extremereignissen: plötzlicher Nachtfrost im Juli (eine Nacht reicht, um einer Pflanze zu schaden), Starkregenerereignisse,

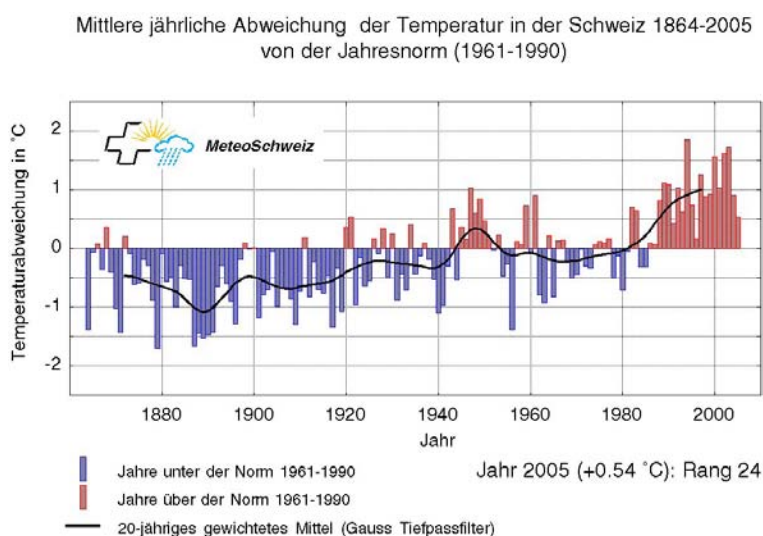


Abbildung 4.3: Temperaturtrend in der Schweiz als Anomalie gegenüber dem Klimanormal 1961–1990, <http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimaaenderung.html>

Trockenperioden usw. Das sind Schadensereignisse, die auftreten und gegen die man sich nicht absichern kann. Absichern kann man sich nur insofern, als dass man fragt, wie häufig bzw. mit welcher Wahrscheinlichkeit solche Ereignisse auftreten.<sup>7</sup> Ist die Wahrscheinlichkeit gering, so ist das Risiko tragbar, ist sie groß, so muss man auf andere Pflanzen ausweichen oder aber auf eine Region mit passenderem Klima.

## 4.2 Klimatologische und meteorologische Größen

Meteorologische Größen werden als Mittelwert der entsprechenden Wetterparameter über einen längeren Zeitraum, in der Regel die drei Dekaden 1961–1990, gebildet. Dieser Mittelwert ist gleichzeitig der Erwartungswert für das Klima. Ein Vergleich aktueller Wettergrößen erlaubt es, einen gegebenen Zeitraum als für die Jahreszeit zu feucht/trocken oder warm/kalt zu klassifizieren.

Da ich mich in diesem Abschnitt auf Grund der freien Verfügbarkeit aktueller Daten auf die Schweiz beschränken werden, zeigt Abb. 4.3 zu Orientierung den Temperaturtrend in der Schweiz dargestellt als Temperaturanomalie relativ zum Klimanormal 1961–1990. Die durchgezogene Kurve gibt ein 20-jähriges gleitendes Mittel. Das letzte Jahr der Betrachtung, 2005, hatte eine mittlere Temperatur um  $0.54^{\circ}\text{C}$  über dem Klimanormal. Es war damit allerdings keinesfalls das wärmste Jahr sondern rangiert in der 141 Jahre umfassenden Liste erst an 24. Stelle. Dennoch ist der Trend unbestritten: die Jahre mit negativer Temperaturanomalie finden sich im wesentlichen im Zeitraum vor 1980, die mit positiver Temperaturanomalie im Zeitraum nach 1940. Der durch die gefilterte Kurve angedeutete Temperaturtrend lässt sich

<sup>7</sup>Im Umgang mit potentiellen Schadensereignissen unterscheidet man heute nach den Kriterien risk and impact: ein low risk high impact Ereignis ist ein Ereignis, das zwar eine große Schädigung hat aber nur eine geringe Wahrscheinlichkeit des Auftretens. Diese Ereignisse sind nur sehr schwer zu bewerten, da einerseits die Auswirkungen des Ereignisses so extrem sind, dass man es eigentlich um jeden Preis vermeiden möchte, andererseits die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten des Ereignisses sehr gering ist – so gering, dass man eigentlich auch nicht um jeden Preis versuchen kann, Vorkehrungen gegen dieses Ereignis zu treffen. Low risk high impact Ereignisse sind eigentlich nur eine moderner Formulierung für Restrisiko. Am anderen Ende der Skala finden sich die low impact high risk Ereignisse: sie treten häufig auf, der damit verbundene Schaden ist aber in der Regel gering und meist eine geringere Belastung als die zur Abwendung des Schadensereignisses zu treffenden Gegenmaßnahmen. Im Transportwesen entsprechen letztere vielleicht dem allfälligen Blechschaden während ersteres eher dem Absturz eines größeren Verkehrsflugzeuges entspricht. Bei den Klimamodellierern gilt z.Z. z.B. das mögliche Versiegen des Golfstroms nach einer anfänglichen Klimaerwärmung als ein low risk high impact Ereignis. Während die ganze Diskussion über diese beiden Ereignistypen vielleicht eher einen Versicherungsmathematiker zufrieden stellt, sollte für uns als Merkregel verbleiben: zu einer Vorhersage gehört nicht nur die Darstellung des zu erwartenden sondern auch die Angabe der Wahrscheinlichkeit mit der das prognostizierte Szenario auftritt.

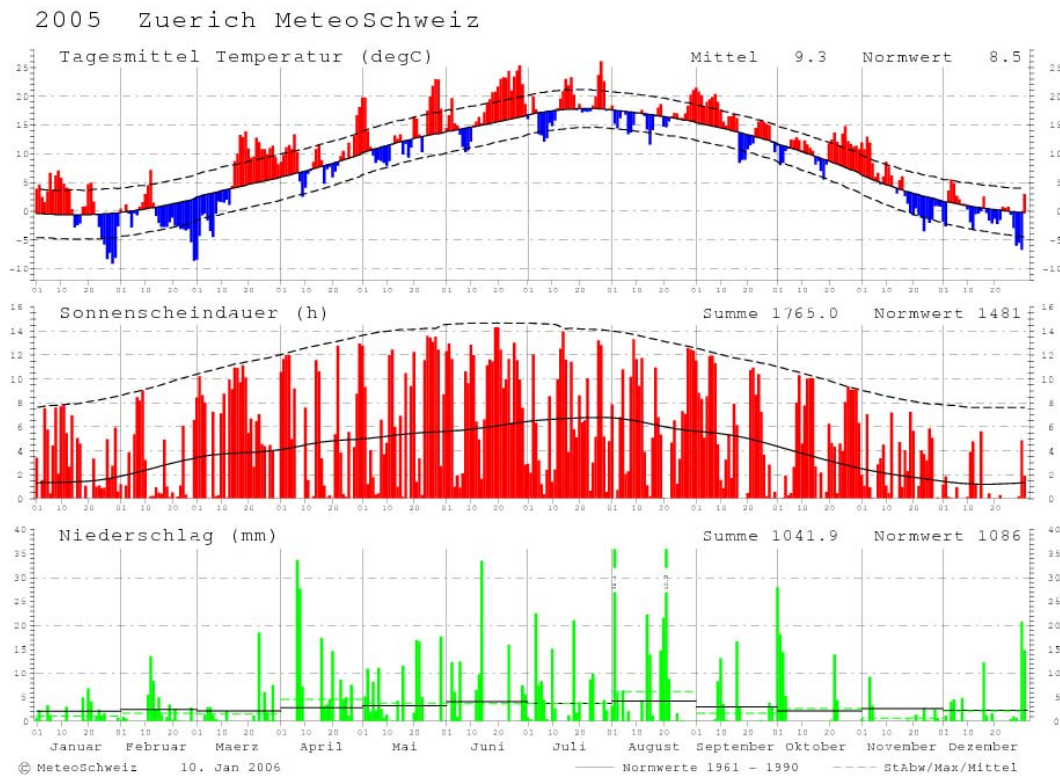


Abbildung 4.4: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 2005, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

auch in den Untersuchungen an einzelnen Orten nachweisen, vgl. z.B. [10]; er folgt auch dem globalen Trend in Abb. 1.6.

#### 4.2.1 Klimatologische Daten 2005

Für einige ausgewählte Jahre sollen jetzt die gemessenen Daten mit dem entsprechenden Klimanormal verglichen werden. Als Beispiel sind dazu die Daten von Zürich gewählt. Abbildung 4.4 zeigt im oberen Teilbild die drei bereits aus dem Klimadiagramm 4.1 bekannten Temperaturkurven und im Vergleich dazu die gemessenen Tagesmitteltemperaturen. Negative Anomalien (zu kalte Tage) sind in blau markiert, positive in rot. Die Jahresmitteltemperatur liegt mit  $9.2^{\circ}\text{C}$  um  $0.7^{\circ}\text{C}$  über dem Sollwert von  $8.5^{\circ}\text{C}$ .<sup>8</sup> Temperaturanomalien beider Vorzeichen treten während des gesamten Jahres auf, allerdings scheinen die größten Anomalien in der ersten Jahreshälfte zu liegen. Die Anomalien sind so groß, dass die aktuellen Tagesmittelwerte auch außerhalb des Bereiches der mittleren Maximum- und Minimumtemperaturen liegen können: d.h. einzelne Tage hatten eine höhere (niedrigere) Tagesmitteltemperatur als die erwartete Maximums- (Minimums-) Temperatur betrug.

Das mittlere Teilbild zeigt die Sonnenscheindauer in Stunden. Die durchgezogene schwarze Kurve gibt die maximal mögliche Sonnenscheindauer (bestimmt aus dem Sonnenstand, keine Bewölkung), die gestrichelte Kurve entspricht der mittleren Sonnenscheindauer. Mit einer Summe von 1765 h im Vergleich zu den erwarteten 1481 h war das Jahr recht sonnig.

Im unteren Teilbild sind die Niederschlagsmengen angegeben. Die schwarzen Linien markieren die erwarteten Niederschlagsmengen, die gestrichelten grünen geben die beobachteten Monatsmittel wieder. Die Niederschlagssumme liegt mit 1042 mm geringfügig unter-

<sup>8</sup>Die Abweichung entspricht nicht genau der in Abb. 4.3 gegebenen, da dort der Mittelwert für alle Stationen der Schweiz betrachtet wird, hier jedoch nur eine einzelne Station.

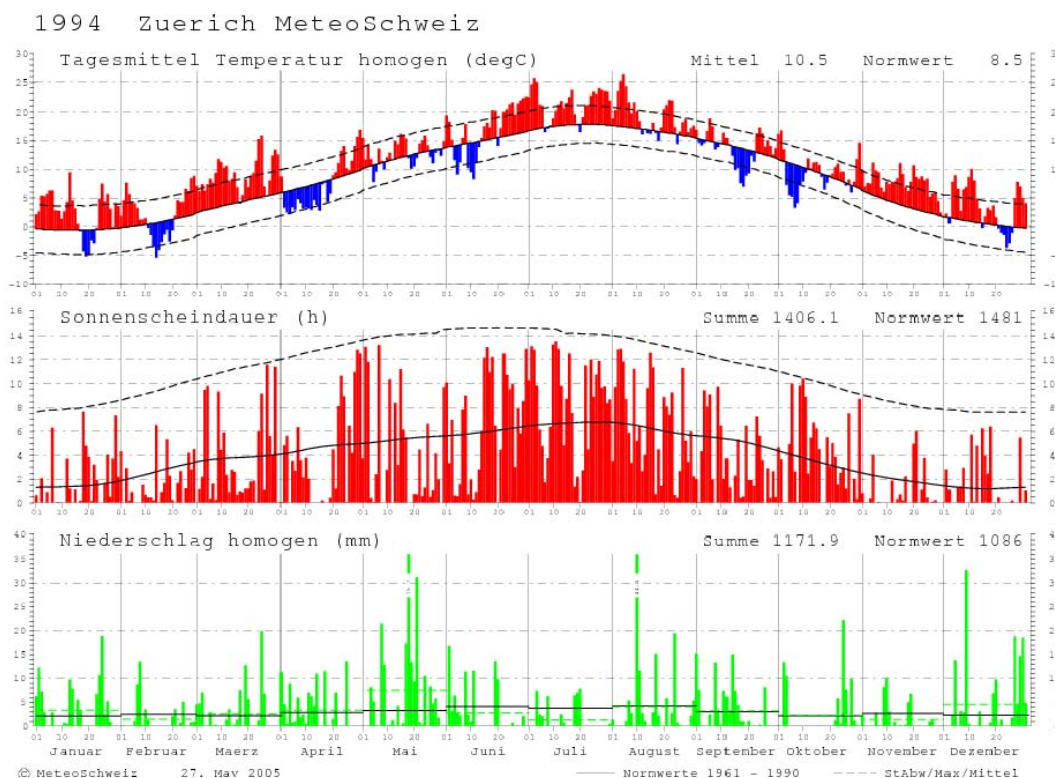


Abbildung 4.5: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1994, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

halb der erwarteten 1086 mm, allerdings ist im August der Niederschlag deutlich erhöht gegenüber dem Erwartungswert (Starkregen in Folge einer Vb Wetterlage mit entsprechenden Überschwemmungen, vgl. <http://www.meteoschweiz.ch/web/de/wetter/wetterereignisse/starkniederschlaege.html>).

Entsprechende Daten liegen für alle Jahre ab 1864 unter [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml) vor.

#### 4.2.2 Das Jahr mit der größten positiven Temperaturanomalie: 1994

Im Verlauf der Temperaturanomalien in Abb. 4.3 sind ab 1985 alle Anomalien positiv. In diesen Bereich, nämlich in das Jahr 1994, fällt auch die höchste Temperaturanomalie. Für die Station Zürich betrug diese Anomalie  $2^{\circ}\text{C}$ : statt der erwarteten  $8.5^{\circ}\text{C}$  wurde ein Jahresmittel von  $10.5^{\circ}\text{C}$  gemessen.

Abbildung 4.5 zeigt den Vergleich der aktuell gemessenen Parameter mittlere Tagestemperatur, Sonnenscheindauer und Niederschlag mit den erwarteten klimatologischen Werten.

Positive wie negative Temperaturanomalien treten während des ganzen Jahres auf, allerdings sind die negativen Anomalien deutlich seltener als die positiven. Dennoch können während der negativen Anomalien an einzelnen Tagen die aktuellen Tagesmittelwerte unter den zu erwartenden Minimalwerten liegen. Eine entsprechende Situation ergibt sich auch bei den positiven Anomalien. An vielen Tagen lag die aktuelle Tagesmitteltemperatur in dem Bereich, der der erwarteten Maximumtemperatur entspricht.

Ein Vergleich mit Abb. 4.4 zeigt, dass die Anomalien im Jahr 1994 nicht größer sind als im Jahr 2005, die Tage mit positiver Anomalie sind jedoch wesentlich häufiger. Und gleichzeitig ist die Zahl der Tage mit negativer Anomalie deutlich geringer.

Im Gegensatz zum Jahr 2005 war 1994 nicht einmal besonders sonnig: die Gesamtsonnenscheindauer lag mit 1406 h knapp unter dem Sollwert von 1481 h. Auffällig ist dabei

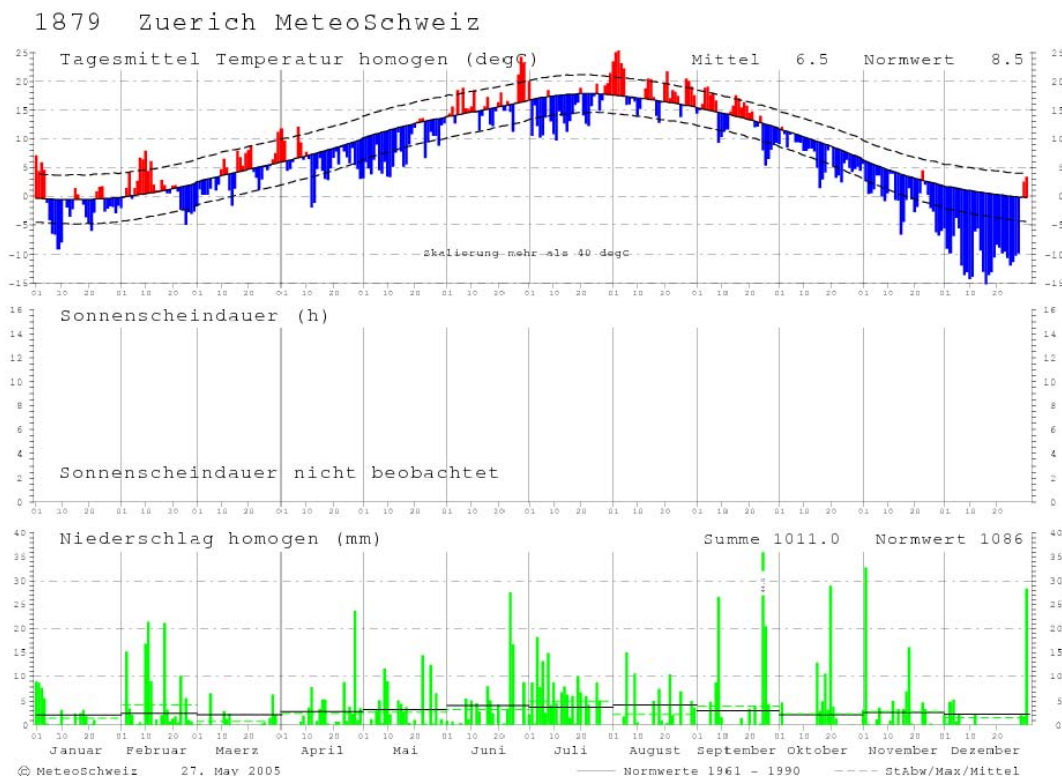


Abbildung 4.6: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1879, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

jedoch, dass es lediglich zwei Tage gab, an denen die Sonnenscheindauer ihren Maximalwert erreichte: es kann daher kaum Tage gegeben haben, an denen es keine, wenn auch noch so feine oder geringfügige Bewölkung gab. Wenn man gleichzeitig den mit 1172 mm geringfügig gegenüber dem Erwartungswert von 1086 mm erhöhten Jahresniederschlag betrachtet, so lässt sich spekulieren, dass die hohen Temperaturen zu einer Erhöhung der Verdunstung und damit Wolkenbildung und erhöhtem Niederschlag beigetragen haben.<sup>9</sup>

### 4.2.3 Das Jahr mit der größten negativen Temperaturanomalie: 1879

gNau in die entgegen gesetzte Richtung ragt das Jahr 1879 heraus. Auch hier betrug die Temperaturanomalie  $2^{\circ}\text{C}$ , allerdings jetzt mit negativem Vorzeichen: statt der erwarteten  $8.5^{\circ}\text{C}$  wurde nur eine Jahresmitteltemperatur von  $6.5^{\circ}\text{C}$  erreicht.

Die aktuellen Wetterdaten von 1879 im Vergleich zu den Klimadaten sind in Abb. 4.6 gezeigt; Daten für die Sonnenscheindauer fehlen, da sich diese mit den damaligen technischen Möglichkeiten noch nicht aufzeichnen ließ.

Bei den aktuellen Temperaturen überwiegen die negativen Temperaturanomalien die positiven bei weitem. Allerdings treten auch positive Temperaturanomalien auf; diese können sogar so stark sein, dass die aktuelle mittlere Tagestemperatur oberhalb der erwarteten Maximaltemperatur liegt. Eine entsprechende Feststellung für die negativen Temperaturanomalien hatten wir bereits für das Jahr mit der größten positiven Temperaturanomalie getroffen, vgl. Abb. 4.5). Für den größten Teil des Jahres gilt eine entsprechende Argumentation auch für die negativen Temperaturanomalien, so dass man Abb. 4.6 fast für eine Umkehrung von Abb. 4.5 halten könnte. Aber nur fast. Die starke negative Anomalie in der

<sup>9</sup>Diese Kette erhöhte Temperatur führt zu erhöhter Verdunstung und damit zu mehr Wolken ist auch ein Problem in der Klimamodellierung: wenn die Temperaturzunahme zu mehr Wolken führt, gelangt weniger Sonnenstrahlung auf den Boden. Kompensiert/dämpft dies den Treibhauseffekt?

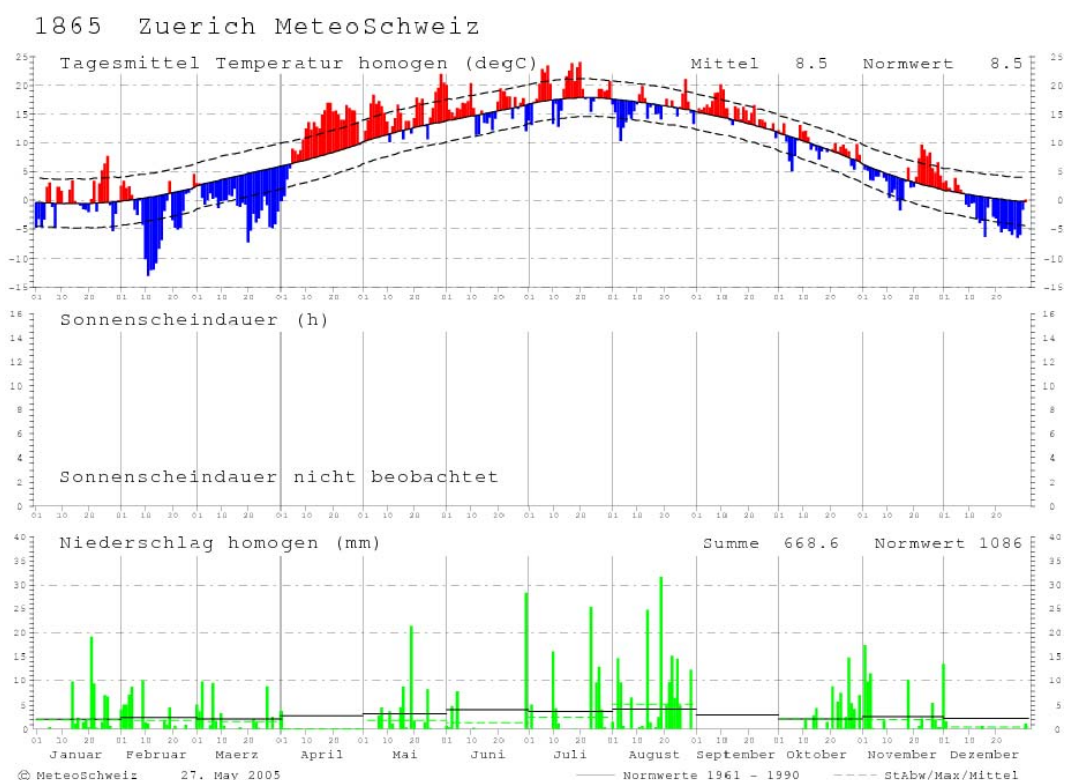


Abbildung 4.7: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1865, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

mittleren Temperatur des Jahres 1879 entsteht nicht nur durch die große Zahl von Tagen mit negativer Temperaturanomale sondern insbesondere auch durch die großen negativen Temperaturanomalien im Dezember: hier liegen die mittleren Tagestemperaturen mehr als einen Monat lang unterhalb der erwarteten Minimaltemperaturen – eine ausgeprägte Kälteperiode trägt also zu dieser Anomalie bei. Eine entsprechende Hitzeperiode im Jahr 1994 lässt sich dagegen in Abb. 4.5 nicht erkennen.

Der Jahresniederschlag liegt mit 1011 mm unterhalb des Erwartungswertes von 1086 mm; der August war trockener als erwartet, in den anderen Monaten lagen die Niederschläge im Bereich der Erwartungswerte.

#### 4.2.4 Jahre mit getroffenem Jahresmittel der Temperatur

Um ein Gefühl für die Schwankungsbreite von aktuellen Messwerten um die Mittelwerte zu erhalten, werden in diesem Abschnitt kurz die Daten für alle die Jahre vorgestellt, in denen die gemessene Jahresmitteltemperatur mit dem Erwartungswert von 8.5°C übereinstimmt.

Die ersten drei Jahre liegen am Anfang der Temperaturaufzeichnungen in der noch relativ kühlen Phase in der zweite Hälfte des 19. Jahrhunderts, vgl. Abb. 4.3. Zwei Beispiele liegen innerhalb des Zeitraums, aus dem das Klimanormal bestimmt wurde – und sind die einzigen beiden der dreißig Jahre, das in der Temperatur den Mittelwert auch trifft. Das letzte Beispiel liegt bereits in der um 1980 beginnenden Phase durchgehend positiver Temperaturanomalien.

Abbildung 4.7 zeigt die Abweichung der aktuellen Wetterparameter von den erwarteten Größen für das Jahr 1865; wieder ohne die Angaben zur Sonnenscheindauer. Positive wie negative Temperaturanomalien finden sich über das ganze Jahr verteilt, jedoch fällt in diesem Beispiel auf, dass es eine ausgeprägte negative Temperaturanomale über den Großteil des Februar und März gibt gefolgt von einer langanhaltenden positiven Temperaturanomale im April: auf einen kalten Spätwinter ist also ein ungewöhnlich mildes Frühjahr gefolgt. Und

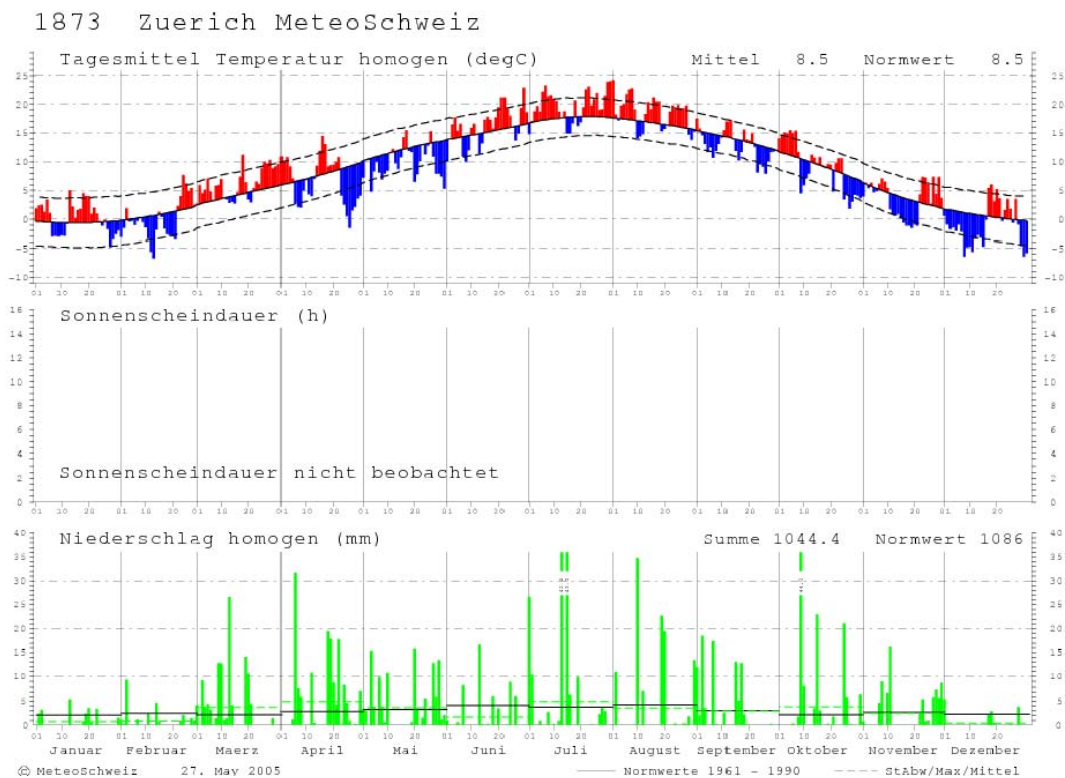


Abbildung 4.8: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1873, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

der Übergang zwischen den beiden erfolgt Anfang April recht abrupt: während Ende März die Temperaturanomalie noch  $-10^\circ$  beträgt, beträgt sie in der zweiten Aprilwoche bereits mehr als  $+5^\circ\text{C}$ . Der Rest des Jahres zeigt nur kurzfristige und eher schwache Variationen, d.h. die beobachteten Temperaturen stimmen recht gut mit den Erwartungswerten überein. Der April zeigt übrigens auch, dass die Kausalkette wärmer – mehr Verdunstung – mehr Bewölkung – mehr Regen zwar für den Sommer stimmen mag, im Frühjahr jedoch nicht notwendigerweise gilt: hier muss erst mal Energie für die Schneeschmelze aufgebracht werden bevor die Feuchtigkeit verdunsten kann.

Der kalte Spätwinter bewirkt jedoch, dass die Jahresamplitude in der Temperatur größer ist als erwartet: die Jahreszeiten sind also deutlicher ausgeprägt. Dieses Beispiel kann auch zur Illustration der eingangs erwähnten landwirtschaftlichen Nutzungsprobleme heran gezogen werden: auf Grund des ausgeprägten Spätwinters beginnt die Vegetationsperiode sehr spät und die damaligen Landwirte dürften unter den gleichen Problemen gelitten haben wie die heutigen Landwirte im langen Winter 2005/06 – allerdings hatten sie bei weitem nicht die technischen Möglichkeiten, sich diesen Unbillen der Natur zu widersetzen.

Insgesamt zeigt das Jahr 1865 also, dass ein korrekter Mittelwert nicht ausschließt, dass die Temperaturen für längere Zeit deutlich vom Erwartungswert abweichen können: sie müssen es eben nur in beide Richtungen tun.

Auch ist das Jahr 1865 zwar im Hinblick auf die erwartete Jahresmitteltemperatur ein normales Jahr, allerdings ist es ein zu trockenes Jahr. Statt der erwarteten Niederschlagssumme von 1086 mm wird nur ein Wert von 669 mm erreicht, wobei im April und September keine Niederschläge fielen und auch der Dezember nahezu trocken war.

Das Jahr 1873 dagegen zeigt in anderes Verhalten, wie in Abb. 4.8 dargestellt. Zwar treten auch hier während des gesamten Jahres sowohl positive als auch negative Temperaturanomalien auf, jedoch sind diese eher gleichmäßig verteilt, d.h. es gibt keine längeren ungewöhnlich kühlen oder warmen Perioden. Auch sind die Amplituden der Anomalien nur gering. Der

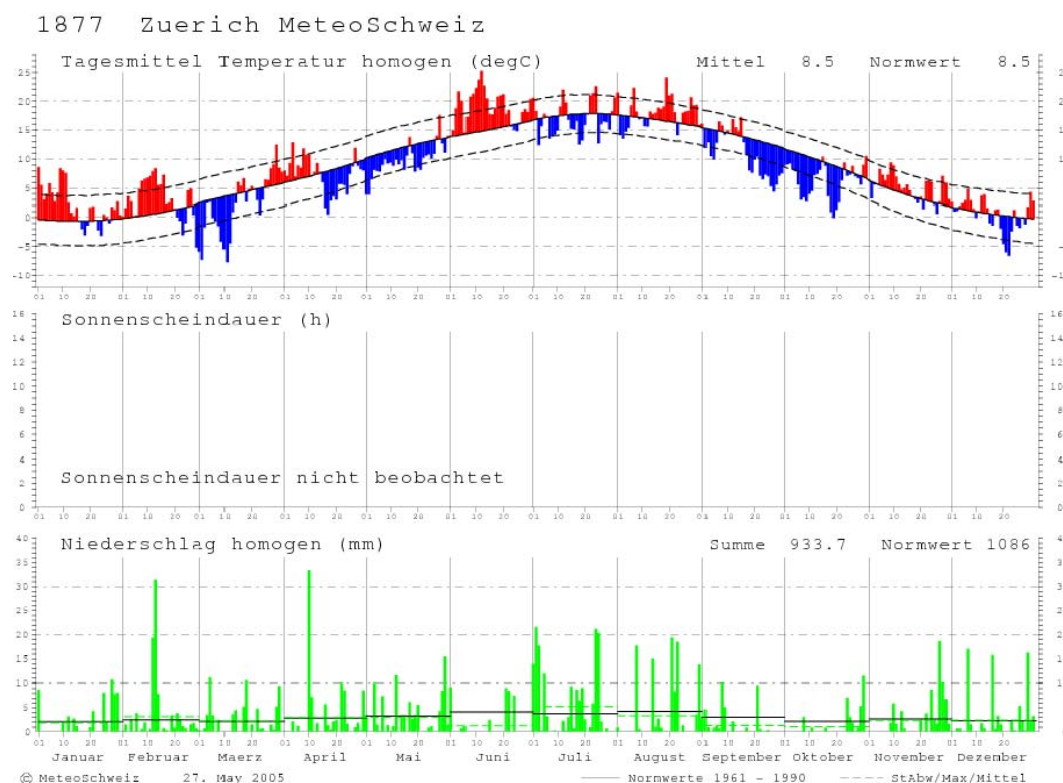


Abbildung 4.9: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1877, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

Temperaturverlauf lässt sich in diesem Fall gut durch den Mittelwert annähern, die Schwankungen um diesen sind nur gering und nicht zu stark gehäuft. Dadurch entsprechen auch die relativen Temperaturen in den einzelnen Jahreszeiten den erwarteten Werten.

Auch im Hinblick auf die Niederschlagssumme erfüllt dieses Jahr mit 1044 mm im Vergleich zu den erwarteten 1086 mm das Soll. Allerdings sind die Wintermonate relativ trocken, das Frühjahr dagegen eher etwas feucht.

Nur vier Jahre später (und zwei Jahre vor dem in Abb. 4.6 gezeigten kältesten Jahr) tritt wieder ein Jahr auf, in dem die Jahresmitteltemperatur den Erwartungswert genau trifft. In diesem Beispiel sind die Anomalien wieder stärker geblockt und haben eine größere Amplitude. Insbesondere fällt ein relativ milder Winter auf sowie ein ungewöhnlich warmer Juni. Der Ausgleich erfolgt durch ein kühles Frühjahr und einen kalten Herbst. Durch den warmen Winter wird die Amplitude des Jahresgangs der Temperatur etwas gedämpft; die niedrigen Temperaturen in Frühjahr und Herbst führen ferner dazu, dass der Unterschied zwischen diesen beiden Jahreszeiten und dem Winter nur schwach ausgeprägt ist.

Die Niederschlagssumme liegt unter der erwarteten; die Verteilung der Niederschläge entspricht jedoch, abgesehen vielleicht vom eher trockenen Juni, ungefähr der über das Jahr erwarteten.

Einen ähnlichen Trend der Temperaturanomalie finden wir auch im Jahr 1923, vgl. Abb. 4.10. Auch hier sind die Beträge der Anomalien eher gering, allerdings sind die Anomalien wieder geblockt: so ist der Winter (Januar/Februar) eher zu warm, der Frühsommer (Mai, Juni) dagegen eher zu kühl. Dadurch sind die Temperaturunterschiede zwischen Sommer und Winter geringer als erwartet, so dass der Jahresgang der Temperatur eher gedämpft wird.

Die Niederschlagssumme entspricht ungefähr der erwarteten, allerdings ist der Spätsommer eher trocken und der Spätherbst eher feucht.



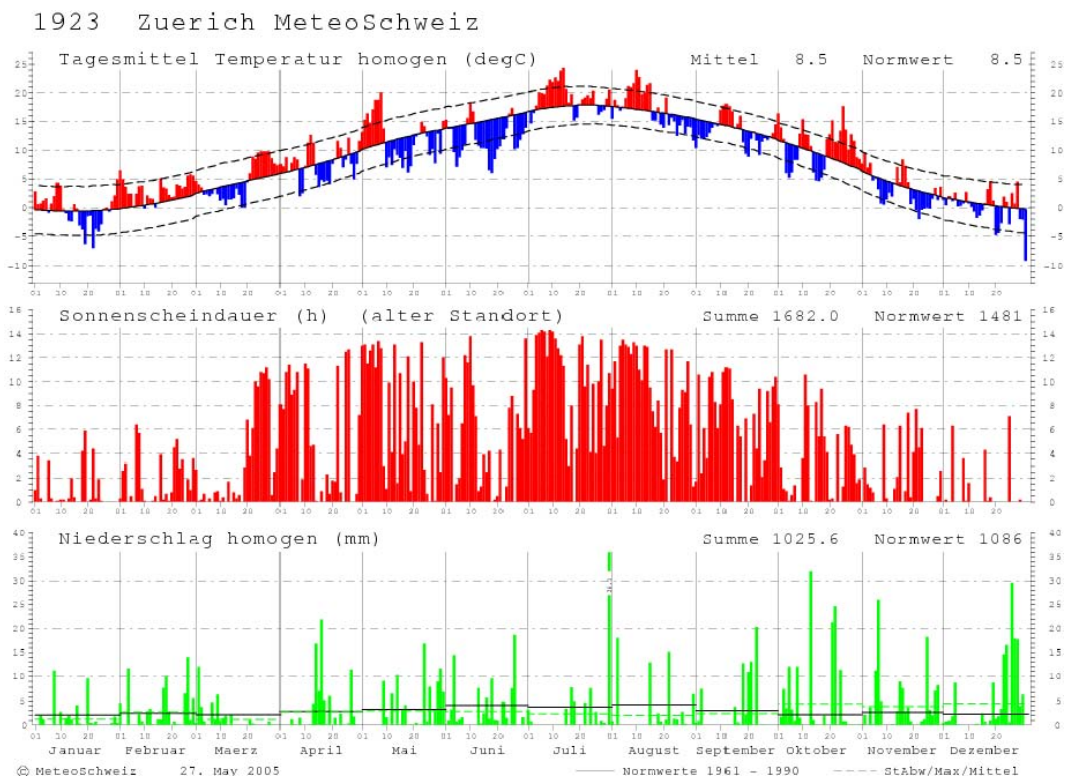


Abbildung 4.10: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1923, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

Betrachten wir jetzt die beiden Jahre, die auch in die Bestimmung der Normwerte eingehen. Die Temperaturaufzeichnungen für das Jahr 1964 zeigen keine ausgeprägt starken Anomalien, auch sind diese nicht eng geblockt: außer in den kühleren Perioden im Januar und Oktober liegen zwischen den Tagen mit positiver Temperaturanomalie (nahezu der Rest des gesamten Jahres) auch immer solche, in denen die Temperaturanomalie sehr klein ist bzw. verschwindet. Dennoch ist die Temperatur im Januar insgesamt niedriger und im Sommer insgesamt höher, so dass sich eine Verstärkung des Jahreszeitenganges ergibt.

Auch wenn die eher kleinen Beträge der Anomalien 1964 gut zu einem Referenzjahr machen könnten (im Hinblick auf Mittelwert und Standardabweichung), so sorgt die zeitliche Verteilung der Anomalien dafür, dass die Jahreszeiten überbetont werden.

Die Niederschlagssumme liegt mit 916 mm deutlich unter den erwarteten 1086 mm, allerdings verteilen sich diese Verluste relativ gleichmäßig über das Jahr, d.h. es gibt keine ausgeprägt trockenen Monate.

Im Jahr 1979 (vgl. Abb. 4.12) zeigen die Temperaturanomalien ebenfalls keine besonders großen Werte, sie sind jedoch gleichmäßiger über das Jahr verteilt, so dass sich hier, wie schon im Jahr 1873 (vgl. Abb. 4.8), keine Veränderung der Jahreszeitenamplitude ergibt.

Die Niederschlagssumme ist gegenüber dem Erwartungswert um ca. 10% erhöht, wobei jedoch keine ausgeprägten trockenen oder feuchten Perioden auffallen.

Abb. 4.13 zeigt für das Jahr 1986 im Februar eine ausgeprägte negative Temperaturanomalie, entsprechend einem kalten Spätwinter. Allerdings finden sich über das ganze Jahr längere Perioden von positiver Temperaturanomalie (insbesondere Juni und August), so dass der Erwartungswert erreicht wird. Die Jahreszeitenamplitude hat sich nicht stark verändert, da der Winter nicht durchgängig kalt war (relativ warmer Januar) und umgekehrt im Sommer (Juli) ebenfalls kühlere Perioden auftraten.

Die Jahresniederschlagssumme liegt über dem Erwartungswert, wobei im wesentlichen der milde Januar und das Frühjahr zu den zusätzlichen Niederschlägen beigetragen haben.

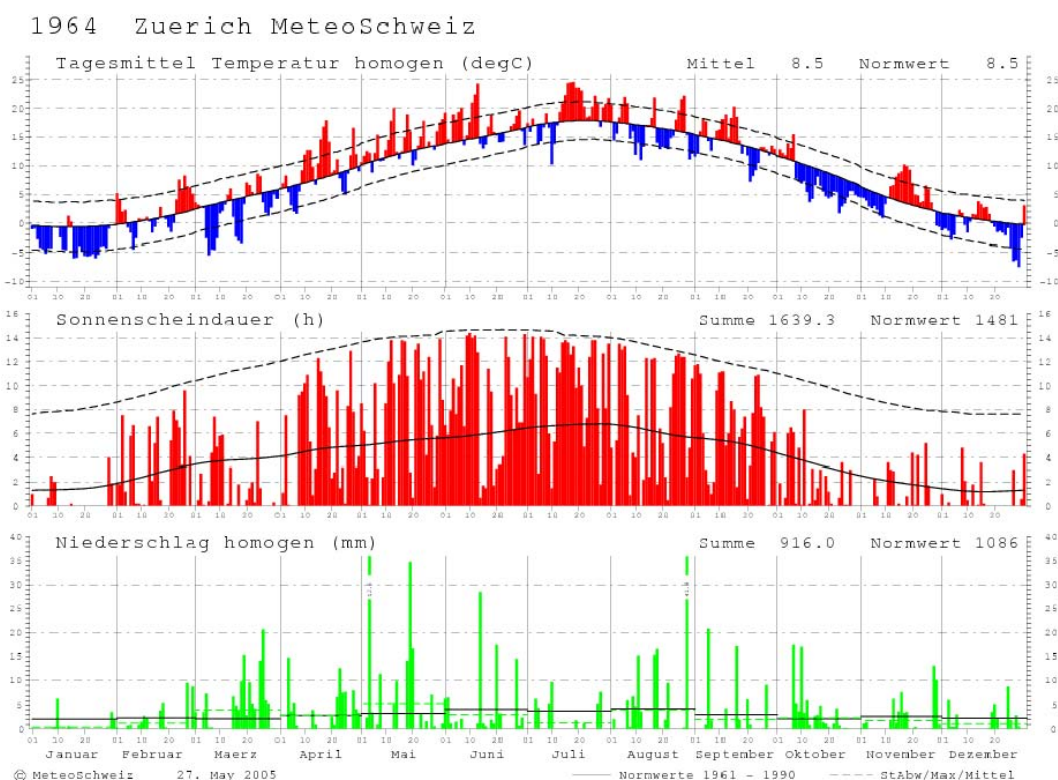


Abbildung 4.11: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1964, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

Fazit: selbst wenn die Jahresmitteltemperatur den Erwartungswert trifft, heißt das noch nicht zwingend, dass es sich das Wetter dieses Jahres an das Klimadiagramm annähert. In Abb. 4.6–4.13 finden wir folgende Fälle:

- die Temperatur schwankt nur geringfügig um den Erwartungswert und es treten keine längeren Perioden mit zu hohen oder niedrigen Temperaturen auf, z.B. Jahre 1873 und 1979. Da die Anomalien gleichmäßig über das Jahr verteilt sind, wird der Jahreszeitengang der Temperatur nicht verstärkt.
- die Temperatur schwankt nur geringfügig um den Erwartungswert, allerdings treten jetzt längere Perioden auf, in denen die Anomalie ein einheitliches Vorzeichen hat. Je nach Verteilung dieser Perioden kann der Jahresgang der Temperatur gedämpft werden (kalter Sommer und warmer Winter, z.B. 1923), verstärkt werden (kalter Winter und warmer Sommer, z.B. 1865) oder verzerrt werden (z.B. kalter Winter mit warmem Frühjahr oder umgekehrt).
- haben viele Anomalien eine große Amplitude, so treten diese in der Regel im Block auf, d.h. es kommt zu einer ausgeprägten kalten oder warmen Periode. In diesem Fall ist ein Einfluss auf den Jahreszeitengang wahrscheinlich. Die Erfordernis der Blockung für das Auftreten großer Anomalien ist ein Hinweis auf die 'Trägheit' der Wettersysteme oder Wetterlagen. Diese Trägheit bietet umgekehrt übrigens auch einen Schutz vor bösen Überraschungen.

Die Tatsache, dass der Erwartungswert für die Jahresmitteltemperatur getroffen wurde, garantiert nicht, dass auch der Erwartungswert der Niederschlagssumme erreicht wird. In den obigen Beispielen lagen die Abweichungen in der Regel im Bereich von 10%, lediglich im Jahr 1865 mit seinem kalten Spätwinter und milden Frühjahr wurde der Erwartungswert deutlich unterschritten. Von den hier gezeigten Daten ist dieses Jahr auch das einzige, in dem es Monate gab, in denen keine Niederschläge fielen.

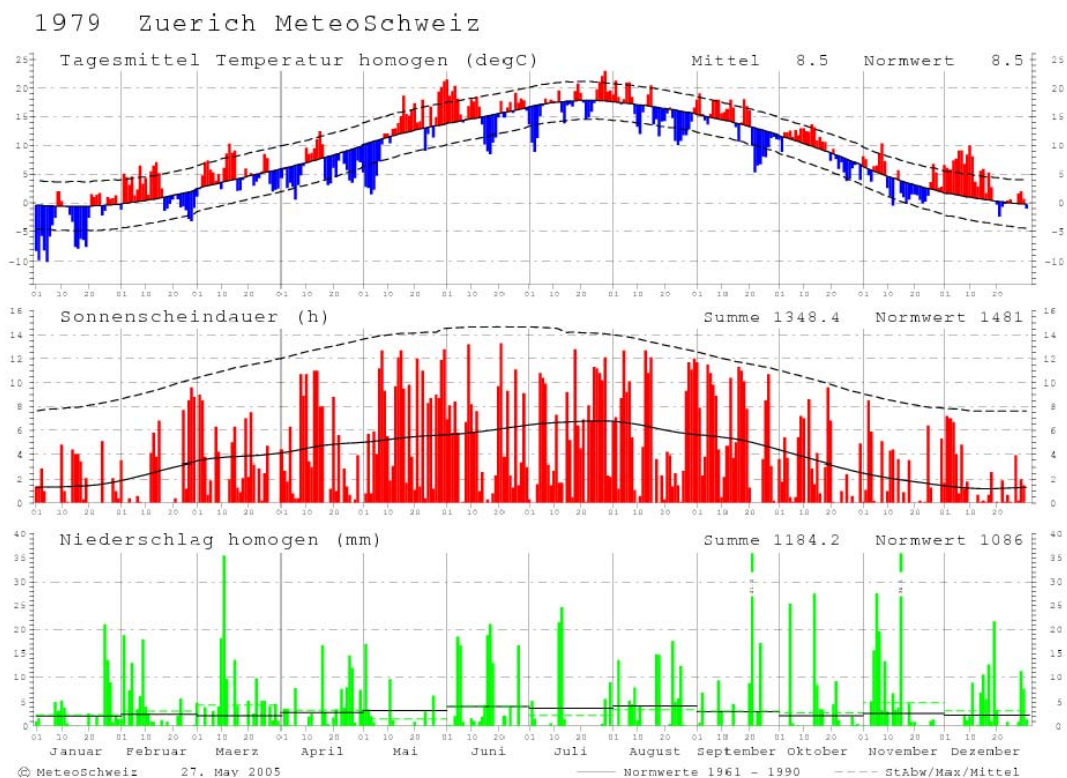


Abbildung 4.12: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1979, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

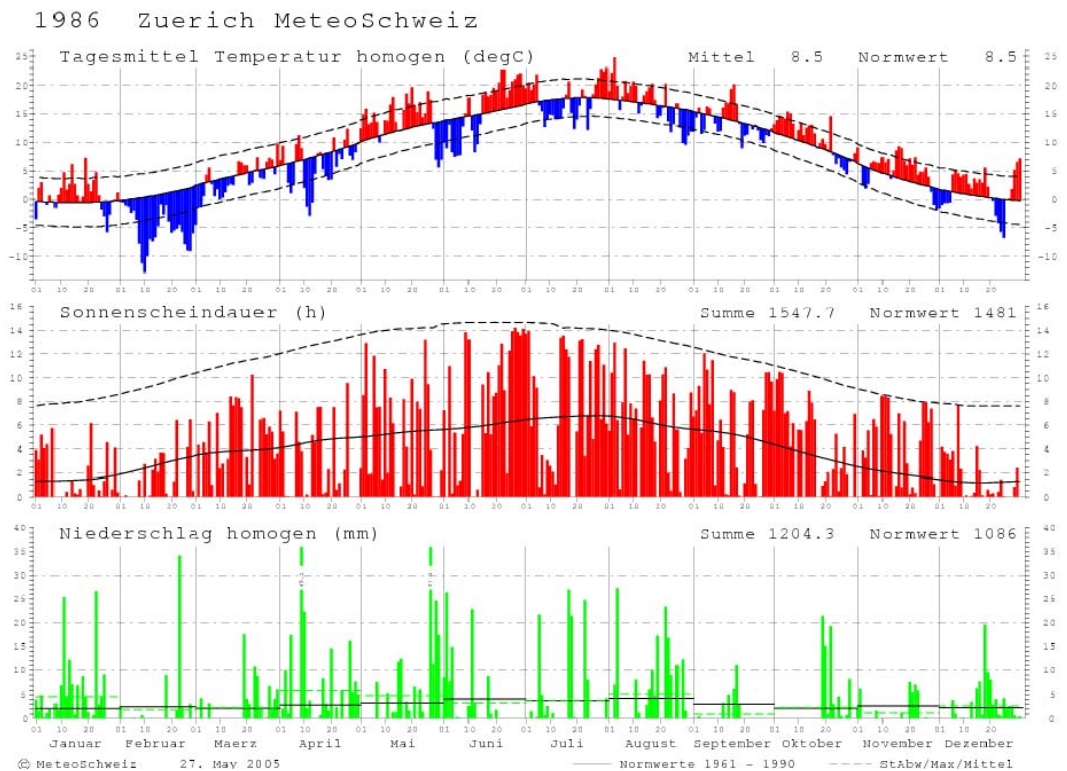


Abbildung 4.13: Wetter vs. Klima für Zürich im Jahr 1986, [http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf\\_observations.shtml](http://www.meteoschweiz.ch/nccr/Projects/Seasonal/Observations/sf_observations.shtml)

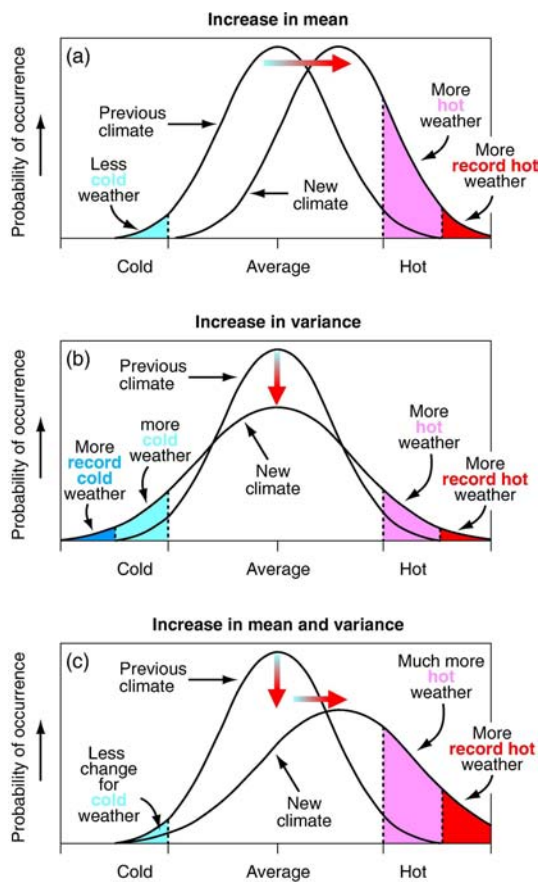


Abbildung 4.14: Möglichkeiten für Klimaänderungen [146]

Auch wenn wir in diesem Abschnitt Abweichungen vom Klima versucht haben zu klassifizieren, sollten wir trotzdem die folgende Mahnung im Hinterkopf behalten. Vielen Menschen

... erscheint Klima wie ein Spielautomat, der verlässlich nach fixen Wahrscheinlichkeitsregeln verschiedene Geldmengen ausschüttet. Man kann sich darauf verlassen, dass zwar selten – aber doch ab und an – große Gewinne ausgeschüttet werden. Manche Spieler erwarten, irrationalerweise, nach einem großen Gewinn (einem klimatischen Extrem) eine länger Durststrecke (klimatisch unauffällige Zeiten). Durch langes Beobachten von Spielergebnissen (Wetter) lassen sich Wahrscheinlichkeiten (für Normalzustände und Extreme) abschätzen und rationale Strategien auf der Basis erwarteter Verluste und Gewinne ableiten. [291]

### 4.3 Klimaänderungen

Die Frage nach möglichen anderen Klimaparametern in Abschn. 4.1.4 kann auch als Denkschema verwendet werden, um zu verstehen, wie Klimaänderungen funktionieren bzw. eingeschätzt werden können. In den Beispielen in Abb. 4.4–4.13 haben wir außerdem schon einige Abweichungen der Witterung vom Klima kennen gelernt: eine Verschiebung des Mittelwertes gegenüber dem Erwartungswert zu höheren oder niedrigeren Werten sowie die Variabilität in Stärke und Verteilung der Streuung um den Erwartungswert.

In Analogie zu diesen Möglichkeiten der Abweichung der Witterung gegenüber dem Klima können wir verschiedene Möglichkeiten für Klimaänderungen angeben, vgl. Abb. 4.14. Diese Abbildung erinnert noch einmal deutlich daran, dass Klima sich nicht auf die Angabe eines Mittelwertes beschränken sollte sondern stets ein Mittelwert zusammen mit einer Standardabweichung angegeben werden muss. Da die Abbildung vom IPCC erstellt wurde, wird in

ihr nur die Möglichkeit der Klimaerwärmung betrachtet: für eine mögliche Abkühlung gelten Sinn gemäß die gleichen Aussagen, nur eben mit umgekehrtem Vorzeichen.

Im oberen Teilbild ist die einfachste Möglichkeit einer Klimaänderung gegeben: der Mittelwert verschiebt sich wobei die Verteilung der Messwerte um den Mittelwert erhalten bleibt. Der anthropogene Treibhauseffekt wird, zumindest in der öffentlichen Darstellung, in der Regel in dieser Variante diskutiert. Durch die Verschiebung der Verteilung erhöht sich die Zahl der Tage mit hohen Temperaturen während sich die Zahl der Tage mit niedrigen Temperaturen verringert: Sommer und Winter werden beide wärmer.

Eine andere Variante der Klimaänderung betrifft nur die Abweichung der Werte vom Mittelwert: im mittleren Teil von Abb. 4.14 ist die Zunahme der Varianz bei gleich bleibendem Mittelwert dargestellt. In der Folge wird das Klima extremer: es treten mehr Tage mit ungewöhnlich kaltem aber auch mehr Tage mit ungewöhnlich warmen Wetter auf. In der Konsequenz können die Winter kälter und die Sommer wärmer werden, d.h. die Jahresamplitude der Temperatur wird größer. Außerdem nimmt die Wahrscheinlichkeit für Extremereignisse zu.

Der umgekehrte Fall, eine Verringerung der Varianz bei gleich bleibendem Mittelwert, führt zu einer geringeren Zahl sehr kalter bzw. sehr warmer Tage, so dass die Winter im allgemeinen milder und die Sommer kühler werden: die Amplitude im Jahresgang der Temperatur wird gedämpft.

Im unteren Teilbild treten beide Effekte gemeinsam auf: der Mittelwert der Verteilung verschiebt sich zu höheren Werten und die Varianz nimmt zu. Dadurch nimmt die Zahl der kalten Tage weniger stark ab als bei einer Verschiebung des Mittelwertes alleine, die Zahl der sehr heißen Tage dagegen nimmt jedoch deutlich stärker zu: die Winter werden kaum wärmer während die Sommer deutlich wärmer werden. Dadurch wird der Jahreszeitengang stärker betont.

Würde die Verschiebung der Verteilung zu höheren Werten mit einer Verringerung der Varianz einher gehen, so würden wir stattdessen deutlich mildere Winter mit nur etwas wärmeren Sommern erhalten: die Amplitude des Jahresgangs wäre gedämpft.

Nach heutigem Verständnis wissen wir noch nicht genau, ob sich nur der Mittelwert verschieben wird oder auch die Streuung. Allerdings legen nahezu alle Klimamodelle nahe, dass es regional große Unterschiede in der Ausprägung der Temperaturzunahme geben wird – und damit werden sich auch Wettersysteme und deren Zugbahnen verschieben. Allerdings gibt es hierfür noch keine einheitlichen Ergebnisse und auch keine einfache Darstellung.

### 4.3.1 Klimaextreme und Extremereignisse

Mit der Veränderung des Klimas kann also auch eine Zu- oder Abnahme des Auftretens von Klimaextremen verbunden sein. Für die öffentliche Diskussion sind diese häufig bestimmend: da kleine Temperaturänderungen über Dekaden für den Menschen nicht wahrnehmbar sind, werden häufig Klimaextreme als Evidenz für einen Klimawandel angeführt. Beispiele sind die Oderflut 1995 als Jahrhundertflut, die Elbeflut 2002 als Jahrtausendflut, der Rekordsommer 2003, der Rückgang der Gletscher oder die Zunahme der Hurrikanhäufigkeit. Eine etwas umfassender Liste von Wetterereignissen findet sich für das 20. Jahrhundert unter [http://de.wikipedia.org/wiki/Liste\\_von\\_Wetterereignissen\\_im\\_20.\\_Jahrhundert/1900er](http://de.wikipedia.org/wiki/Liste_von_Wetterereignissen_im_20._Jahrhundert/1900er) bis [http://de.wikipedia.org/wiki/Liste\\_von\\_Wetterereignissen\\_im\\_20.\\_Jahrhundert/1990er](http://de.wikipedia.org/wiki/Liste_von_Wetterereignissen_im_20._Jahrhundert/1990er); das Interesse der Versicherungswirtschaft an solchen Ereignissen greift auch schon auf die Forschungseinrichtungen [220] und die meteorologischen Institute an Universitäten über, wie <http://www.met.fu-berlin.de/~stefan/wetterereignisse.html> dokumentiert. Wetterdienste bieten normalerweise ebenfalls eine Besprechung der zurück liegenden Wetterereignisse an, z.B. <http://www.meteoschweiz.ch/web/de/wetter/wetterereignisse.html>. Im Jahr 2006 war der Tag der Meteorologie (32.3.2006) übrigens dem Thema ‘Umgang mit Naturgefahren’ gewidmet ([http://www.meteoschweiz.ch/web/de/meteoschweiz/medienmitteilungen/letzte\\_12\\_monate/umgang\\_mit\\_naturgefahren.html](http://www.meteoschweiz.ch/web/de/meteoschweiz/medienmitteilungen/letzte_12_monate/umgang_mit_naturgefahren.html)).

Allerdings ist eine Bewertung dieser Extremereignisse problematisch. Extremereignisse

sind deshalb Extremereignisse, weil sie selten sind. Daher rühren ja auch Bezeichnungen wie Jahrhundert- oder Jahrtausendflut. Damit ist die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens gering. Aber eine geringe Wahrscheinlichkeit des Auftretens schließt, ganz entsprechend der oben gegebenen Mahnung, nicht aus, dass innerhalb relativ kurzer Zeit zwei Extremereignisse aufeinander folgen.<sup>10</sup> Also gilt auch hier: auch wenn der Mensch diese Extremereignisse gerne als Zeichen interpretieren möchte, die Statistik gibt dies in der Regel nicht her. Stattdessen wäre auch hier eine wesentlich längere Zeitreihe erforderlich – und dabei erweist sich manchmal das menschliche Gedächtnis als recht trügerisch, denn schon Goethe stellte fest, dass das Wetter früher sowieso viel besser war.

Die Verwendung von Extremereignissen als Indikatoren für Klimaänderungen ist also aus folgenden Gründen problematisch:

- die Dauer des menschlichen Gedächtnis ist zu begrenzt im Vergleich zu den erforderlichen Zeitskalen. Das wird schon aus Bezeichnungen wie Jahrhundert- oder Jahrtausendereignis deutlich.
- in der Wahrnehmung werden häufig das Extremereignis und die Folgen des Ereignisses vermischt: ein Hurrikan über Florida hat vor 40 Jahren auf einem kaum bebauten Landstrich keine nennenswerten Schäden hinterlassen. Damit hat er auch keine Spuren ins Gedächtnis gegraben. Ein schwächerer Hurrikan kann heute auf dem dicht bebauten Landstrich zu großen Schäden führen und wird damit als viel stärker wahrgenommen: früher war das alles nicht so schlimm, da knickte bloß mal 'ne Palme um – und heute sind schon wieder zwei Mobile-Home-Siedlungen völlig flach gelegt worden.
- nur Extremereignisse, die auch Schadensereignisse sind, werden dokumentiert – das gilt für historische Zeiten genauso wie für heute. Damals wurde in Kirchenbüchern dokumentiert, heute in den Massenmedien – erst wenn es sich um ein echtes Extrem handelt (oder wenn seine Behandlung Forschungsmittel verspricht) greift die Wissenschaft ein.
- Jahrhundertereignisse können, selbst wenn ihr Abstand im statistischen Mittel entsprechend ihrer Definition 100 Jahre beträgt, schnell aufeinander folgen oder es kann zwischen zwei aufeinander folgenden Jahrhundertereignissen ein Zeitraum von einigen Jahrhunderten vergehen.<sup>11</sup> Unser Problem ist eher die Datenbasis: zur Definition von Jahrhundertereignissen sollte man eine Statistik von vielleicht 20 solcher Ereignisse haben – aber wir haben keine 2000 Jahre zurück reichenden ordentlichen Aufzeichnungen.

### 4.3.2 Fingerabdruck-Methode

Extremereignisse liefern nicht schnell genug die Information, ob eine Klimaänderung bereits eingetreten ist oder nicht. Stattdessen versucht man den Ansatz der Fingerabdruck-Methode. Klimaänderungen sind nicht nur Änderungen des globalen Mittels sondern haben typische zeitliche und räumliche Muster. Diese Muster werden als Fingerabdruck bezeichnet. Unter der Annahme, dass anthropogene Klimaänderungen zu bestimmten Fingerabdrücken führen, sollten sich diese in den Messdaten identifizieren lassen.

<sup>10</sup>Ein sehr schönes Beispiel hierfür sind, da über einen langen Zeitraum dokumentiert, Sturmfluten an der Ostseeküste. Während Sturmfluten und Hochwasserschutz an der Nordseeküste ein bekanntes Phänomen sind, ist der moderne Mensch über die Existenz von Sturmfluten an der Ostseeküste überrascht. Selbst der Anlieger ist sich dieser Möglichkeit häufig nicht bewusst – trotz der Tatsache, dass auch an der Ostseeküste große Küstenabschnitte von Deichen geschützt werden. Die letzte große Sturmflut trat 1872 auf und hat es immerhin selbst bei Wikipedia zu einem eigenen Eintrag gebracht (<http://de.wikipedia.org/wiki/Ostseesturmflut.1872>). Sie existiert in den Köpfen nur noch als abstraktes Faktenwissen aber nicht mehr als, wenn auch vielleicht nur indirektes Erfahrungswissen nach dem Muster 'damals stand das Wasser bei uns bis unter die Stubendecke' oder 'nach der Flut haben wir dahinten vom Hügel die Boote abbergen müssen'. Also ist Sturmflut an der Ostsee sehr selten? Geht man zeitlich etwas weiter zurück, so sind vergleichbare Sturmfluten dokumentiert für 1625 und 1694, d.h. innerhalb eines Jahrhunderts gleich zweimal. Allerdings gab es zwischen diesen beiden Fluten und 1872 ebenso wie seit 1872 kein vergleichbares Ereignis. Sturmfluten sind, insbesondere an der Ostseeküste, ebenfalls ein meteorologisches Phänomen und, ebenso wie viele Starkregenereignisse oder Flusshochwasser, mit bestimmten Wetterlagen verbunden.

<sup>11</sup>Niedersächsische Elbanlieger bemerkten im Zusammenhang mit dem im Frühjahr 2006 die Pegelstände vom Jahrhunderthochwasser 2002 übertreffenden Elbehochwasser: 'Die Jahrhunderte werden auch immer kürzer'. Aber das ist genau das weiter oben erwähnte Glückspielproblem.

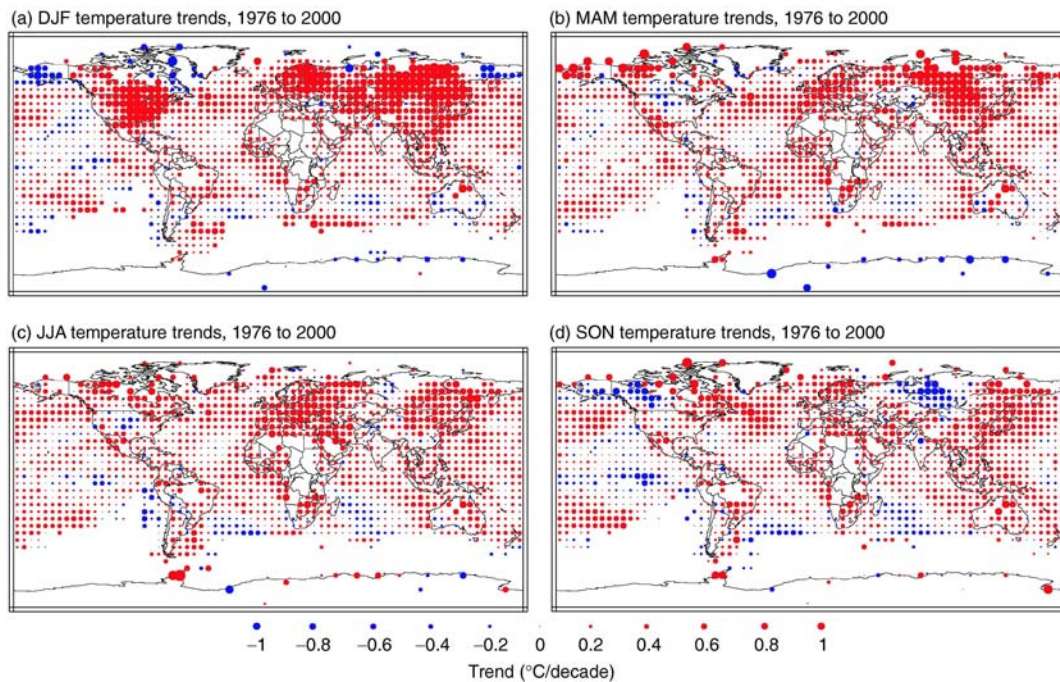


Abbildung 4.15: Beobachtete saisonale Temperaturtrends [146]

Ein typischer Fingerabdruck wäre z.B. die räumliche und Jahreszeitliche Variation von Temperaturänderungen wie in Abb. 4.15 dargestellt. Die Kürzel DJF, MAM, JJA und SON geben die Monate der entsprechenden Jahreszeiten.<sup>12</sup> Die größten Erwärmungstrends ergeben sich im Nordwinter über den Landmassen der Nordhemisphäre. Im Nordsummer ist dieser Trend weniger ausgeprägt, insbesondere scheint es im Herbst in teils Sibiriens eher einen Abkühlungs- als einen Erwärmungstrend zu geben, ebenso im Frühjahr und im Sommer in den zentralen Bereichen der USA.

Die Herausforderung an die Klimaforschung besteht jetzt darin, zu zeigen (a) dass derartige saisonale und regionale Muster von Klimaänderungen durch den anthropogenen Treibhauseffekt erzeugt werden und (b) dass nur der anthropogene Treibhauseffekt diese Muster erzeugt, eine andere Ursache für eine Klimaänderung dagegen auf einen anderen Fingerabdruck führen würde. Um so etwas zu untersuchen bedarf es verdammt guter und detaillierter Modelle – wir werden im nächsten Kapitel zumindest einen Blick auf die Klimamodellierung und einige Modellergebnisse werfen und auf diesen Punkt zurück kommen.

## 4.4 Zusammenfassung

Wir haben uns in diesem Kapitel mit dem Zusammenhang zwischen Wetter und Klima beschäftigt und festgestellt, dass die Beschreibung von Klima nicht nur die Mittelwerte der Klimaparameter enthalten sollte sondern ebenso die Streuung dieser Werte und Extremwerte. Auch Klimaänderungen sollten nicht ausschließlich als eine Veränderung eines Mittelwertes verstanden werden sondern können die Änderung des Mittelwertes und/oder die Änderung der Streuung um diesen Mittelwert sein. In der Diskussion von Klimadiagrammen haben wir ferner gesehen, dass Wetter und Witterung selbst in den Jahren, in denen die Jahresmittelwerte perfekt getroffen werden, erheblich sein können – und auch z.B. die landwirtschaftliche Nutzung beeinträchtigen können.

<sup>12</sup>Winter: DJF für Dezember, Januar, Februar; Frühling: MAM für März, April, Mai; usw.

## Fragen

**Frage 64** Erläutern Sie die Begriffe Wetter, Witterung und Klima und grenzen Sie diese gegeneinander ab.

**Frage 65** Welche Größen werden typischerweise in einem Klimadiagramm berücksichtigt?

**Frage 66** Erläutern Sie, warum es sinnvoll ist, bei einem Klimaparameter zusätzlich zum Mittelwert auch die Streuung und die Extrema anzugeben.

**Frage 67** Kann man auf der Basis der z.Z. vorhandenen Messungen Jahrhunderte- oder Jahrtausendereignisse zuverlässig identifizieren und ihre Stärke angeben?

**Frage 68** Wenn die Elbe innerhalb von fünf Jahren zwei Jahrhunderthochwasser produziert, darf man das als Hinweis auf eine Zunahme von Extremereignissen interpretieren? Ab wie vielen ‘Jahrhundertereignissen’ würden Sie statistisch auf Hinweis auf Klimaänderung plädieren?

**Frage 69** Erläutern Sie Möglichkeiten für Klimaänderungen.

## Projektvorschlag

Das erste Projekt in diesem Kapitel beinhaltet ein bisschen Nachdenken über die statistische Beschreibung von Daten, das zweite ist reine Datenmanipulation und soll Ihnen helfen, die Probleme in der Interpretation von Messreihen abzuschätzen.

### 4.4.1 Klimatologie verbessert

Sie haben im Rahmen der Vorlesung gelernt, dass die Beschreibung von Klima durch einen Mittelwert alleine nicht ausreichend ist sondern dass man, insbesondere zur Bewertung von möglichen Veränderungen auch Standardabweichungen und Extrema mit berücksichtigen sollte.

Sehen Sie sich einige übliche Darstellungen meteorologischer Parameter an (z.B. beim Deutschen Wetterdienst DWD unter <http://www.dwd.de/de/FundE/Klima/KLIS/daten/stat-info/index.htm>; die Daten aus der Schweiz finden Sie unter [http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/aktueller\\_klimaverlauf/jahresverlaeufe\\_seit1959.html](http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/aktueller_klimaverlauf/jahresverlaeufe_seit1959.html)). Versuchen Sie, aus den einfachen Zeitreihen weitere, z.B. für die landwirtschaftliche Nutzung relevante Klimadaten zu konstruieren – für Ideen können Sie bei MeteoSwiss oder beim DWD auch die Seiten zum Agrarwetter konsultieren. Zur Identifikation geeigneter Parameter sind die MeteoSwiss-Daten auf Grund der guten Zeitauflösung sicherlich hilfreich, allerdings gibt es meines Wissens in digitaler Form wieder nur die Monatsmittel, [http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimaentwicklung/homogene\\_reihen.html](http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimaentwicklung/homogene_reihen.html). Bedenken Sie, dass diese Parameter nicht nur einen Sinn für den Nutzer haben sollten, sondern (a) es möglich sein muss, diese Parameter nach einem formalisierten Verfahren aus den Daten zu bestimmen und (b) dieser Parameter ‘treffsicher’ sein muss: er darf weder zu häufig einen falsch positiven Alarm auslösen noch zu häufig die problematischen Wettersituationen übersehen.

Klimanormwerte finden Sie zum Vergleich unter <http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimanormwerte/tabellen.html>.

### 4.4.2 Nachweis von Klimaänderungen

Der Trend in der globalen Mitteltemperatur in Abb. 1.6 ist recht eindeutig – auch wenn seine Interpretation nicht ganz einfach ist. Ein vergleichbarer Trend ist auch in den über die Schweiz gemittelten Daten in Abb. 4.3 zu sehen. Wir werden in Kap. 5 sehen, dass die Klimaänderungen jahreszeitlich variabel sind.

Verwenden Sie die Monatsmittel der entsprechenden Messreihe (zu finden unter [http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimaentwicklung/homogene\\_reihen.html](http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimaentwicklung/homogene_reihen.html)). Überprüfen Sie, ob Sie durch Mittelung über alle Stationen den Trend in Abb. 4.3 verifiziert



kriegen. Vergleichen Sie die Messreihen der einzelnen Stationen (jeweils unter Verwendung des Jahresmittelwertes) mit dem Trend für die gesamte Schweiz. Gibt es regionale Unterschiede und wenn ja, sind die statistisch signifikant? Nebenfrage: wie definieren Sie statistische Signifikanz? Untersuchen Sie jetzt auf der Basis von Monatsmitteln (oder saisonalen) Mitteln, ob Sie in diesen über die Gesamtschweiz gemittelt eine Tendenz für Unterschiedliche Temperaturverläufe zu den verschiedenen Jahreszeiten erkennen können. Überprüfen Sie wieder, ob dies statistisch signifikant ist. Bewerten Sie Ihre Ergebnisse. Können Sie durch geschicktere Datenaufbereitung (gleitende Mittel, Mittelung über längere Zeiträume) zu besseren Aussagen gelangen? Welche Information verlieren Sie bei einem solchen Verfahren?

Anmerkung: Sie können das ganze auch für Deutschland, Europa oder eine andere Nation machen, Sie müssen nur die Daten irgendwo im Netz finden.

### 4.4.3 Low Risk High Impact Problematik

Frage 67 befasst sich mit der (Un)Möglichkeit der Identifikation von Jahrhundert- oder Jahrtausendereignissen aus einem Datensatz, der nur ungefähr 1 1/2 Jahrhunderte umfasst. Derartige Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, dass Sie selten sind, wenn sie aber eintreten ein hohes Schadenspotential haben. Ereignisse mit derartigen Eigenschaften werden auch als Low Risk High Impact Events bezeichnet.

Nach heutigem Verständnis gilt das Versiegen des Golfstroms in der Folge einer Klimaerwärmung als ein Low Risk High Impact Event: die Wahrscheinlichkeit, dass es eintritt, ist sehr gering (aber es ist eben nicht ausgeschlossen), die Folgen unterscheiden sich aber doch sehr stark von dem Erwartungswert: ein vergletschertes Nord- und Mitteleuropa ist doch etwas anderes als abschmelzende Alpengletscher.

Low Risk High Impact Szenarios treten nicht nur in der Analyse/Vorhersage von Wetter- und Klimaereignissen auf sondern in vielen Bereichen der Geowissenschaften aber auch in den Wirtschafts- und Sozialwissenschaften. Suchen Sie einfache Beispiele und stellen Sie diese dar.

Auftretenswahrscheinlichkeiten für Ereignisse bestimmen wir normalerweise als das Verhältnis aus guten Versuchsausgängen zur Gesamtzahl der möglichen Versuchsausgänge. Bei einer idealen Münze oder einem idealen Würfel lässt sich das einfach erreichen, da die Zahl der Versuchsausgänge bekannt ist und alle Ausgänge als gleich wahrscheinlich betrachtet werden können. Bei einem realen Würfel oder einer realen Münze dagegen müssen wir experimentell vorgehen: um sicher zu gehen, würfeln wir einige hundert mal oder häufiger und bestimmen daraus die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der einzelnen Augenzahlen.

Seltene Ereignisse entziehen sich diesem Ansatz. In einem natürlichen System kennen wir häufig nicht alle möglichen Versuchsausgänge. Außerdem können wir nicht davon ausgehen, dass die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Versuchsausgänge gleich sind. Je länger eine Beobachtungsreihe andauert, um so mehr der immer selteneren Ereignisse treten daher zu Tage. Die ersten Ansätze, mit seltenen Ereignissen umzugehen, starten daher von einer Poisson-Verteilung, wie 1898 von Bortkiewicz [33] für solche Situationen vorgeschlagen.

Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie nicht nur Beispiele für diese Low Risk High Impact Events vorstellen sondern auch die Grundzüge ihrer mathematischen Behandlung. Bei vielen Web verfügbaren Beispielen ist diese skizziert bzw. Sie finden dort die notwendigen Stichworte. Eine sehr umfangreiche mathematische Einführung geben Falk et al. [85]: diese ist aber eher zum Nachschlagen oder Auffinden von Stichworten geeignet als dass sie sich mal so eben durchlesen lässt.

## Literaturhinweise

Die möglichen Definitionen von Klima sind am Anfang des Kapitels bereits aufgelistet; bei Interesse können Sie den dort gegebenen Zitaten folgen. Als leichte Lektüre zum Problem Klima, Klimavariabilität und die Wahrnehmung von Variabilität und Extremen kann von Stehr und von Storch [291] dienen.

# Kapitel 5

## Klimamodelle

Dieses Kapitel ist das umfangreichste im Skript; es ist auch das formalste Kapitel: zum einen ist Modellierung ohnehin ein formaler Prozess, zum anderen müssen wir eine größere Zahl physikalischer Grundgesetze und Stoffkreisläufe zusammen fassen, bevor wir diese in einem Modell berücksichtigen können. Das Kapitel beginnt mit einer Vorstellung ganz einfacher, von Hand gestrickter Modelle. Darauf aufbauend werden die Grundzüge komplexerer Modelle, insbesondere der heute zur Klimasimulation verwendeten gekoppelten Ozean-Atmosphäre-Modelle vorgestellt.

Da die solare Einstrahlung bzw. genauer die Ungleichverteilung der absorbierten Sonnenenergie der Motor der Zirkulationssysteme und damit auch bestimmend für Wetter und Klima ist (vgl. Kap. 3, ist ein Klimamodell in erster Linie ein Energietransportmodell. Die physikalischen Grundlagen des Energietransports nehmen daher in diesem Kapitel eine breite Rolle ein. Nach einigen kurzen Vorbemerkungen zur Modellierung in Abschn. 5.1 werden wir uns daher mit Energietransportmechanismen beschäftigen. Die Sonne stellt die Energie als elektromagnetische Strahlung zur Verfügung; der einzige Energieverlustprozess der Erde in den Weltraum erfolgt ebenfalls in Form elektromagnetischer Strahlung.

Da diese elektromagnetische Strahlung für die Energiebilanz der Erde von entscheidender Bedeutung ist, werden wir uns in Abschn. 5.2 zuerst mit der Beschreibung von Strahlungsfeldern und den Strahlungsgesetzen beschäftigen. Mit Hilfe eines einfachen Modelles können wir dann bereits die Effektivtemperatur der Erde abschätzen und eine physikalische Erklärung des Treibhauseffektes liefern. In den folgenden Abschnitten werden wir dieses Modell erweitern.

In Abschn. 5.3 werden wir optisch dicke und dünne Schichten einführen und daraus ein einfaches Modell des Strahlungstransports entwickeln. Dieses wird es uns erlauben, aus der im voran gegangenen Abschnitt bestimmten Effektivtemperatur die Bodentemperatur abzuschätzen. Auch werden wir das Konzept der grauen Atmosphäre kennen lernen, mit dessen Hilfe wir eine gute Näherung an realistische, d.h. also nicht als schwarze Körper strahlende Atmosphären vornehmen können.

In Abschn. 5.4 werden wir die Konvektion als zusätzlichen Energietransportmechanismus einführen, da das Strahlungstransportmodell in Abschn. 5.3 höhere Bodentemperaturen und einen steileren Temperaturgradienten liefert als beobachtet und ein weiterer Mechanismus benötigt wird, um Wärme vom Boden in höhere Atmosphärenschichten zu transportieren.

Ebenfalls mit der Bewegung von Materie verbunden ist der Transport latenter Wärme, wie in Abschn. 5.5 genauer beschrieben. In Abschn. 5.6 werden diese Prozesse in einer Energiebilanz der Atmosphäre zusammen geführt. Die weiteren fundamentalen Gleichungen zur Beschreibung der Atmosphäre werden in diesem Kapitel aus Zeitgründen nicht besprochen. Stattdessen finden Sie eine ausführliche Diskussion der Bewegungsgleichung und der barometrischen Höhenformel in Anhang B; dort sind auch die anderen für die Klimamodellierung erforderlichen Gleichungen zusammen gefasst.

Dieser Gleichungssatz wäre eigentlich ausreichend, um ein Klimamodell zu erstellen. Heutige Klimamodelle werden jedoch meist unter dem Gesichtspunkt der Vorhersage von Klima bzw. Klimaänderungen unter der Randbedingung sich verändernder Spurengaskonzentrationen entwickelt und betrieben. Um diesen Aspekt berücksichtigen zu können, werden wir in Abschn. 5.7 kurz die wichtigsten treibhauswirksamen Spurengase TWS und ihre Stoffkreisläufe diskutieren. Dies erlaubt auch eine Abschätzung der relativen Bedeutungen der einzelnen Gase und damit der Effizienz möglicher Gegenmassnahmen.

Eine weitere wichtige Komponente in der Klimamodellierung ist der Ozean. Er trägt nicht nur, wie in Kap. 3 dargestellt, zum Energietransport zwischen Äquator und Pol bei, sondern ist auch als Speicher für Spurengase ebenso wie als Wärmespeicher im Klimasystem von Bedeutung. Daher sind heutige Klimamodelle stets gekoppelte Ozean–Atmosphäre Modelle wie in Abschn. 5.9 dargestellt.

Im Rahmen dieses Kapitels werden wir am Rande auch zweimal auf die Besonderheiten der Stadt eingehen; in Abschn. 5.5.9 auf die Stadt als Wärmeinsel mit ihren Auswirkungen auf das lokale Klima (und den Problemen bei der Bestimmung von Klimatrends) sowie in Abschn. 5.7.1 auf die mit Städten verbundenen Stoffeinträge in die Atmosphäre.

## 5.1 Vorbemerkung Modellierung

In der Modellierung wird eine mathematische Beschreibung eines Systems versucht. Bei der Modellierung zu beachten sind die Fragen, ob das System abgeschlossen ist (bzw. wie groß die Einhüllende um das System gewählt werden sollte) und ob es innerhalb des Systems Rückkopplungen gibt. In einem komplexen System wie dem Klimasystem lassen sich letztere kaum vermeiden. Für das Klimasystem gilt:

- Ist das Klimasystem abgeschlossen?  
Nein, nicht wenn man nur die Atmosphäre oder das System Atmosphäre/Ozean/feste Erde betrachtet. Dieses System ist offen, da die Sonne als externe Energiequelle fungiert. Aber auch zum Boden/Ozean/Eis hin ist das Klimasystem nicht abgeschlossen, da Energie und Materie ausgetauscht werden können, vgl. Abb. 5.1.
- Hat das System interne Rückkopplungen?  
Ja, insbesondere zwischen Ozean und Atmosphäre gibt es Rückkopplungen – und diese müssen nicht zwingend zu einer Stabilisierung des Systems führen.

Ein einfaches Beispiel für eine positive Rückkopplung, d.h. eine Situation, in der ein Störsignal nicht gedämpft sondern verstärkt wird, ist das Eis–Albedo–Feedback. Betrachten wir ein teilweise mit Eis bedecktes Gebiet, z.B. eine Meeresbucht in hohen Breiten, ein Gletscher tut es aber auch. Nehmen wir als Störsignal eine Periode geringer Temperatur. Dann schmilzt weniger Eis, d.h. eine größere Fläche hat eine hohe Albedo. Auf Grund der hohen Albedo wird jedoch ein größerer Anteil an Sonnenstrahlung reflektiert, die Region kühlt sich weiter ab und das Eis wächst. Bei einem warmen Störsignal würde der umgekehrte Effekt auftreten: das Eis schmilzt, die Albedo steigt, es wird mehr Sonnenenergie absorbiert und die Gegend erwärmt sich.

Eine negative Rückkopplung dagegen bewirkt eine Stabilisierung des Systems. Ein Beispiel ist die Druck–Temperatur–Rückkopplung: eine erhöhte Luftbewegung führt zu einer Verstärkung der Meereströmungen. Dadurch werden Temperaturunterschiede im Ozean besser ausgeglichen, so dass es an der Meeresoberfläche keine thermischen Druckunterschiede mehr gibt und damit auch keine antreibenden Kräfte für die Luftbewegungen.

Modellierung kann verschiedene Anwendungen haben. Sie kann verwendet werden, um ein System zu untersuchen, das zu komplex ist, um es experimentell zu realisieren. Hat man ein funktionierendes Modell eines Systems, so kann dieses zur Vorhersage zukünftiger Zustände verwendet werden (z.B. Wettervorhersage, Vorhersagen im Bezug auf Klimaänderungen).

Um ein Modell für Vorhersagen verwenden zu können, muss es, wie jedes Modell, genau getestet werden. Klimamodelle werden an ihrer Fähigkeit, aktuelle oder vergangene Zustände

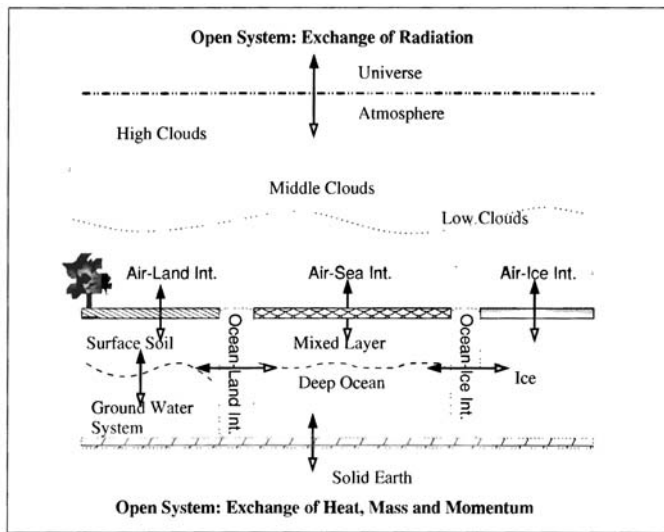


Abbildung 5.1: Das Klimasystem als offenes System [282]

Solarkonstante $S_{\odot}$	1370 W/m <sup>2</sup>	Tabelle 5.1: Energieflüsse im System Erde-Atmosphäre [316]
Solare Einstrahlung (pro m <sup>2</sup> Erdoberfläche)	ca. 342 W/m <sup>2</sup>	
Wind und Meereströmungen	ca. 4 W/m <sup>2</sup>	
Geothermischer Wärmefluss	ca. 0.07 W/m <sup>2</sup>	
Gezeiten	ca. 0.035 W/m <sup>2</sup>	
Photosynthese	ca. 0.1 W/m <sup>2</sup>	
Mensch	ca. 120 W	
Energieverbrauch BRD (kommerz. Energieträger)	ca. 1.6 W/m <sup>2</sup>	

des Klimasystems reproduzieren zu können, gemessen.<sup>1</sup> Erst dann ist es möglich, Vorhersagen für den Fall veränderter Parameter oder Randbedingungen (z.B. verdoppelter Kohlendioxidgehalt) zu machen. Eine transiente Vorhersage zu machen, d.h. eine Aussage, wie sich das Klima bei zunehmendem Gehalt an TWS entwickeln wird, ist dagegen schwieriger. Zwar lässt sich diese Vorhersage für eine vorgegebene zeitliche Variation der TWS erzeugen. Die Vorhersage der Entwicklung der TWS Konzentrationen in der Atmosphäre dagegen erfordert ein weiteres Modell: sozio-ökonomisch im Hinblick auf die Emission von TWS, (geo-)physikalisch zur Beschreibung der Entfernung von TWS aus dem System.

Heute werden Klimamodelle vielfach unter dem Aspekt der Prognose anthropogener Einflüsse auf die Atmosphäre entwickelt. Allerdings bestimmt nicht immer nur die Physik die Auswahl der Prozesse und der Parameter, die in einem Klimamodell zu berücksichtigen sind. Da ein Modell ohne Validierung nicht sinnvoll ist, können auch nur solche Parameter bzw. Prozesse berücksichtigt werden, deren Modellierung sich durch Vergleich mit den Beobachtungen validieren lässt. Für die Parameterauswahl gelten also die folgenden Kriterien:

**Definition 10** Die Parameterauswahl in einem Klimamodell ist bestimmt durch den Einfluss auf die Anthroposphäre (Prognose) und die Beobachtbarkeit/Verfügbarkeit von Zeitreihen (Tests).

Als Randbedingung für Modellierung können wir also festhalten: wenn ein Klimamodell anthropogene Einflüsse abschätzen soll, so sind diese (a) zu identifizieren und (b) zu quantifizieren.

Bevor wir jedoch über die schönsten Anwendungen eines Klimamodells spekulieren, sollten wir einen Schritt zurück treten und uns überlegen, welche Prozesse überhaupt in einem

<sup>1</sup>Ein Modell wird u.a. dadurch getestet, dass es aus beobachteten Randbedingungen beobachtete oder beobachtbare Zustände produzieren kann. Bei einem Klimamodell wären dies: (a) die globale Messreihe seit ca. 1960; (b) lokale Messreihen seit ca. 1860; (c) Klimaproxies (wie Kirschblüte oder zugefrorene Flüsse) seit ca. 1000 Jahren. Ein messtechnisches Problem ist dabei jeweils die Homogenität der Daten, vgl. Abb. 5.87.

Klimamodell berücksichtigt werden müssen. Wetter und seinen langfristigen Mittelwert Klima assoziieren wir mit Wind, Wolken und Regen. In Kapitel 3 haben wir allerdings auch gelernt, dass diese Phänomene einen Antrieb haben, nämlich die Ungleichverteilung der solaren Einstrahlung über die Erde. Ein Vergleich mit anderen Energieflüssen im System Erde–Atmosphäre wie in Tabelle 5.1 gegeben zeigt, dass die solare Einstrahlung der bedeutendste Energiefluss ist. Daher müssen Klimamodelle auf jeden Fall die solare Einstrahlung berücksichtigen.

## 5.2 Strahlungstransport als 0D-Modell

Der Antrieb aller atmosphärischen Vorgänge ist die solare Einstrahlung, beschrieben durch die Solarkonstante  $S_{\odot}$ . Daher ist in allen Klimamodellen Strahlungstransport der grundlegende physikalische Prozess.

Um ein System formal zu beschreiben, verwendet man Erhaltungssätze oder Bilanzgleichungen. Erhalten bzw. bilanziert werden dabei die Größen, die für das entsprechende Modell relevant ist. Für die Atmosphäre werden wir daher eine Strahlungsbilanz betrachten, d.h. eine spezielle Form einer Energiebilanz.

Nachdem wir die Zielgröße fest gelegt haben, müssen wir uns für die formale Beschreibung noch ein geeignetes Simulationsvolumen vornehmen. Für unsere erste Näherung entfernen wir uns erst einmal von unserem eigentlichen Studienobjekt, der Atmosphäre. Der wichtigste Energiefluss in die Atmosphäre ist nach Tab. 5.1 der Strahlungsstrom von der Sonne. Dieser erwärmt die Erde, da die Energie (zumindest teilweise) absorbiert wird. Aber diese absorbierte Energie muss auch irgendwie wieder von der Erde abgegeben werden, da sich die Erde sonst dauerhaft immer weiter erwärmen würde. Der die Erde umgebende Weltraum hat eine so geringe Dichte, dass alle an Materie gebundenen Wärmetransportprozesse wie Wärmeleitung oder Konvektion unerheblich sind. Also muss die Energie in der Form abgegeben werden, in der sie auch empfangen wurde: als elektromagnetische Strahlung. Daraus können wir ein erstes einfaches Modell konstruieren:

- die Zielgröße ist die Energie, in diese Fall wird als einzige Energieform Strahlungsenergie angenommen;
- das Simulationsvolumen ist die gesamte Atmosphäre ohne weitere räumliche Unterteilung; die Oberkante der Atmosphäre kann gleich der Erdoberfläche gesetzt werden.
- an der Oberkante der Atmosphäre wird ein Gleichgewicht aus einfallender und emittierter Strahlung gefordert, so dass der Atmosphäre weder Wärme zugeführt noch entzogen wird.

Als Ergebnisse werden wir aus diesem Modell eine Effektivtemperatur erhalten, d.h. die Strahlungstemperatur, die die Erde für einen Beobachter aus dem Weltraum hat.

Das Modell ist ein 0D Modell, da wir die Erde auf einen Massenpunkt reduzieren und in keine Richtung eine räumliche Koordinate benötigen.

Um dieses Modell aufzustellen, benötigen wir einige physikalische Grundlagen, insbesondere die Strahlungsgesetze.

### 5.2.1 Physikalische Grundlagen: Strahlungsgesetze

Aus der verbalen Beschreibung des Modells wird deutlich, welche physikalischen Grundgesetze benötigt werden: die, die die Emission und Absorption von Strahlung beschreiben.

Betrachten wir ein Flächenelement  $d\sigma$  in einem Strahlungsfeld, vgl. Abb. 5.2. Die *differentielle Intensität*  $I_{\nu}$  ist die Energiemenge, die pro Zeiteinheit von der Fläche  $d\sigma$  im Frequenzintervall  $d\nu$  unter dem Winkel  $\theta$  zur Flächennormalen  $\vec{n}$  in den Raumwinkelbereich  $d\Omega$  abgegeben wird:

$$dE_{\nu}(\theta, \phi) = I_{\nu}(\theta, \phi) d\nu \cos \theta d\sigma d\Omega . \quad (5.1)$$

Dabei ist  $d\sigma \cos \theta$  der Querschnitt des Strahlungsbündels. Bezieht man die spektrale Intensität nicht auf die Frequenz sondern auf die Wellenlänge, so gilt wegen  $c = \lambda\nu$  zunächst  $d\nu = -c/\lambda^2 d\lambda$ . Dann ist aber wegen  $I_{\nu} d\nu = -I_{\lambda} d\lambda$  auch  $\nu I_{\nu} = \lambda I_{\lambda}$ .

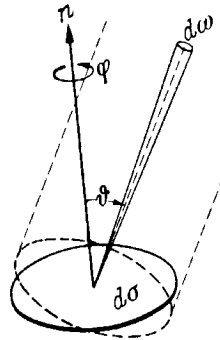


Abbildung 5.2: Zur Definition der differentiellen Intensität

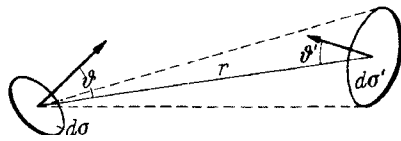


Abbildung 5.3: Zustrahlung zwischen zwei Flächenelementen

Die Gesamtstrahlung oder gesamte Intensität ergibt sich aus der differentiellen Intensität durch Integration über alle Frequenzen:

$$I = \int_0^{\infty} I_{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda. \quad (5.2)$$

Betrachte nun die von einem Flächenelement  $d\sigma$  einem zweiten Flächenelement  $d\sigma'$  im Abstand  $r$  pro Zeiteinheit zugestrahlte Energie  $dE$ . Wie aus Abbildung 5.3 ersichtlich, sollen die Normalen von  $d\sigma$  und  $d\sigma'$  dabei mit der Verbindungslinie  $r$  die Winkel  $\theta$  bzw.  $\theta'$  einschließen. Dann füllt  $d\sigma'$  von  $d\sigma$  aus gesehen den Raumwinkel  $d\Omega = \cos\theta' d\sigma'/r^2$ . Also gilt

$$dE = I_{\nu} d\nu \cos\theta d\sigma d\Omega = I_{\nu} d\nu \frac{\cos\theta d\sigma \cos\theta' d\sigma'}{r^2}. \quad (5.3)$$

Umgekehrt erfüllt  $d\sigma$  von  $d\sigma'$  aus gesehen den Raumwinkel  $d\Omega' = \cos\theta d\sigma/r^2$ , d.h. es ist auch

$$dE = I_{\nu} d\nu \cos\theta' d\sigma' d\Omega'. \quad (5.4)$$

Damit ist also die Intensität  $I_{\nu}$  unabhängig vom Ort des Beobachters, d.h. die Intensität der Sonnenstrahlung ist in unmittelbarer Nähe der Sonne genauso groß wie an der Erde oder am Neptun.

Das, was wir im Alltagssprachgebrauch häufig als Intensität im Sinne von Stärke einer Strahlungsquelle bezeichnen, ist der *Strahlungsstrom* bzw. die *Energiestromdichte* als die Gesamtstrahlung durch ein Flächenelement:

$$q_{\nu} d\sigma = \pi F_{\nu} d\sigma = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} I_{\nu} \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi d\sigma. \quad (5.5)$$

Dieser Strahlungsstrom lässt sich zweckmäßigerweise in einen nach oben und einen nach unten gerichteten Anteil zerlegen:

$$\begin{aligned} q^+ &= \pi F_{\nu}^+ = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I_{\nu} \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \quad \text{und} \\ q^- &= \pi F_{\nu}^- = - \int_{\pi/2}^{\pi} \int_0^{2\pi} I_{\nu} \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi, \end{aligned} \quad (5.6)$$

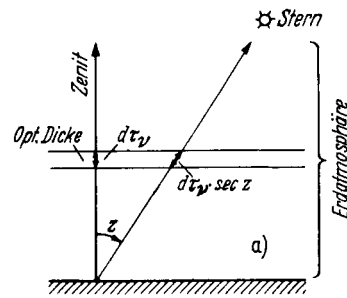


Abbildung 5.4: Zur Definition der optischen Tiefe

d.h., es gilt  $q_\nu = q_\nu^+ - q_\nu^-$ . Die Gesamtstrahlung ergibt sich daraus wieder durch Integration über alle Frequenzen:

$$q = \int_0^\infty q_\nu d\nu . \quad (5.7)$$

### Emission und Absorption

Nachdem wir hier die Begriffe zur Beschreibung elektromagnetischer Strahlung eingeführt haben, wollen wir jetzt die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie betrachten. Beim Durchgang von Strahlung durch Materie vermindert sich die Intensität der Strahlung, da ein Teil absorbiert wird, ein anderer Teil gestreut wird. Während bei der Absorption ein Lichtquant  $h\nu$  in eine andere Energieform (eventuell auch in ein anderes Quant  $h\nu'$ ) umgewandelt wird, wird bei der Streuung ein Lichtquant  $h\nu$  absorbiert und ein ebenso geartetes Lichtquant  $h\nu$  in beliebiger Raumrichtung emittiert, d.h. die Streuung bewirkt keine Energie- sondern nur eine Richtungsänderung. Zur quantitativen Beschreibung werden der *spektrale Absorptionskoeffizient*  $a_\nu$  und der *spektrale Streukoeffizient*  $s_\nu$  eingeführt. Die Summe der beiden Koeffizienten beschreibt die totale Abschwächung von Strahlung beim Durchgang durch Materie und wird als der *Extinktionskoeffizient*  $\kappa_\nu = a_\nu + s_\nu$  bezeichnet.

Der Elementarprozess der Absorption findet zwar auf molekularer bzw. atomarer Ebene statt, jedoch gibt Minnaert [213] ein einfaches, makroskopisches Analogon. Solange sich ein Wald nur über eine geringe Tiefe erstreckt, kann man in der Ferne noch den hellen Himmel zwischen den Baumstämmen hindurch sehen. Daher muss es eine einfache Relation geben, nach der ein bestimmter Teil des Lichts noch ungehindert zwischen den Baumstämmen durchgelassen werden kann. Nehmen wir nun an, dass die Bäume statistisch verteilt sind mit  $N$  Bäumen pro  $\text{m}^2$  (Dichte) und dass der Baumdurchmesser in Augenhöhe mit  $D$  (Wirkungsquerschnitt) angegeben werden kann.

Betrachten wir nun ein Bündel Lichtstrahlen der Breite  $b$ , das bereits eine Strecke  $l$  durch den Wald zurückgelegt hat. Von der ursprünglichen Intensität  $I_0$  ist jetzt nur noch  $I$  übrig. Laufen die Lichtstrahlen noch eine kurze Strecke  $dl$  weiter, so verringert sich die Intensität nochmals geringfügig um  $dI$ , wobei gilt

$$\frac{dI}{I} = -\frac{NDb dl}{b} = -ND dl . \quad (5.8)$$

Das Produkt  $ND$  aus der Dichte der Bäume und deren Durchmesser können wir dabei zum Extinktionskoeffizienten  $\kappa$  zusammenfassen.

Gleichung (5.8) gibt eine einfache Form für die Abschwächung der Intensität beim Durchgang durch eine Materieschicht der Dicke  $z$  bei einem Einfallswinkel  $\theta$  gegenüber der Normalen, formal korrekt beschrieben durch das *Bouger-Lambert-Beersches Gesetz*

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu ds = -\kappa_\nu I_\nu dz \sec \theta . \quad (5.9)$$

Um die Winkelabhängigkeit nicht immer explizit in das Absorptionsgesetz hineinstecken

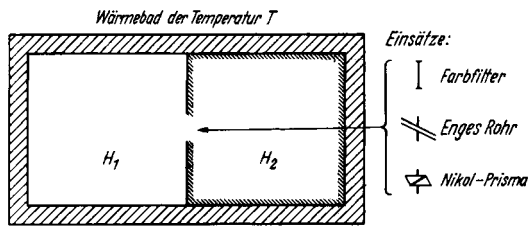


Abbildung 5.5: Schwarzer Strahler: Hohlraum im thermodynamischen Gleichgewicht

zu müssen, führt man die *optische Tiefe*  $\tau$  ein, vgl. Abb. 5.4:

$$\tau_\nu(s) = \int_0^s \kappa_\nu ds . \quad (5.10)$$

Eine Schicht der optischen Tiefe  $\tau_\nu = 1$  schwächt einen Strahl auf  $e^{-1} = 37\%$  seiner ursprünglichen Intensität ab. Eine Schicht mit  $\tau_\nu \gg 1$  wird als optisch dick bezeichnet, eine Schicht mit  $\tau_\nu \ll 1$  ist optisch dünn. Die optische Tiefe  $\tau$  wird häufig als ein Ersatz für die vertikale Koordinate verwendet.

Betrachten wir jetzt den Fall reiner Absorption, d.h. die von der Strahlung durchsetzte Schicht emittiert nicht selbst (die absorbierte Strahlung wird gleichsam verschluckt), so ergibt sich für die Intensität in der Tiefe  $z$ :

$$I(z) = I(0) \exp \left[ - \int_0^z \kappa_z dz' \sec \theta \right] = I(0) e^{-\tau_\nu(s)} . \quad (5.11)$$

Während in obiger Formel die absorbierte Strahlung verschwindet, ist im realen Fall davon auszugehen, dass die absorbierte Strahlung wieder abgestrahlt wird. Dazu wird der *spektrale Emissionskoeffizient*  $\epsilon_\nu$  eingeführt. Dann strahlt ein Volumenelement  $dV$  pro Zeiteinheit im Frequenzintervall  $d\nu$  in den Raumwinkel  $d\Omega$  die Energiemenge

$$I_\nu = \epsilon_\nu d\nu dV d\Omega , \quad (5.12)$$

d.h. die Ausstrahlung eines Volumenelements  $dV$  ist pro Zeiteinheit gegeben durch:

$$I = dV \int_0^\infty \int_\Omega \epsilon_\nu d\nu d\omega , \quad (5.13)$$

und damit im Falle der Isotropie der emittierten Strahlung:

$$I = dV 4\pi \int_0^\infty \epsilon_\nu d\nu . \quad (5.14)$$

Die *Strahlungsdichte*  $u_\nu$  ist die Strahlungsenergie pro Volumenelement. Durch die Fläche  $d\sigma$  wird unter dem Winkel  $d\theta$  pro Sekunde die Energiemenge  $I_\nu d\sigma \cos \theta d\Omega$  in den Raumwinkel  $d\Omega$  abgestrahlt. Mit  $ds$  als dem Wegelement entlang der Ausbreitungsrichtung ist ein Volumenelement gegeben als  $dV = ds d\sigma$ . In dieses Volumenelement fließt dann zu jedem Zeitpunkt eine Strahlungsenergie  $I_\nu d\sigma dt d\Omega$  mit  $dt = ds/c$ . Integration über alle Raumwinkelelemente liefert die gesamte im Volumenelement  $dV$  enthaltene Strahlungsenergie  $u_\nu dV$ :

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int_\Omega I_\nu d\Omega . \quad (5.15)$$

### Schwarzer Strahler: Planck'sches Strahlungsgesetz

Besonders einfache Verhältnisse ergeben sich bei einem Strahlungsfeld, das sich mit seiner Umgebung im thermodynamischen Gleichgewicht, manchmal auch als Temperaturgleichgewicht bezeichnet, befindet. Dann gibt es eine einfache Charakterisierung des von einem



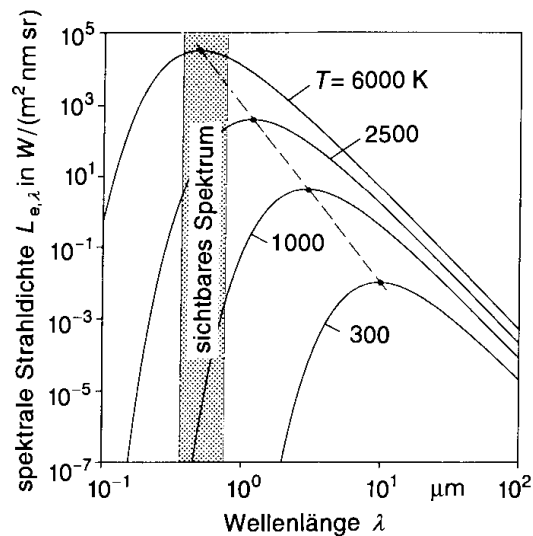


Abbildung 5.6: Planck'sches Strahlungsgesetz: spektrale Strahlendichte von schwarzen Körpern verschiedener Temperatur [122]

Körper ausgesandten Strahlungsfeldes in Abhängigkeit von seiner Temperatur. Betrachten wir dazu einen Hohlraum, dessen Wände auf einer konstanten Temperatur  $T$  gehalten werden (z.B. in einem Wärmebad dieser Temperatur, vgl. Abb. 5.5). Von diesen Wänden werde Strahlung in den Hohlraum emittiert und die aus diesem auf die Wände fallende Strahlung wird von letzterem ganz oder zum Teil absorbiert. Je größer die Strahlungsmenge im Hohlraum, umso größer ist auch die auf die Wände fallende Menge sein, und um so größer auch die von ihnen absorbierte Menge. Die Menge der Strahlung im Hohlraum wird daher zu- oder abnehmen, bis der Verlust durch Absorption der von den Wänden ununterbrochen emittierten Strahlung gerade das Gleichgewicht hält. Die Gleichgewichtsverteilung der Strahlung, sowohl im Bezug auf ihre Dichte als auch auf ihre Frequenz wird daher durch die Temperatur der Wände vollkommen bestimmt. Das *Kirchhoff-Planck Gesetz* für einen beliebigen Körper im thermodynamischen Gleichgewicht beschreibt das Verhältnis von Absorptions- zu Emissionsvermögen:

$$\epsilon_\lambda = a_\lambda S_\lambda(T) . \quad (5.16)$$

Darin ist die *Ergiebigkeit*  $S_\lambda(T)$ , auch als Quellfunktion bezeichnet, eine universelle Funktion der Temperatur und der Frequenz. Für  $a_\lambda = 1$ , d.h. also für maximale Absorption, ergibt sich dann eine maximale Ausstrahlung für diese Temperatur  $T$ .

Bohren wir ein kleines Loch in den obigen Hohlraum, so verschluckt dieses durch mehrfache Absorption und Reflektion im Innern alle auftreffende Strahlung. Der Hohlraum stellt daher einen *schwarzen Körper* dar, die von dem Hohlraum ausgehende Strahlung wird demzufolge als schwarze Strahlung oder Schwarzkörperstrahlung bezeichnet. Ist  $a_\lambda = 1$  für alle  $\lambda$  (schwarzer Körper), so wird die universelle Funktion  $S(T)$  im Kirchhoff-Planck Gesetz (5.16) durch das *Planck'sche Strahlungsgesetz* beschrieben. Diese gibt an, wieviel Strahlungsenergie pro Wellenlängeneinheit von der Flächeneinheit eines schwarzen Körpers in einer Zeiteinheit in einen Einheitsraumwinkel abgestrahlt wird:

$$\begin{aligned} B_\lambda(T) &= \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad \text{oder} \\ B_\nu(T) &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} . \end{aligned} \quad (5.17)$$

Die gesamte Ausstrahlung eines schwarzen Körpers ergibt sich durch Integration über die Plancksche Strahlungskurve. Sie wird durch das *Stefan-Boltzmann Gesetz* beschrieben:

$$q = \pi F = \pi \int_0^\infty B_\lambda(T) d\lambda = \sigma T^4 . \quad (5.18)$$

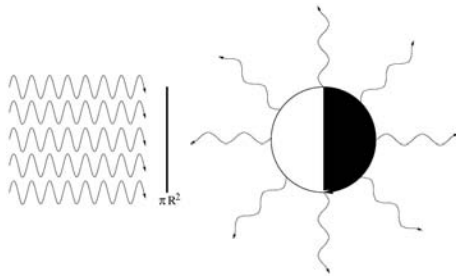


Abbildung 5.7: 0D-Modell zur Bestimmung der Effektivtemperatur

Die Strahlungskonstante oder Stefan–Boltzmann Konstante  $\sigma$  ist definiert als

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2} = (5.670400 \pm 0.000040) \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \quad (5.19)$$

mit  $k_B$  als der Boltzmann Konstanten,  $h$  als dem Planck'schen Wirkungsquantum und  $c$  als der Lichtgeschwindigkeit.

Für einen beliebigen anderen Körper lässt sich, solange sich für diesen ein mittleres Emissionsvermögen  $\bar{\epsilon}$  bestimmen lässt, die von einer Einheitsfläche in einer Zeiteinheit in den Halbraum abgegebene Gesamtenergie bestimmen als:

$$q = \pi F = \pi B(T) = \sigma \bar{\epsilon} T^4 . \quad (5.20)$$

Das Stefan–Boltzmann Gesetz wird in den weiteren Betrachtungen häufiger verwendet werden, da es sehr einfache Abschätzungen über die Temperatur eines Körpers gestattet. Dabei wird das Gesetz des öfteren auch auf emittierende Körper angewandt, die keine schwarzen Strahler sind. In dem Falle wird die gesamte Ausstrahlung des Körpers als ein Maß für die *Effektivtemperatur* eines Körpers betrachtet, d.h. als ein Maß für die Temperatur, die ein schwarzer Körper haben müsste, um den gleichen Gesamtstrahlungsstrom zu emittieren:

$$\pi F = \sigma T_{\text{eff}}^4 . \quad (5.21)$$

Die Effektivtemperatur wird auch als *Strahlungstemperatur* bezeichnet.

Das *Wien'sche Verschiebungsgesetz* ergibt sich aus dem Plank'schen Strahlungsgesetz durch Ableitung und Null setzen. Es beschreibt die Wellenlänge des Maximums der Planck'schen Kurve in Abhängigkeit von der Temperatur:

$$\lambda_{\text{max}} T = \text{const} = 2884 \mu\text{m K} . \quad (5.22)$$

Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich das Maximum der emittierten Strahlung also zu niedrigeren Wellenlängen bzw. höheren Frequenzen. Mit Hilfe des Wien'schen Verschiebungsgesetzes lässt sich bei bekannter Wellenlänge der Maximalintensität unter der Annahme, dass der Strahler ein schwarzer Körper sei, dessen Temperatur abschätzen.

## 5.2.2 Das Modell

Wie am Anfang dieses Abschnitts beschrieben, betrachten wir das Strahlungsgleichgewicht an der Oberkante der Atmosphäre:

$$\text{einfallende Strahlungsenergie} + \text{emittierte Strahlungsenergie} = 0 .$$

In diese Bilanzgleichung sind jetzt die relevanten Terme einzusetzen.

Die einfallende Strahlung  $S_{\odot}$  trifft auf eine Fläche  $\pi R_E^2$  mit  $R_E$  als dem Erdradius, vgl. Abb. 5.7. Von dieser Strahlung wird der durch die Albedo  $A$  beschriebene Anteil direkt in den Weltraum zurück reflektiert, so dass sich die gesamte absorbierte Strahlungsenergie ergibt als  $S_{\odot}(1 - A)\pi R_E^2$ . Die Ausstrahlung wird durch das Stefan–Boltzmann Gesetz beschrieben. Da die Ausstrahlung über die gesamte Oberfläche  $4\pi R_E^2$  der Erde erfolgt, erhalten wir für die emittierte Strahlungsenergie  $4\pi R_E^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$ . Damit ergibt die Energiebilanz

$$S_{\odot}(1 - A)\pi R_E^2 = 4\pi R_E^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 . \quad (5.23)$$

Auflösen liefert für die Effektivtemperatur

$$T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{\frac{S_{\odot}(1-A)}{4}}. \quad (5.24)$$

### 5.2.3 Ergebnis und Diskussion

Für die mittlere Albedo der Erde nehmen wir  $A = 0.3$  an. Damit ergibt sich für ihre Effektivtemperatur

$$T_{\text{eff,0D}} \approx 253 \text{ K} \quad (5.25)$$

Dieser Wert liegt um 34 K unter der gemessenen mittleren Temperatur von 287 K. Unser Modell liefert damit zwar die richtige Größenordnung der Temperatur (um  $0^{\circ}\text{C}$ ), allerdings wäre eine derartige Bodentemperatur lebensfeindlich, da terrestrisches Leben auf der Existenz flüssigen Wassers beruht und damit eine mittlere Bodentemperatur oberhalb des Gefrierpunktes erfordert.

Trotz dieses ungenauen Ergebnisses hat das 0D-Modell einen gewissen Charme: es berücksichtigt die Energiebilanz an der Oberkante der Atmosphäre. Und soll sich die Erde nicht dauerhaft erwärmen oder abkühlen, so muss diese Bilanz gelten. Gehen wir davon aus, dass die Konstanten in (5.24) korrekt sind, so können wir die Abweichung zwischen Modellvorhersage und Beobachtung derart interpretieren, dass es zwischen der Oberkante der Atmosphäre und dem Erdboden Prozesse gegeben muss, die zu einer Erwärmung des Erdboden auf die beobachtete mittlere Temperatur führen: die Atmosphäre liegt wie eine wärmende Decke über dem Boden. Dieser wärmende Effekt, auch als Treibhauseffekt bezeichnet, beträgt  $\Delta T_{\text{Treibhaus}} = 34 \text{ K}$ , die Differenz zwischen dem Ergebnis (5.25) und den Beobachtungen.

Auch wenn die Effektivtemperatur kein gutes Maß für die Bodentemperatur liefert, ist sie dennoch eine fundamentale Größe, die im System Erde–Atmosphäre angenommen wird. Solange wir die Erde in erster Näherung als schwarzen Strahler betrachten, muss die Effektivtemperatur an der ‘Atmosphärenoberkante’ angenommen werden, um das Gleichgewicht aus Ein- und Ausstrahlung sicher zu stellen.

Gleichung (5.25) kann verwendet werden, um abzuschätzen, wie sich die Effektivtemperatur bei einer Änderung der Albedo oder der Solarkonstanten verändert. Offensichtlich erwarten wir mit der Zunahme der Albedo eine Abnahme der Effektivtemperatur und umgekehrt. Das ist auch logisch, da eine Zunahme der Albedo einer reduzierten Absorption und damit Energieaufnahme entspricht. Dann muss natürlich auch nur weniger Energie abgestrahlt werden, um eine dauerhafte Abkühlung der Erde zu vermeiden. Neuere Beobachtungen [228] deuten jedoch an, dass sowohl Albedo als auch Bodentemperaturen ansteigen können, da Wolken nicht nur die Albedo erhöhen sondern auch zum Strahlungsrecycling im Rahmen des Treibhauseffektes beitragen können.

### 5.2.4 Treibhauseffekt als Strahlungsrecycling

Elektromagnetische Strahlung ist die einzige Möglichkeit des Energieaustausches zwischen Erde und Umwelt. Auch in der höheren Atmosphäre ist Strahlungstransport auf Grund der geringen dichten der effizienteste Transportmechanismus: ganz egal, welche Schicht in der Atmosphäre wir betrachten, es muss stets der Energiestrom hindurch transportiert werden, der durch die Solarkonstante gegeben ist.

Mit dem Ergebnis unseres einfachen Modells können wir zeigen, dass Strahlungstransport zu einem Treibhauseffekt führen kann. Dazu betrachten wir die beiden beteiligten Körper: die Sonne mit einer Effektivtemperatur von nahezu 6000 K auf der einen, die Erde mit einer Effektivtemperatur von ca. 250 K auf der anderen Seite. Beide Körper können in erster Näherung als schwarze Körper betrachtet werden.

Abbildung 5.8 zeigt im oberen Teil die beiden sich aus diesen Temperaturen ergebenden Strahlungskurven des entsprechenden schwarzen Körpers. Während die Sonne im wesentlichen im sichtbaren und nahen Infrarot emittiert (Maximum der Emission bei ca.  $0.6 \mu\text{m}$ , die

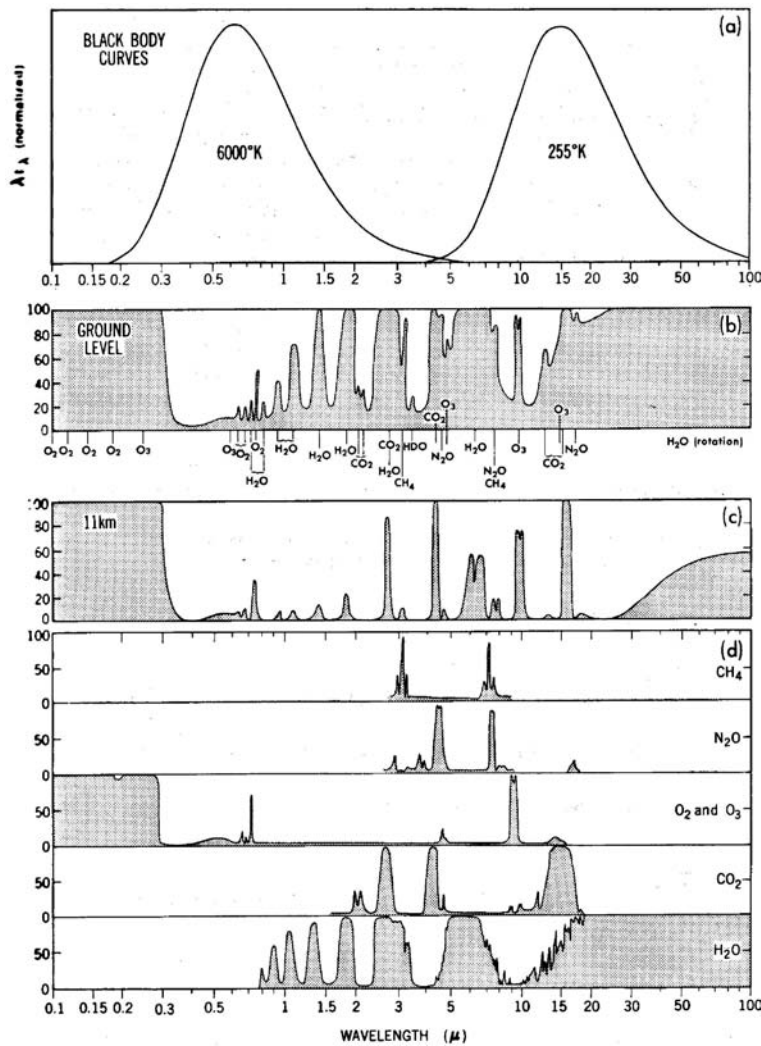


Abbildung 5.8: Effektivtemperaturen von Sonne und Erde und Lage der Absorptionsbanden [229]

Strahlungsintensität hat oberhalb von ca. 4  $\mu\text{m}$  bereits auf weniger als 1% des Wertes bei der maximalen Wellenlänge abgenommen), emittiert die Erde im thermischen Infrarot mit einem Maximum bei ca. 15  $\mu\text{m}$ . Wir werden daher im Folgenden zwischen der kurzwelligen solaren Einstrahlung und der langwelligen terrestrischen Ausstrahlung unterscheiden.

Diese Unterscheidung ist nicht nur zahlenmäßig an die Wellenlängenbereiche gebunden sondern auch physikalisch sinnvoll. In den unteren Teilbildern von Abb. 5.8 ist das spektrale Absorptionsvermögen für verschiedene atmosphärische Bestandteile gezeigt. Wellenlängen im UV-Bereich und kürzer werden vollständig absorbiert, im wesentlichen durch Ozon. Im Bereich zwischen 0,3 und ca. 1  $\mu\text{m}$  ist die Atmosphäre weitgehend transparent, d.h. der größte Teil der solaren Einstrahlung kann die Atmosphäre passieren. Im Bereich zwischen 1 und 3  $\mu\text{m}$  allerdings wird ein Teil der Einstrahlung absorbiert, im wesentlichen durch Wasserdampf und Kohlendioxid. Da die Intensitäten bei diesen relativ großen Wellenlängen jedoch nur noch gering sind, gelangt nahezu die vollständige Strahlungsenergie der Sonne von der Oberkante der Atmosphäre bis auf den Erdboden.

Die Situation für die langwellige terrestrische Ausstrahlung ist völlig anders. Im Bereich zwischen 4 und 100  $\mu\text{m}$  findet im wesentlichen vollständige Absorption statt, lediglich im Bereich zwischen 7 und 9 sowie 11 und 14  $\mu\text{m}$  finden sich atmosphärische Fenster, in denen zumindest ein Teil der Ausstrahlung entweichen kann.

Als grobe Faustregel für qualitative Abschätzungen können wir uns merken: die kurzwellige solare Einstrahlung gelangt ungestört bis auf den Erdboden während die langwellige

terrestrische Austrahlung in der Atmosphäre absorbiert wird. dadurch erwärmt sich diese und strahlt ihrerseits Energie in Richtung Erdboden und Weltraum. Für den Erdboden bedeutet dies eine zusätzliche Energiezufuhr (und damit eine Erhöhung der Bodentemperatur gegenüber der Effektivtemperatur). Die Berücksichtigung von Strahlungstransport in der Erdatmosphäre könnte also ein sinnvoller Schritt in Richtung Modellverbesserung sein. Dabei werden wir die Höhe (geometrisch oder in einer Formulierung mit Hilfe der optischen Tiefe) als die räumliche Koordinate verwenden – aus unserem 0D-Modell wird also ein 1D-Modell.

## 5.3 Energietransport als 1D-Modell

Bisher haben wir als einzige Energieform Strahlung betrachtet. Das ist sicherlich auch gerechtfertigt, da die Sonne als einzige nennenswerte Quelle Energie nur in Form von Strahlung bereit stellen kann. Eine einfache Erweiterung unseres 0D-Modells berücksichtigt daher den Strahlungstransport in der Atmosphäre, wobei an der Oberkante der Atmosphäre wieder die im 0D-Modell verwendete Randbedingung erfüllt sein muss.

### 5.3.1 Physikalische Grundlagen: Strahlungstransport

Ein einfaches Modell des Strahlungstransports basiert auf dem Konzept der optisch dicken und optisch dünnen Schichten. Wir werden dieses Konzept in einem anschaulichen Modell verwenden. Außerdem werden in diesem Abschnitt die Grundlagen des Strahlungstransports und das Konzept der grauen Atmosphäre eingeführt.

#### Optisch dicke und dünne Schichten

Betrachten wir jetzt eine homogene Materieschicht der Dicke  $z$  und der Temperatur  $T$ , die sich im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Diese Schicht emittiert gemäß einer Planck-Funktion. Ein außen stehender Beobachter sieht wie in Abb. 5.9 dargestellt eine Emission  $\epsilon_\nu$  aller Schichten, wobei die Intensität einer bestimmten Schicht jedoch durch die darüber liegende Materie jeweils nach dem Bougertt–Lambert–Beer’schen Gesetz abgeschwächt wird

$$I_\nu(z) = \int_0^\infty \epsilon_\nu(z) e^{-\kappa_\nu(z)z} dz . \quad (5.26)$$

Damit gilt auf Grund des Kirchhoff–Planck Gesetzes (5.16)

$$I_\nu(z) = B_\nu(T) \int_0^z \kappa_\nu e^{-\kappa_\nu z} dz , \quad (5.27)$$

wobei sich die Planck-Funktion vor das Integral ziehen ließ, da die Temperatur nicht von der Dicke  $z$  abhängen soll. Aus der Definition der optischen Tiefe (5.10) folgt für ein von  $z$  unabhängiges  $\kappa_\nu$  (homogene Schichtung)

$$\tau_\nu = \kappa_\nu z \quad (5.28)$$

und damit

$$I_\nu(z) = B_\nu(T) \int_0^{\tau_\nu} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu = B_\nu(T) (1 - e^{-\tau_\nu}) . \quad (5.29)$$

Damit lassen sich die beiden Grenzfälle einer optisch dicken bzw. optisch dünnen Schicht definieren. Eine *optisch dicke Schicht* ist gegeben für  $\tau_\nu \gg 1$  und es gilt

$$I_\nu(z) = B_\nu(T) . \quad (5.30)$$

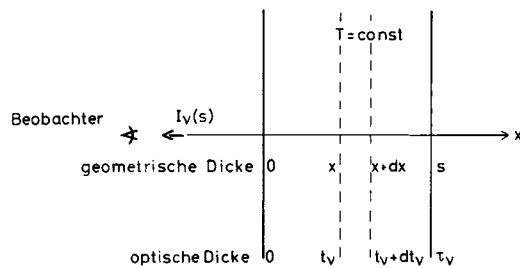


Abbildung 5.9: Optische Schichten: was sieht ein Beobachter?

Das heißt, eine optisch dicke Schicht konstanter Temperatur strahlt wie ein schwarzer Körper dieser Temperatur. Die Strahlung erfolgt in alle Richtungen gleichmäßig (isotrope Emission), d.h. es lässt sich keine Richtungsabhängigkeit der Intensität feststellen. Eine *optisch dünne Schicht* ist gegeben durch  $\tau_\nu \ll 1$ . Für die Ausstrahlung gilt dann:

$$I_\nu(z) = \tau_\nu B_\nu(T) . \quad (3.62) \quad (5.31)$$

Eine optisch dünne Schicht strahlt daher proportional zu ihrer Temperatur. Die Intensität der Strahlung ist richtungsabhängig, da die gesehene optische Dicke bei schräger Betrachtung größer wird. Eine Anwendung des Konzeptes der optisch dicken und dünnen Schichten ist die solare Korona (vgl. Aufg. 115).

### Strahlungstransport

Für unser Modell können wir bei den Astrophysikern Anleihe aufnehmen und eine Sternatmosphäre betrachten, d.h. eine Atmosphäre ohne meteorologische Einflüsse, in der der Strahlungstransport der einzige Energietransportmechanismus ist. Wir suchen dabei die Temperaturschichtung, also die Abhängigkeit der Temperatur von der Höhe bzw. der optischen Tiefe, wobei wir nur die Effektivtemperatur als bekannt voraussetzen.

Über die Eigenschaften der Atmosphäre werden folgende Annahmen gemacht:

- die Atmosphäre ist kugelsymmetrisch, d.h. alle Größen hängen nur vom Abstand  $r$  ab.
- die Krümmungsterme werden klein, d.h. die Höhe der Atmosphäre muss klein sein gegenüber dem Planetendurchmesser und kann durch planparallele Schichten, die konzentrischen Kreisen entsprechen, angenähert werden.
- die radiale Verteilung der Größen ist zeitlich konstant (stationäre Schichtung der Atmosphäre), d.h. Gravitation, Strahlungsdruck und hydrostatischer Druck halten sich das Gleichgewicht, und
- Strahlung sei die einzige Form des Energietransports, d.h. es trete keine Konvektion oder Wärmeleitung auf.

Unter diesen Voraussetzungen werden zur Beschreibung der Atmosphäre benötigt: (a) die *Strahlungstransportgleichung* (Strömungsgleichung der Strahlung), (b) die *Kontinuitätsgleichung der Strahlung*, und (c) die *Energiebilanzgleichung* (Stefan–Boltzmann Gesetz).

### Strahlungstransportgleichung

Beginnen wir mit der Herleitung der Strömungsgleichung der Strahlung bzw. der Strahlungstransportgleichung, d.h. wir interessieren uns für die Änderung der Intensität  $I_\nu$  der Strahlung mit der Tiefe.  $I_\nu$  setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: (a) der um  $dI_\nu$  abgeschwächten Intensität in der Tiefe  $z + dz$ , und (b) der vom Volumenelement  $dV = ds d\sigma$  emittierten Strahlung. Also gilt:

$$I_\nu(z, \theta) d\nu d\sigma d\omega = I_\nu(z + dz, \theta) d\nu d\sigma d\Omega - \kappa_\nu I_\nu d\nu d\sigma d\Omega ds + \epsilon_\nu d\nu dV d\Omega \quad (5.32)$$

bzw. nach Differenzenbildung

$$dI_\nu(z, \theta) d\nu d\sigma d\Omega = \kappa_\nu I_\nu d\nu d\sigma d\omega ds - \epsilon d\nu dV d\Omega . \quad (5.33)$$

Berücksichtigt man  $dV = d\sigma ds d\sigma dz \sec \theta$ , so ist

$$dI_\nu(z, \theta) d\nu d\sigma d\Omega = \{\kappa_\nu I_\nu ds - \epsilon_\nu ds\} d\nu d\sigma d\Omega . \quad (5.34)$$

Damit ist die *allgemeine Strahlungstransportgleichung* gegeben als:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \kappa_\nu I_\nu - \epsilon_\nu . \quad (5.35)$$

Im Spezialfall des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) lässt sich das Emissionsvermögen durch das Kirchhoff–Planck'sche Gesetz (5.16) beschreiben. Damit lässt sich die Strahlungstransportgleichung unter Verwendung der Ergiebigkeit  $S_\nu$  umformulieren zu:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \kappa_\nu I_\nu - \kappa_\nu S_\nu \quad (5.36)$$

bzw. nach Division durch  $\kappa$  und Ersetzen von  $ds$  zu

$$\frac{dI_\nu}{\kappa_\nu \sec \theta dz} = I_\nu - S_\nu . \quad (5.37)$$

Nach Einführen der optischen Tiefe  $\tau$  ergibt sich dann die *Strahlungstransportgleichung für das lokale thermodynamische Gleichgewicht*:

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu . \quad (5.38)$$

Bisher haben wir den Strahlungsstrom frequenzabhängig betrachtet, die Gesamtstrahlung ergibt sich daraus durch Integration über alle Frequenzen, vgl. (5.2). Um diese Integration auszuführen, muss der frequenzabhängige Absorptionskoeffizient  $\kappa_\nu$  durch einen passenden Mittelwert ersetzt werden. Dieser Mittelwert  $\bar{\kappa}$  wird nach Eddington [75] als *Opazitätskoeffizient* bezeichnet, eine formale Ableitung findet sich in Unsöld [311]. Anschaulich lässt sich die Bestimmung des Opazitätskoeffizienten so beschreiben: es ist der Mittelwert der einzelnen spektralen Absorptionskoeffizienten zu bilden. Da diese unterschiedlich häufig auftreten, erweist sich das einfache arithmetische Mittel als ungeeignet. Das Auftreten von  $\kappa_\nu$  ist jedoch durch das Frequenzspektrum bestimmt, d.h. die spektrale Energieverteilung ist ein geeigneter Gewichtungsfaktor für diese Mittelwertbildung. Damit gilt im allgemeinen Fall:

$$\bar{\kappa} = \frac{\int \kappa_\nu F_\nu d\nu}{\int F_\nu d\nu} \quad (5.39)$$

mit  $\bar{\kappa}$  als dem 'flux-weighted mean' oder Chandrasekhar-Mittel [53]. Handelt es sich nicht um einen beliebigen Körper sondern eine schwarzen Körper, so gilt die Planck'sche Strahlungsfunktion als der Gewichtungsfaktor:

$$\bar{\kappa} = \frac{\int \kappa_\nu B_\nu d\nu}{\int B_\nu d\nu} \quad (5.40)$$

mit  $\bar{\kappa}$  als dem Planck'schen Mittel. Die *Strahlungstransportgleichung für die Gesamtstrahlung* ist analog zu (5.38) gegeben durch:

$$\cos \theta \cdot \frac{dI}{\bar{\tau} dz} = I - S_\nu \quad (5.41)$$

mit der mittleren optischen Tiefe

$$\bar{\tau} = \int_{-\infty}^z \bar{\kappa} dz . \quad (5.42)$$

Für astrophysikalische Anwendungen ist dies sicherlich zu grob gemittelt, dort wird das Rosseland Mittel verwendet (z.B. [272, 311]):

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \frac{\pi}{4\sigma T^3} \int \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} d\nu \quad (5.43)$$

Da wir uns jedoch nur für das Prinzip und nicht für exakte Werte innerhalb von (Stern)Atmosphären interessieren, seien diese Spezialitäten hier nicht betrachtet.

### Kontinuitätsgleichung der Strahlung

Um den Strahlungstransport beschreiben zu können, benötigen wir ferner die *Kontinuitätsgleichung der Strahlung*. Dabei gehen wir von der Theorie des Strahlungsgleichgewichts aus, d.h. der gesamte Energietransport soll durch Strahlung erfolgen. Diese Annahme ist berechtigt, da in einer Sternatmosphäre die Wärmeleitung zu gering ist. Für das Auftreten von Konvektion und ihren Anteil am Energietransport gibt es das Stabilitätskriterium von Schwarzschild, für die Sonne speziell lässt sich die Atmosphäre in erster Näherung in eine Strahlungs- und eine Konvektionszone zerlegen. Für die Erde dagegen lassen sich Strahlung und Konvektion zumindest in der unteren Atmosphäre nicht entkoppeln; diese Einschränkung sollten wir bei der Anwendung der Ergebnisse unseres Modells im Hinterkopf haben.

Betrachten wir noch einmal die Strahlungstransportgleichung. Aufgrund des Strahlungsgleichgewichts muss die gesamte Energie vom Boden der Atmosphäre auch bis zu ihrer Randschicht gelangen, d.h. der Gesamtstrahlungsstrom  $q$  muss von der geometrischen und damit auch von der optischen Tiefe unabhängig sein (das geht nur, wenn die Krümmungsterme sehr klein werden, d.h. die Atmosphäre in erster Näherung durch planparallele Schichten beschrieben werden kann):

$$\frac{dq}{d\tau} = 0. \quad (5.44)$$

Multipliziert man die Strahlungstransportgleichung (5.38) mit  $\kappa_\nu$  und integriert über alle Raumwinkelelemente  $d\Omega$  so ergibt sich nach Vertauschung der Ableitungen auf der linken Seite:

$$\frac{dq_\nu}{d\tau} = 4\pi \kappa_\nu I_\nu - 4\pi \kappa_\nu B_\nu. \quad (5.45)$$

Integration über alle Frequenzen liefert die *Kontinuitätsgleichung der Strahlung*:

$$\int_0^\infty \kappa_\nu I_\nu(\tau) d\nu = \int_0^\infty \kappa_\nu S_\nu(\tau) d\nu. \quad (5.46)$$

In dieser Gleichung zeigt sich eines der Probleme bei der allgemeinen Behandlung des Strahlungstransportes: in der Strahlungstransportgleichung treten nur spektrale Größen auf, in der Kontinuitätsgleichung dagegen ein Integral über diese Frequenzen. Eine mögliche Lösung dieses Problems besteht in der Annahme einer grauen Atmosphäre, in der der Extinktionskoeffizient nicht von der Frequenz abhängig ist.

### Energiebilanzgleichung

Die *Energiebilanzgleichung* besagt, dass die ganze Energie vom Boden der Atmosphäre bis zu ihrer Oberkante gelangen muss. Da wir Strahlungstransport als den einzigen Mechanismus des Energietransports zulassen, ist die Energiebilanzgleichung gegeben durch

$$\pi F = \sigma T^4, \quad (5.47)$$

das wohlbekannte Stefan–Boltzmann Gesetz.

### Die graue Atmosphäre

Eine Näherungsannahme zur der Lösung der Strahlungstransportgleichung (5.38) ist die graue Atmosphäre. In einer grauen Atmosphäre gilt  $\kappa_\nu = \kappa$ , d.h. der Extinktionskoeffizient ist Frequenz unabhängig. Damit haben wir unser Problem bei der Integration der Strahlungstransportgleichung (5.38) gelöst. Die Frequenzabhängigkeit muss nicht weiter berücksichtigt werden und wir können den Index  $\nu$  weglassen. Da es sich dann bei der Strahlungstransportgleichung um eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten handelt, gibt es einen integrierenden Faktor  $e^{-\tau \sec \theta}$ :

$$\frac{d}{d\tau} (I e^{-\tau \sec \theta}) = -S e^{-\tau \sec \theta} \sec \theta. \quad (5.48)$$



Nach Integration über die Höhe bzw. die optische Tiefe geht diese Gleichung über in

$$I e^{-\tau \sec \theta} \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} = - \int_{\tau_1}^{\tau_2} S(t) e^{-t \sec \theta} dt \sec \theta, \quad (5.49)$$

oder nach Einsetzen der Integrationsgrenzen und umformen:

$$I(\tau_1, \theta) = I(\tau_2, \theta) e^{-(\tau_2 - \tau_1) \sec \theta} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} S(t) e^{-(t - \tau_1) \sec \theta} dt \sec \theta. \quad (5.50)$$

Nehmen wir nun an, die Temperaturschichtung und die Materialverteilung seien bekannt. Dann sind auch  $B_\nu$  und  $\tau_\nu$  als Funktion der Höhe  $z$  bekannt. Die Randbedingungen für den Boden und die Oberkante der Atmosphäre sind

$$I(\tau_0, \theta) = I_0(\theta) \quad \text{falls} \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \quad \text{und} \quad I(0, \theta) = 0 \quad \text{falls} \quad \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi. \quad (5.51)$$

Damit gilt in jeder optischen Tiefe für die Ausstrahlung ( $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ):

$$I(\tau, \theta) = I_0(\theta) e^{-(\tau_0 - \tau) \sec \theta} + \int_{\tau_1}^{\tau_0} S(t) e^{-(t - \tau) \sec \theta} dt \sec \theta \quad (5.52)$$

und für die Einstrahlung ( $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ )

$$I(\tau, \theta) = - \int_0^\tau S(t) e^{-(t - \tau) \sec \theta} dt \sec \theta. \quad (5.53)$$

Für  $\tau = 0$  (d.h. die Oberkante der Atmosphäre) und eine undurchsichtige Atmosphäre mit  $\tau_0 = \infty$  (das wäre im Falle der Sonne alles unterhalb der Photosphäre) ergibt sich für die Ausstrahlung (wobei hier der Index für die Frequenz wieder berücksichtigt wird):

$$I_\nu(0, \theta) = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu \sec \theta} d\tau_\nu \sec \theta. \quad (5.54)$$

Häufig ist  $I_\nu(0, \theta)$ , d.h. die Winkelabhängigkeit der von der Oberfläche emittierten Strahlung, aus Beobachtungen bekannt. Dann lässt sich diese Gleichung auch als Integralgleichung erster Art für die Ergiebigkeit auffassen. Dazu entwickelt man die Gleichung um einen Punkt  $\tau^*$ :

$$S(\tau) = S(\tau^*) + (\cos \theta - \tau^*) \frac{ds}{d\tau} \Big|_{\tau^*} + \frac{(\tau - \tau^*)^2}{2} \frac{d^2 S}{d\tau^2} \Big|_{\tau^*} + \dots \quad (5.55)$$

Gliedweise Integration liefert dann

$$I(0, \theta) = S(\tau^*) + (\cos \theta - \tau^*) \left( \frac{ds}{d\tau} \right)_{\tau^*} + (\cos^2 \theta - \tau^* \cos \theta + \frac{\tau^{*2}}{2}) \left( \frac{d^2 s}{d\tau^2} \right)_{\tau^*} + \dots \quad (5.56)$$

Setzt man  $\tau^* = \cos \theta$ , so verschwindet das zweite Glied und es ergibt sich näherungsweise

$$I_\nu(0, \theta) = S_\nu(t_\nu = \cos \theta) = B_\nu(\tau_\nu = 1), \quad (5.57)$$

d.h. die gemessenen Intensität entspricht näherungsweise der durch die Planck-Funktion beschriebenen Emission in einer optischen Tiefe 1 entlang des Sehstrahls. Wir sehen also die Strahlung von einer Temperatur in der optischen Tiefe 1. Diese Näherung wird als Eddington-Barbier Näherung bezeichnet. Diese Gleichung erklärt die Randverdunklung der Sonne: die Temperatur der Photosphäre nimmt mit zunehmender Höhe ab. Blicken wir nun von außen senkrecht in die Photosphäre hinein, so ist die geometrische Höhe, die wir bei einer optischen Tiefe von 1 sehen, geringer, als wenn wir schräg in die Photosphäre blicken, wie es am Rand der Sonne der Fall ist. Damit sehen wir aber bei senkrechter Betrachtung eine höhere Temperatur als bei schräger Betrachtung, die Mitte der Sonnenscheibe erscheint also heller als der Rand.

**Zusammenfassung**

Fassen wir nach diesem Ausflug in die Randverdunklung nochmal alle vorangegangenen Betrachtungen zusammen. Wir betrachten also eine graue Atmosphäre, d.h. der Extinktionskoeffizient ist von der Frequenz unabhängig ( $\kappa_\nu = \kappa$ ) und in jeder planparallelen Schicht ist eine konstante optische Tiefe vorausgesetzt und damit auch Homogenität. Dann gilt die Strömungsgleichung der Gesamtstrahlung (Strahlungstransport):

$$\cos \theta \frac{dI(\tau, \theta)}{d\tau} = I(\tau, \theta) - S(\tau). \quad (5.58)$$

Die Kontinuitätsgleichung (5.46) wird zu:

$$S(\tau) = \int I(\tau, \theta) \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (5.59)$$

und damit nach Einsetzen in (5.58)

$$\cos \theta \frac{dI(\tau, \theta)}{d\tau} = I(\tau, \theta) - \int I(\tau, \theta) \frac{d\Omega}{4\pi}. \quad (5.60)$$

Die Randbedingungen für den oberen Rand der Atmosphäre sind

$$\Phi^+(0) = q \quad \text{und} \quad \Phi^-(0) = 0. \quad (5.61)$$

Löst man die Integrodifferentialgleichung (5.60) unter diesen Randbedingungen, so ergibt sich für die Ergiebigkeit:

$$S(\tau) = \frac{3}{4\pi} \Phi(\tau + q(\tau)) \quad (5.62)$$

wobei gilt [272]:

$$0.5 \leq q(\tau) \leq 1, \quad q(0) = 1/\sqrt{3} = 0.5774 \quad \text{und} \quad q(\tau) = 0.7104 - 0.1331 \exp^{-3.7488\tau}.$$

Die Eddington'sche Näherungslösung ergibt sich durch Multiplikation der Strahlungstransportgleichung mit  $\cos \theta$  und Integration über alle Raumwinkelelemente. Dann ergibt sich für den Gesamtstrahlungsstrom in Abhängigkeit vom Strahlungsdruck:

$$\begin{aligned} c \frac{dP_s}{d\tau} &= \int_{\Omega} \cos^2 \theta \frac{dI(\tau, \theta)}{d\tau} d\Omega = \int_{\Omega} \cos \theta I(\tau, \theta) d\Omega - \int_{\Omega} \cos \theta S(\tau) d\Omega \\ &= \Phi - \int_{\Omega} \cos \theta S(\tau) d\Omega. \end{aligned} \quad (5.63)$$

Der letzte Term ist Null, da die Integration über den Kosinus Null ergibt. Es gilt also für den Gesamtstrahlungsstrom:

$$\Phi = c \frac{dP_s}{d\tau}. \quad (5.64)$$

Die eigentliche Näherung besteht im Übergang vom Strahlungsdruck zur Ergiebigkeit. Es ist

$$cP_s = \int I \cos^2 \theta d\Omega \approx \overline{\cos^2 \theta} \int I d\Omega = \frac{4\pi}{3} S, \quad (5.65)$$

wobei für den Mittelwert von  $\cos^2 \theta$  gilt:

$$\overline{\cos^2 \theta} = \frac{1}{4\pi} \int \cos^2 \theta d\Omega = \frac{1}{3}. \quad (5.66)$$

Dieser Ausdruck lässt sich in die integrierte Strömungsgleichung einsetzen:

$$\frac{4\pi}{3} \frac{dS}{d\tau} = \Phi \quad \rightarrow \quad S(\tau) = \frac{3}{4\pi} \int_0^z \Phi d\tau. \quad (5.67)$$

Da der Strahlungsfluss eine Konstante ist, lässt sich die Gleichung integrieren:

$$S(\tau) = \frac{3}{4\pi} \Phi \tau + \alpha . \quad (3.94) \quad (5.68)$$

Es bleibt jetzt noch die Integrationskonstante zu bestimmen. Dafür wird die Randbedingung für den nach oben gerichteten Strahlungsfluss verwendet:

$$\phi = \Phi^+(0) = \int \int I(0, \theta) \cos \theta \, d\Omega \approx \cos \theta \int \int I(0, \theta) \, d\Omega \approx \frac{1}{2} 4\pi S(0) \quad (5.69)$$

und damit

$$S(0) = \frac{\Phi}{2\pi} = \alpha . \quad (5.70)$$

Setzt man die so bestimmte Integrationskonstante  $\alpha$  in die Lösung (5.68) für die Ergiebigkeit ein, so ergibt sich:

$$S(\tau) = \frac{3}{4\pi} \Phi \left( \tau + \frac{2}{3} \right) . \quad (5.71)$$

Andererseits gilt für die Ergiebigkeit unter Verwendung der Planck-Funktion:

$$S_\nu(\tau_\nu) = B_\nu(T(\tau_\nu)) . \quad (5.72)$$

Damit ergibt sich für die Intensität:

$$I(\tau, \theta) = \frac{3}{4\pi} \Phi \left( \cos \theta + \tau + \frac{2}{3} \right) . \quad (5.73)$$

In der Richtungsverteilung zeigt sich, wenn man das folgende Verhältnis bildet, auch ein Maß für die beobachtbare Randverdunkelung:

$$\frac{I(0, \theta)}{I(0, 0)} = \frac{2}{5} \left( 1 + \frac{3}{2} \cos \theta \right) . \quad (5.74)$$

Aus dieser Näherungslösung lässt sich die Temperaturschichtung der (Stern)Atmosphäre bestimmen. Wir gehen wieder vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht aus. Nach Stefan-Boltzmann (5.18) ist dann

$$\pi S(\tau) = \sigma T^4(\tau) . \quad (5.75)$$

Da ferner gilt

$$\Phi = \sigma T_{eff}^4 \quad (5.76)$$

geht die Gleichung für die Ergiebigkeit über in die Gleichung für die Temperaturschichtung:

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4} T_{eff}^4 \left( \tau + \frac{2}{3} \right) . \quad (5.77)$$

Dabei ist zu beachten, dass aufgrund der Annahme einer grauen Atmosphäre das  $\tau$  ein Mittelwert  $\bar{\tau}$  ist.

Andere Ableitungen für die Temperaturschichtung mit anderen Näherungsannahmen (vgl. auch die anschauliche Ableitung in Abschn. 5.3.2) liefern eine formal ähnliche Gleichung, lediglich die Vorfaktoren unterschieden sich.

Diese Gleichung für die Temperaturschichtung gibt uns einen wichtigen Zusammenhang, die Abhängigkeit des Temperaturverlaufs von der optischen Dicke der Atmosphäre. Letztere ist, zumindest im Falle der planetaren Atmosphären, von der Dichte und stärker noch der chemischen Zusammensetzung bestimmt. Dabei kommt den Gasen eine große Bedeutung zu, die in den Frequenzbereichen großer Strahlungsintensitäten für Absorption und damit eine große optische Dicke sorgen. Als Beispiel seien das Wasser und das Kohlendioxid  $\text{CO}_2$  für die langwellige terrestrische Ausstrahlung genannt, vgl. Abb. 5.8. Bei einer stellaren Atmosphäre ist es weniger die Variation der chemischen Zusammensetzung mit der Tiefe (Sterne sind relativ homogen), sondern die Variation der Dichte, die für eine Veränderung der optischen Dicke sorgt.

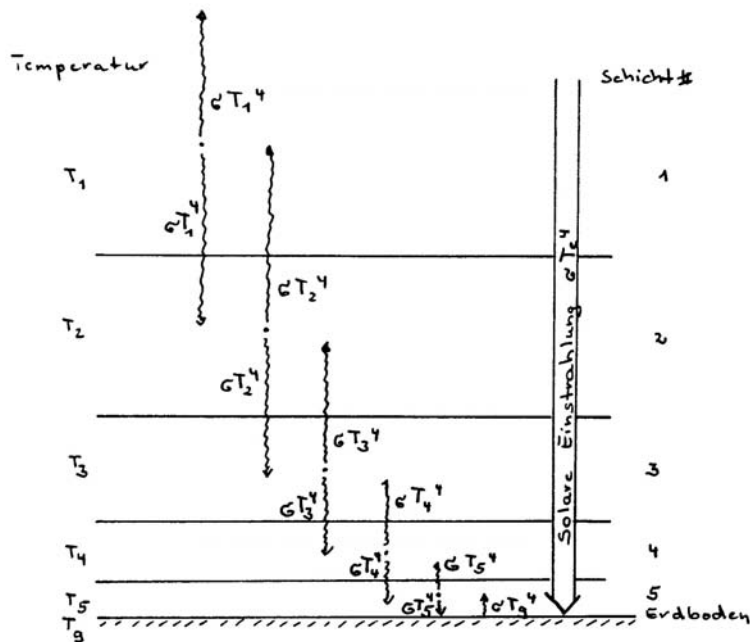


Abbildung 5.10: Strahlungstransport, 1D Modell

### 5.3.2 Das Modell

Wie wir bereits gesehen haben, wird die von der Erde emittierte langwellige Strahlung in der Atmosphäre im wesentlichen vom Wasserdampf und vom Kohlendioxid absorbiert. Das bedeutet für die Atmosphäre Energieaufnahme und damit Erwärmung. Dadurch entsteht von der Atmosphäre aus eine Gegenstrahlung zum Erdboden, die zu einer weiteren Erwärmung führt.

Machen wir jetzt ein paar einfache Annahmen über die Erdatmosphäre (die Herleitung folgt Goody und Walker [108]):

- die Temperaturverteilung in der Erdatmosphäre ist kugelsymmetrisch (Schichtmodell). Damit werden horizontale Transportvorgänge ausgeschlossen.
- die Streuung sei vernachlässigbar.
- Strahlung ist die einzige Möglichkeit des Energietransports, d.h. es findet keine Konvektion und kein Transport latenter Wärme statt.
- die Obergrenze der Atmosphäre wird mit der Obergrenze der Wolken gleichgesetzt, da  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  hauptsächlich in diesen Höhen vorkommen. Außerdem liegt der größte Teil der Atmosphäre in der Tropopause und damit unterhalb der Wolkenobergrenze. Diese Annahme wird auch durch Teil (c) von Abb. 5.8 unterstützt.
- ein Gas, das wie  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$ , in diesen Banden schon in dünnen Schichten vollständig absorbiert, emittiert nach den Regeln für optisch dicke Schichten (5.30) aus der gleichen Schicht wie ein schwarzer Strahler.

Auf der Basis dieser Annahmen lässt sich eine Modellatmosphäre konstruieren, wie in Abb. 5.10 gezeigt. Diese Atmosphäre ist für die Sonnenstrahlung transparent, d.h. die kurzwellige Strahlung, angedeutet durch den breiten Pfeil rechts, kann die Atmosphäre ungestört durchsetzen. Jede Schicht hat eine optische Dicke von 1; die Schicht absorbiert die gesamte Strahlung aus den jeweils benachbarten Schichten. Schichten mit einer größeren optischen Dicke sind ungeeignet, da die innerhalb der Schicht emittierte Strahlung noch in derselben Schicht absorbiert würde. Schichten mit geringerer optischer Dicke sind ebenfalls ungeeignet, da dann die von einer Schicht emittierte Strahlung nicht in der benachbarten Schicht absorbiert würde, sondern diese überspringen könnte. Die Zahl der Schichten ist hier willkürlich auf fünf festgelegt, unsere Modellatmosphäre hat also insgesamt eine optische Tiefe  $\tau$  von 5. Das Modell ist so angelegt, dass die Absorption und damit die optische Tiefe im gesamten

langwelligen Bereich für alle Wellenlängen gleich ist (sonst müssten wir für unterschiedliche Wellenlängen verschiedene Schichthöhen annehmen). Damit behandeln wir unsere Atmosphäre als eine graue Atmosphäre.

Nähern wir uns von außen der Atmosphäre. Wir können dann die einfallende solare Strahlung messen und mit der gesamten Ausstrahlung vom äußeren Rand der Atmosphäre vergleichen. Die einfallende Strahlung ist gegeben durch  $\sigma T_{\text{eff}}^4$  mit  $T_{\text{eff}}$  als der Effektivtemperatur, da sie sich ja genau mit diesem Strahlungsstrom die Waage halten muss. Die äußerste Atmosphärenschicht #1 hat eine Temperatur  $T_1$ , die so sein muss, dass die von dieser Schicht nach außen gestrahlte Strahlungsenergie sich mit dem einfallenden Strahlungsstrom die Waage hält. Also muss gelten:

$$\sigma T_1^4(\uparrow) = \sigma T_{\text{eff}}^4. \quad (5.78)$$

Der nach oben gerichtete Pfeil  $\uparrow$  deutet dabei an, dass wir den nach außen (bzw. oben) gerichteten Strahlungsstrom aus dieser Schicht betrachten. Wegen (5.78) muss auch gelten  $T_1 = T_{\text{eff}}$ . Die Schicht #1 strahlt jedoch nicht nur  $\sigma T_1^4(\uparrow)$  in den Weltraum ab, sondern auch  $\sigma T_1^4(\downarrow)$  in Richtung auf die darunter liegende Schicht. Dieser insgesamt von Schicht #1 abgestrahlte Strahlungsstrom muss sich mit dem Strahlungsstrom  $\sigma T_2^4(\uparrow)$  die Waage halten, der von der darunter liegenden Schicht #2 nach oben abgestrahlt wird:

$$\sigma T_1^4(\uparrow) + \sigma T_1^4(\downarrow) = \sigma T_2^4(\uparrow). \quad (5.79)$$

Für die Temperatur der zweiten Schicht ergibt sich damit

$$T_2^4 = 2T_1^4 = 2T_{\text{eff}}^4. \quad (5.80)$$

Entsprechend kann man sich durch die weiteren Schichten durchhangeln und erhält dann mit  $\tau$  als der Zahl der Schichten für die Bodentemperatur  $T_g$ :

$$T_g^4 = (1 + \tau)T_{\text{eff}}^4. \quad (5.81)$$

Mit dieser Gleichung können wir den Zusammenhang zwischen der Effektivtemperatur, wie wir sie in (5.24) bestimmt haben, und der Bodentemperatur beschreiben. Der einzige Parameter, der in unserer grauen Atmosphäre in diese Bilanz eingeht, ist die mittlere optische Tiefe. Mit der optischen Tiefe  $\tau$  als einem Maß für die Höhe gibt (5.81) gleichzeitig auch die Temperaturschichtung der Atmosphäre wieder. Die Gleichung ist in ihrer Struktur identisch mit der aus dem Strahlungstransport exakt hergeleiteten (5.77). Unterschiede bestehen im Summand in der Klammer (hier ist die 1 durch ein  $2/3$  zu ersetzen) und in einem Vorfaktor  $3/4$ . Diese Abweichung entsteht durch unsere Behauptung, dass eine Schicht mit einer optischen Tiefe  $\tau = 1$  alle einfallende Strahlung absorbiert: nach der Definition (5.10) bewirkt eine optische Tiefe von 1 nur eine Abschwächung auf  $e^{-1}$  des Ursprungswertes. Für uns ist aber wichtig die Form, in der die optische Tiefe Eingang in die Bilanz (5.81) gefunden hat. Diese ist aber identisch mit der der exakteren Lösung.

Das Modell ist insofern interessant, als dass wir hier schon einige Aspekte des Treibhauseffektes auf eine ganz einfache Weise abschätzen können. Gleichung (5.81) verknüpft die Bodentemperatur mit der optischen Tiefe  $\tau$  sowie der Effektivtemperatur, die ihrerseits wieder die Solarkonstante und die Albedo enthält. Daher können wir (5.81) verwenden, um die Auswirkungen von Veränderungen in diesen Parametern auf die Bodentemperatur zu untersuchen. Dabei würden wir Veränderungen der Solarkonstante als externe Einflüsse auf das Klima betrachten, der anthropogene Treibhauseffekt würde über die  $\text{CO}_2$ -Konzentration in die optische Tiefe eingehen und eine Änderung der Albedo könnten anthropogen sein (z.B. anthropogene Aerosole, vermehrte Wolkenbildung bei Temperaturerhöhung) oder natürlich (Vulkane, veränderte Verdunstung durch veränderte ozeanische Zirkulation). Da die Temperatur in der vierten Potenz in diese Gleichung eingeht, führen Veränderungen im Prozentbereich in einem der Parameter zu kaum wahrnehmbaren Veränderungen in der Bodentemperatur – das System ist also gegenüber kleinen Änderungen sehr stabil. Aus diesem Grunde rechnet man für Klimaänderungen auch gerne mit einer  $\text{CO}_2$ -Verdopplung – dann kriegt man zumindest ein Signal, das deutlich außerhalb des Rauschens liegt.

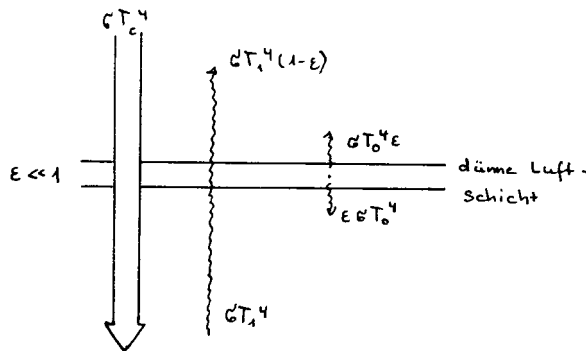


Abbildung 5.11: Strahlungsgleichgewicht in einer optisch dünnen Schicht am äußeren Rand der Atmosphäre, nach [108]

### 5.3.3 Ergebnis und Diskussion

An (5.81) wird die zentrale Bedeutung der optischen Tiefe für die Bodentemperatur deutlich. Im langwelligen Bereich hängt die optische Tiefe stark von der Konzentration der sogenannten treibhauswirksamen Spurengase wie Wasserdampf und Kohlendioxid ab. Erhöhen wir deren Konzentration, so wird die optische Tiefe größer. Mit zunehmender optischer Tiefe wird auch die Bodentemperatur höher, d.h. ein zusätzlicher Eintrag an Kohlendioxid sollte alleine aufgrund dieser einfachen Strahlungsbilanz eine Erhöhung der Bodentemperatur zur Folge haben. Dass die hier angestellte Betrachtung zu einfach ist, werden wir im weiteren noch erkennen, zum Verständnis des Prinzips des Treibhauseffektes ist sie jedoch ausreichend.

Interessant an (5.81) ist, dass wir die Erhöhung der Bodentemperatur in Abhängigkeit von der optischen Tiefe in jedem Falle benötigen, um eine erträgliche Bodentemperatur oberhalb des Gefrierpunktes zu erreichen. Die hier wirksamen Spurengase sind im wesentlichen Kohlendioxid, Wasserdampf und Distickstoffoxid, die alle natürlich und ohne den Einfluss des Menschen in der Atmosphäre vorkommen. Daher ist der Treibhauseffekt etwas natürliches. Was die heutige Diskussion um klimatische Folgen des Treibhauseffektes betrifft, bezieht sich aber nicht auf diesen natürlichen Effekt, sondern die zusätzliche Erhöhung der optischen Tiefe durch die Einträge von klimawirksamen Spurengasen aus menschlicher Aktivität. Man spricht daher häufig vom *anthropogen verstärkten Treibhauseffekt*.

Für die Erde lässt sich in erster Näherung eine optische Tiefe  $\tau$  von 2 annehmen. Die Mitte der obersten Schicht liegt dann ungefähr drei Kilometer über dem Erdboden und hat eine Temperatur von 253 K (Effektivtemperatur), die Mitte der unteren Schicht liegt ungefähr einen halben Kilometer über dem Erdboden und hat eine Temperatur von 297 K. Dieser Wert liegt um ca.  $10^\circ$  über der gemessenen Durchschnittstemperatur. Die sich daraus ergebende Bodentemperatur beträgt 333 K.

Mit den Beobachtungen in besserer Übereinstimmung ist die Annahme einer zusätzlichen optisch dünnen Schicht in der höheren Atmosphäre. Diese Schicht hat dann eine Temperatur  $T_S$  von 212 K ( $(T_S/T_{\text{eff}})^4 = 1/2$ ). Auf Grund der geringen Dichte in der Höhe ist die Absorption gering, d.h. es ist  $\epsilon \ll 1$ , die Schicht verhält sich wie ein grauer Strahler. Abbildung 5.11 zeigt die durch diese Schicht gehende und die von dieser Schicht emittierte bzw. absorbierte Strahlung. Daraus ergibt sich:

$$\epsilon \sigma T_1^4 = 2\sigma \epsilon T_S^4. \quad (5.82)$$

Damit ist  $T_S$ , wie oben angesetzt, 212 K. Aus diesen Betrachtungen lässt sich ein einfaches Temperaturprofile der Erde konstruieren, wie in Abb. 5.12 zusammen mit einem gemessenen Temperaturprofil gezeigt ist.

Ein Vergleich der gemessenen und berechneten Kurve zeigt, dass die Kurven für größere Höhen oberhalb 10 km recht gut übereinstimmen, für niedrigere Höhen jedoch stark voneinander abweichen. So ist die berechnete Bodentemperatur viel zu hoch und der berechnete Temperaturgradient ist zu groß. Darin offenbart sich die Schwäche unseres Modells: Wir sind bisher von Strahlungstransport als dem einzigen Mechanismus des Energietransports

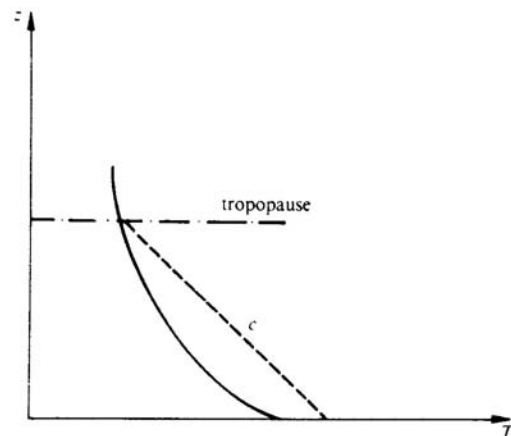


Abbildung 5.12: Temperaturverlauf bei Strahlungstransport im 1D Modell im Vergleich zur Beobachtung [108]

ausgegangen, haben aber die Konvektion und den Transport latenter Wärme vollständig vernachlässigt.

Rechnet man den Strahlungstransport etwas allgemeiner (numerische Lösung der entsprechenden Gleichungen statt der vereinfachenden Annahme von zwei Schichten mit  $\tau \approx 1$ ), so zeigt sich in den Lösungen ein wichtiger Effekt: eine Zunahme der optischen Tiefe durch TWS führt zu einer Erhöhung der Bodentemperaturen kombiniert mit einer Verringerung der Temperaturen in der Stratosphäre. Da niedrige Temperaturen in der Stratosphäre jedoch die Voraussetzung für die Ausbildung des Ozonlochs sind (vgl. Abschn. 6.2.4), kann der Treibhauseffekt direkt auf das Ozonloch einwirken und, wie wir weiter unten sehen werden, dieses kann umgekehrt auch auf den Treibhauseffekt zurück wirken.

## 5.4 Energietransport allgemeiner: 1D-Modell inkl. Konvektion

Die zu hohe Bodentemperatur in Abb. 5.12 lässt sich reduzieren, wenn wir zusätzliche vertikale Transportmechanismen für Wärme zulassen. In Kap. 3 haben wir Konvektion für den Wärmetransport zwischen niedrigen und hohen Breiten eingeführt. Auch der vertikale Transport von Wärme kann mit Hilfe der Konvektion erfolgen. Eng verbunden mit dieser ist der Transport latenter Wärme: das aufsteigende Luftpaket dehnt sich auf Grund der abnehmenden Dichte der Atmosphäre aus. Die damit verbundene Abkühlung führt zum Einsetzen von Kondensation, wobei die im Wasserdampf enthaltene Verdunstungswärme als Kondensationswärme frei wird. In diesem Abschnitt werden wir zuerst die Konvektion alleine betrachten (d.h. wir betrachten ein trockenes Luftpaket oder der Einfachheit halber die Atmosphäre der Sonne); den Transport latenter Wärme werden wir in Abschn. 5.5 betrachten.

Während Strahlungstransport und Wärmeleitung Vorgänge sind, bei denen Energie von Molekül zu Molekül bzw. Atom zu Atom weitergegeben wird, handelt es sich bei der Konvektion um einen Energietransport, der an die kollektive Bewegung von Materie gekoppelt ist. Daher ist Konvektion ein Mechanismus des Energietransports, der auf Flüssigkeiten bzw. Gase beschränkt ist.

Das Grundprinzip der Konvektion ist einfach. Konvektion setzt Temperatur- bzw. Dichteunterschiede in einem zunächst ruhenden Gas bzw. einer ruhenden Flüssigkeit voraus. Sind begrenzte Bereiche des Gases wärmer, so sind sie auch spezifisch leichter als ihre Umgebung und steigen auf. Derartige thermische Instabilitäten treten nicht nur in Sternatmosphären auf sondern ebenso in der Erdatmosphäre. Der Hinweis auf Konvektion als einen Mechanismus des Energietransports in den äußeren Schichten der Sonne ergibt sich aus der Granulation der Photosphäre. In dieser Granulation sehen wir die Oberkante der solaren Konvektionszone.

Damit ein Gaspäckchen aufsteigen kann, muss es also wärmer (und damit leichter) als sei-

ne Umgebung sein. Um wirklich effektiv Aufsteigen zu können, muss seine Temperatur auch nach Aufsteigen um ein kleines Wegstückchen  $dz$  noch über der Umgebungstemperatur liegen. Umgekehrt muss für effektives Absinken ein kälteres Luftpaket auch nach Absinken um ein kleines Stückchen noch kälter sein als seine Umgebung. Voraussetzung für einen ständigen Konvektionsstrom ist also, dass die Temperaturänderung des aufsteigenden oder absinkenden Luftpakets mit der Höhe  $z$  geringer ist als die entsprechende Temperaturänderung der Umgebung, vgl. auch die Diagramme in Abschn. 5.5. Für eine formale Beschreibung wollen wir im Folgenden voraussetzen, dass (a) die Luftpakete mit ihrer Umgebung im Druckgleichgewicht stehen, und (b) die Änderungen adiabatisch erfolgen.

Betrachten wir dazu ein aufsteigendes Luftelement auf seinem Weg von  $z$  nach  $z + dz$ . Die Umgebungsparameter Druck und Dichte seien auf der Höhe  $z$  gegeben durch  $p_1$  und  $\rho_1$ , auf der Höhe  $z + dz$  durch  $p_2$  und  $\rho_2$ . Die entsprechenden Zustandsgrößen in dem sich adiabatisch verändernden aufsteigenden Luftpaket seien gegeben durch  $p'_1$ ,  $\rho'_1$ ,  $p'_2$  und  $\rho'_2$ . Das aufsteigende Luftpaket befindet sich im Druckgleichgewicht mit seiner Umgebung, d.h. es ist  $p_1 = p'_1$  und  $p_2 = p'_2$ . Ferner gilt die Adiabatangleichung:

$$\rho' = K P^{1/\gamma} = K P^{1/\gamma} \quad (5.83)$$

mit  $\gamma = c_p/c_v$  als dem Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck bzw. Volumen. Für die Dichteänderung im Luftpaket ergibt sich daher:

$$d\rho' = \rho'_2 - \rho'_1 = \left( \frac{d\rho'}{dz} \right)_{\text{ad}} dz = \frac{K}{\gamma} p^{\frac{1}{\gamma}-1} \frac{dp}{dz} dz = \frac{1}{\gamma} \frac{\rho}{p} \frac{dp}{dz} dz. \quad (5.84)$$

Durch logarithmische Differentiation der Zustandsgleichung  $p = \rho RT/\mu$  und Auflösen nach  $d\rho/dz$  ergibt sich für die Dichteänderung der Umgebung:

$$d\rho = \left( \frac{d\rho}{dz} \right) dz = \rho \left( \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right) dz. \quad (5.85)$$

Konvektion setzt voraus, dass  $|d\rho'| > |d\rho|$  (d.h. die Dichte im aufsteigenden Luftpaket nimmt schneller ab als in der Umgebung, so dass das Luftpaket weiter aufsteigen kann; bzw. bei absinkendem Luftpaket muss die Dichte schneller zunehmen als die der Umgebung), also ergibt sich als *Konvektionsbedingung*:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} < \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}. \quad (5.86)$$

Für ideale Gase gilt dann insbesondere (beachte, die Gradienten sind negativ!):

$$-\frac{dT}{dz} > -\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{p} \frac{dp}{dz} = -\left(\frac{dT}{dz}\right)_{\text{ad}}. \quad (5.87)$$

Die Konvektionsbedingung lässt sich durch Division durch  $T$  und Übergang zur logarithmischen Ableitungen umschreiben

$$\nabla > \nabla_{\text{ad}} = 1 - \frac{1}{\gamma} \quad (5.88)$$

mit

$$\nabla = \frac{d \ln T}{d \ln p}. \quad (5.89)$$

Für einatomige neutrale Gase und für vollständig ionisierte Gase gilt für den adiabatischen Temperaturgradienten:

$$\nabla_{\text{ad}} = \frac{2}{5} \quad (5.90)$$

und entsprechend

$$\gamma = \frac{1}{1 - \nabla_{\text{ad}}} = \frac{5}{3}. \quad (5.91)$$



Energietransport durch Konvektion in Sternatmosphären kann durch die Mischungsweg-Theorie beschrieben werden. Diese Theorie eignet sich zur näherungsweisen Beschreibung der turbulenten Konvektion. Dazu wird ein mittleres Gas-Element (oder Luftpaket) betrachtet, das sich nach Zurücklegen eines Mischungsweges  $l$  auflöst und seine überschüssige Energie auf die Umgebung überträgt. Der Wärmeüberschuss des aufsteigenden Elements beträgt  $c_p \rho \overline{\Delta T}$  mit  $\overline{\Delta T}$  als dem Temperaturüberschuss gegenüber der Umgebung:

$$\Delta T = \left\{ \left| \frac{dT}{dr} \right|_u - \left| \frac{dT}{dr} \right|_{El} \right\} \Delta r \quad (5.92)$$

mit den Indizes  $u$  für die umgebende Luft und  $El$  für das aufsteigende Luftpaket.

Führt man eine durchschnittliche Aufstiegs geschwindigkeit  $\bar{v}$  ein, so ergibt sich der konvektive Energiefluss  $\Phi_k$  zu:

$$\Phi_k = \frac{1}{2} c_p \rho \bar{v} l \left\{ \left| \frac{dT}{dr} \right|_u - \left| \frac{dT}{dr} \right|_{El} \right\}. \quad (5.93)$$

Wenn sich die Elemente adiabatisch verhalten (d.h. kein Energieverlust durch Abstrahlung), so lässt sich  $\left| \frac{dT}{dr} \right|_{El}$  durch den adiabatischen Temperaturgradienten ersetzen. Für die durchschnittliche Auf- und Abstiegsgeschwindigkeit eines Gas- bzw. Flüssigkeitselements gilt:

$$\frac{\bar{v}^2}{2} = \frac{gl^2}{4T} \left\{ \left| \frac{dT}{dr} \right|_u - \left| \frac{dT}{dr} \right|_{ad} \right\} = \frac{1}{2} gl \frac{\overline{\Delta T}}{T}. \quad (5.94)$$

Die letzte Formulierung ist nur dann anwendbar, wenn der Temperaturüberschuss  $\Delta T$  bekannt ist. Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf Konvektion von Luftpaketen, die sich rein adiabatisch verhalten, ohne weitere Energieabgabe oder -aufnahme. In Abschn. 5.5 wird uns im Zusammenhang mit der Erdatmosphäre zusätzlich noch Konvektion von feuchter Materie beschäftigen, da dieser durch Kondensation bzw. Verdampfung Energie zu- oder abgeführt werden kann (Transport latenter Wärme).

Konvektion in der Atmosphäre kann verschiedene Ursachen haben: unter thermischer Konvektion wird die vertikale Aufwärtsbewegung von Luftpaketen als Folge des Auftriebs bei labiler Luftschichtung verstanden. Erfolgt die Bewegung nicht vertikal sondern horizontal, so spricht man von Advektion. Thermische Konvektion wird häufig auch als freie Konvektion bezeichnet. Sie ist von der erzwungenen Konvektion zu unterscheiden, bei der eine Luftmasse auf eine andere Luftmasse oder ein orographisches Hindernis aufgleitet. In diesem Falle ist das Anheben der Luftmasse keine Folge einer Instabilität sondern eine Folge der Trägheit der bewegten Luftmasse. Erzwungene Konvektion tritt z.B. an Fronten oder an Gebirgskämmen auf (vgl. Abb. 5.21).

## 5.5 Transport latenter Wärme

Konvektion als einen Mechanismus des Energietransports haben wir zusammen mit einer formalen Beschreibung bereits in Abschn. 5.4 kennen gelernt. Das Auftreten von Konvektion hängt mit der Temperaturschichtung der Atmosphäre zusammen. Eigentlich dürften Konvektion als Transport fühlbarer Wärme und der Transport latenter Wärme nicht als zwei getrennte Prozesse betrachtet werden, da auch der Transport latenter Wärme letztendlich daran gebunden ist, dass eine Aufwärtsbewegung von Luftpaketen stattfinden kann.

### 5.5.1 Absinkende und aufsteigende Luft

Betrachten wir ein Luftpaket in einer gewissen Höhe in der Atmosphäre, z.B. ein Luftvolumen, das wir in einer leicht verformbaren Ballonhülle eingeschlossen haben. Wenn wir den Ballon in geringere Höhen bringen, so wird er komprimiert und die Luft darin erwärmt sich. Der gleiche Effekt tritt bei einer Luftpumpe auf: die Kompression bewirkt eine Erwärmung. Die Temperatur ist durch die Bewegung der Luftmoleküle gegeben. Bewegt man nun den Kolben der Luftpumpe nach innen, so stoßen die Luftmoleküle mit einer bewegten Wand und es wird

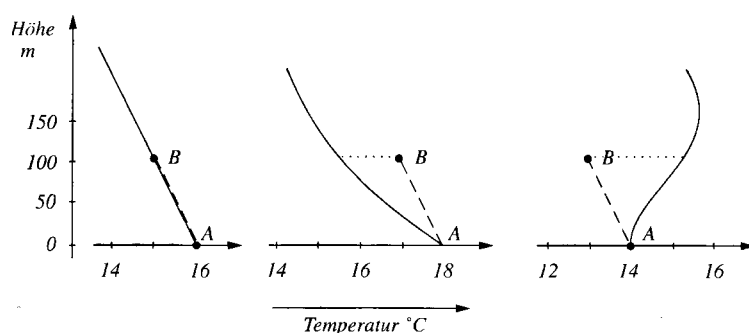


Abbildung 5.13: Drei mögliche Fälle des Temperaturverlaufs mit der Höhe, die zu unterschiedlicher Stabilität führen [194]

ein Teil der Bewegungsenergie des Kolbens auf die Luftmoleküle übertragen  $\rightarrow$  die Luftmoleküle werden schneller, die Luft erwärmt sich. Wenn bei diesem Prozess von der Luft keine Wärme an ihre Umgebung abgegeben wird, nennt man den Vorgang adiabatisch (d.h. ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung). Das Ausmaß der adiabatischen Erwärmung beträgt ca.  $1^\circ\text{C}$  bei einer Druckerhöhung von 1.25%, d.h. ein absinkendes (oder aufsteigendes) Luftvolumen erfährt eine Temperaturerhöhung (-abnahme) von ca.  $1^\circ\text{C}$  je 100 m Höhendifferenz, entsprechend dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten (5.91).

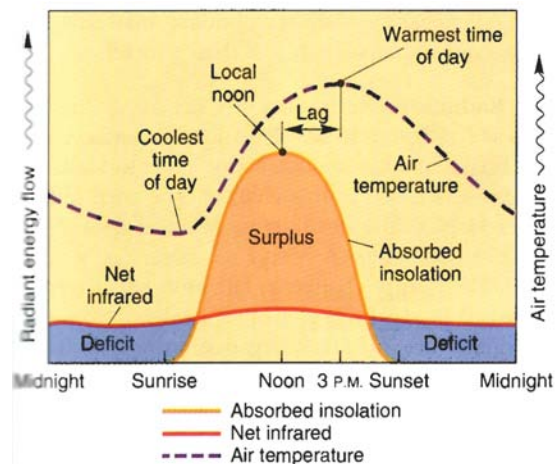
### 5.5.2 Stabile und labile Schichtung

In der obigen Betrachtung haben wir den Ballon ‘von Hand’ auf eine andere Höhe gebracht. Für die Atmosphäre interessanter ist jedoch die Frage, unter welchen Bedingungen sich ein Luftvolumen von alleine bewegen kann. Da die Abkühlung des Luftvolumens, wir wollen es im folgenden als Probevolumen bezeichnen, durch den trockenadiabatischen Temperaturgradienten beschrieben ist, können wir etwas über seine Bewegungsmöglichkeit erfahren, wenn wir den Temperaturgradienten in der Atmosphäre mit dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten vergleichen.

Abbildung 5.13 betrachtet dazu ein Probevolumen, von dem wir wissen möchten, ob es sich von A nach B bewegen kann. Die gestrichelte Linie zwischen diesen beiden Punkten entspricht dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten. Die durchgezogenen Linien geben verschiedene Möglichkeiten für den Temperaturverlauf in der Atmosphäre an. In (a) ist die Atmosphäre entsprechend dem adiabatischen Temperaturgradienten geschichtet. Wird das Probevolumen von A nach B gebracht, so ist es weiterhin im Gleichgewicht mit seiner Umgebung. Diese Situation entspricht einem *indifferenten Gleichgewicht*: egal, in welche Höhe ich das Luftpaket verschiebe, es bleibt einfach an der Stelle liegen. Es gibt allerdings auch Situationen, in denen die Luft sich am Boden sehr stark erwärmt hat, z.B. durch direkte Sonneneinstrahlung und die dadurch bedingte Erwärmung des Erdbodens. Diese Situation ist in (b) dargestellt. Dann kühlt sich die Luft nach oben hin schneller ab als es dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten entspricht. Stoße ich also am Boden ein Probevolumen nur leicht an, so steigt es etwas auf, kühlt sich dabei aber weniger ab als die umgebende Luft. Diese Temperaturdifferenz veranlasst das Paket zu weiterem Aufsteigen. Diese Situation entspricht einer *instabilen Schichtung*. Im Fall (c) haben wir eine Temperaturschichtung der Atmosphäre, bei der die Temperatur mit der Höhe sogar noch zunimmt. Eine derartige Schichtung ergibt sich z.B. in klaren Nächten, wenn der Erdboden durch Ausstrahlung besonders viel Energie abgibt und sich entsprechend stark abkühlt. Stoßen wir jetzt in A ein Luftpaket an, so findet es sich in B wesentlich kälter - und damit auch dichter und schwerer - als seine Umgebung und sinkt sofort wieder ab. Damit haben wir eine *stabile Schichtung*. In diesem speziellen Fall handelt es sich sogar um eine *Inversion*, da die Temperatur mit der Höhe zunimmt. Eine Inversion ist jedoch keine notwendige Bedingung für eine stabile Schichtung. Dafür ist es ausreichend, wenn die Temperaturabnahme mit der Höhe geringer ist als durch den trockenadiabatischen Temperaturgradienten vorgegeben (z.B. Linie A,C).

Konvektion ist, zusammen mit dem Transport latenter Wärme, auch die Ursache für eine Besonderheit im Tagesgang der Lufttemperatur. Abbildung 5.14 zeigt den Tagesgang der

Abbildung 5.14: Tagesgang der Temperatur (gestrichelt), der Einstrahlung und der terrestrischen Ausstrahlung. Die Verzögerung des Maximums der Lufttemperatur ist eine Folge des konvektiven Wärmetransports vom Boden in die höheren Schichten der Atmosphäre [55]



Lufttemperatur (gestrichelt) sowie die Tagesgänge von solarer Einstrahlung und terrestrischer Ausstrahlung. Das Maximum der Lufttemperatur ist um mehrere Stunden gegenüber dem Maximum der solaren Einstrahlung verzögert. Diese Verzögerung erklärt sich durch die relativ langsame Erwärmung der Atmosphäre durch Konvektion zwischen dem durch Strahlung stark aufgeheizten Boden und der höheren Atmosphäre.

### 5.5.3 Atmosphärische Schichtung und Schornsteine

Die Temperaturschichtung der Atmosphäre in geringer Höhe kann man an Rauchfahnen von Schornsteinen erkennen, wie Abbildung 5.15 zeigt. Grade Oberkanten der Rauchfahnen sind ein Anzeichen dafür, dass die Schichtung oberhalb der Rauchfahne stabil ist, d.h. es kann kein Austausch mit höheren Luftschichten stattfinden. Ein systematisches Ausweiten der Rauchfahne nach oben oder unten deutet auf indifferente Schichtung in der entsprechenden Richtung hin, ein 'Ausfransen' der Rauchfahne auf eine labile Schichtung. Im linken Teil der Abbildung sind die zugehörigen Verläufe des Temperaturgradienten gezeigt.

Abbildung 5.15 führt sehr anschaulich vor Augen, dass stabile Schichtungen alle Einträge von Fremdstoffen in die höhere Atmosphäre niedrig halten. Eine Folge einer stabilen Schichtung ist Smog: die Temperaturinversion verhindert das Aufsteigen von Hausbrand-, Industrie- und Kraftfahrzeugabgasen, die sich alle in Bodennähe sammeln und zu hohen (und teilweise schädlichen) Schadstoffkonzentrationen führen. Da man die Temperaturschichtung der Atmosphäre nicht manipulieren kann, ist die einzige Möglichkeit zur Vermeidung von Smog eine Reduktion der Einträge der entsprechenden Gase. Allerdings darf man sich auch hier keinen zu großen Illusionen hingeben, wie der entsprechende Versuch in Heilbronn gezeigt hat: die Inversion verhindert zwar den vertikalen Austausch - ein horizontaler Austausch findet aber weiterhin statt. Eine lokale Reduktion des Schadstoffeintrages am Ort X hilft daher den leewärts von X gelegenen Anliegern. X selbst jedoch kriegt mit dem Wind Schadstoffe von anderen Orten zugeführt.<sup>2</sup>

### 5.5.4 Die atmosphärische Schichtung bei Sonnenuntergang

Außer an Schornsteinen kann man die Luftschichtung auch am Sonnenuntergang sehen. Bei bestimmten Wetterlagen kann man beobachten, dass der Sonnenrand (oder der des Mondes) Einkerbungen aufweist (Abbildung 5.16 a), dass sich auf der Sonnenscheibe ein blinder Streifen zeigt (Abbildung 5.16 b) oder dass sich unterhalb der Sonne eine Gegen Sonne bildet, die bei weiterem Absinken der Sonne mit dieser verschmilzt (Abbildung 5.16 c).

<sup>2</sup>Das ist ein Standardproblem bei nahezu allen Formen der Luftverschmutzung: die Lebensdauern der meisten Schadstoffe in der Atmosphäre sind so groß, dass sie mit der Luftbewegung über weite Strecken verfrachtet werden können. Die lokale Luftverschmutzung ist also weniger durch die eigenen Aktivitäten bestimmt als

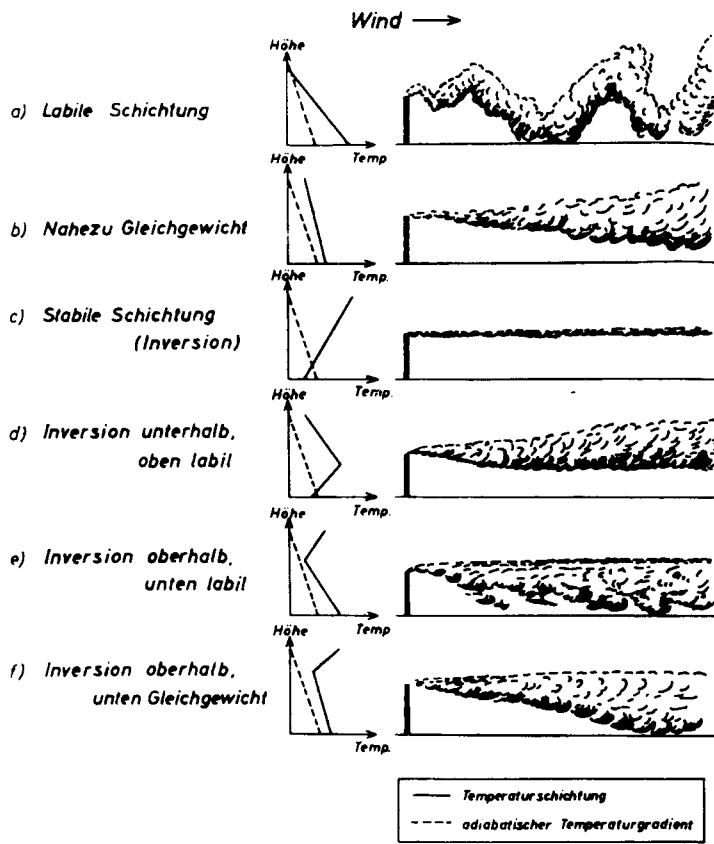


Abbildung 5.15: Einfluss der Temperaturschichtung der Luft auf die Ausbildung von Rauchfahnen [172]

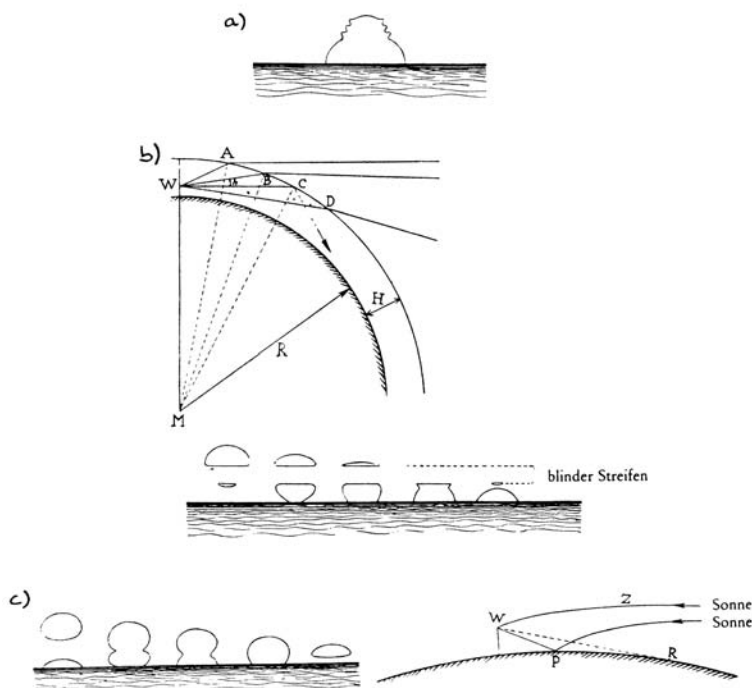


Abbildung 5.16: Verformung der Sonne durch Dichteschichtungen in der Atmosphäre [213]

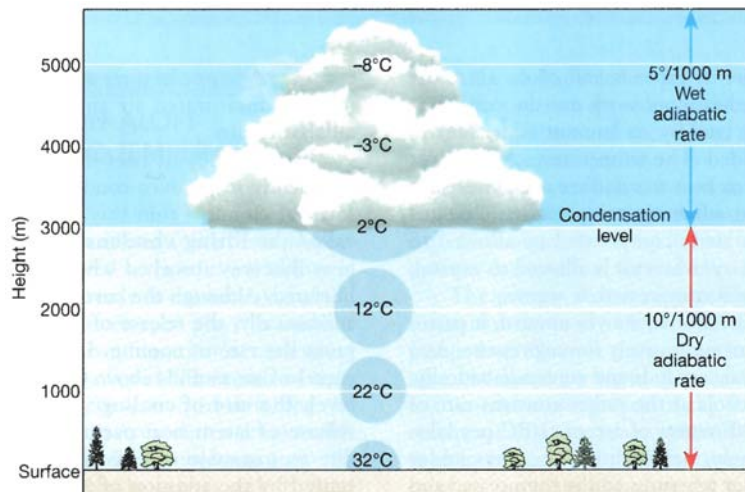


Abbildung 5.17: Aufstieg eines Paketes feuchter Luft [195]

Alle diese Phänomene setzen eine stabile Schichtung voraus. Daher lassen sie sich in der Regel bei Sonnenuntergang besser beobachten als bei Sonnenaufgang. Die Ursache für diese Zerrbilder ist nichts anderes als eine gewöhnliche Luftspiegelung, wobei man wie bei der Fata Morgana zwischen einer unteren und einer oberen Luftspiegelung unterscheiden kann. Annähern kann man die Situation, wenn man davon ausgeht, dass der Sonnenstrahl plötzlich an der Trennlinie zwischen den beiden Luftschichten unterschiedlicher Dichte gebrochen wird. Diese Trennschicht folgt der Erdkrümmung während der Lichtstrahl sich gradlinig ausbreitet. Das Erklärungsprinzip für diese Phänomene ist durch die Skizzen in Abbildung 5.16 angedeutet, für eine genauere Diskussion sei auf [213] verwiesen.

### 5.5.5 Aufstieg eines feuchten Luftpaketes

Der Weg eines aufsteigenden Volumens feuchter Luft ist in Abbildung 5.17 illustriert. Während seines Aufstiegens kühlt sich das Paket ab, genauso wie sich auch ein Paket trockener Luft abkühlen würde: um  $1^\circ\text{C}$  pro 100 m. Nehmen wir ein Päckchen feuchter und eines trockener Luft, steigen sie also beide gleich auf. In einer gewissen Höhe allerdings beginnt das Päckchen mit der feuchten Luft, sich zu verändern: die Temperatur ist jetzt bis auf den Taupunkt abgesunken, d.h. die Luft ist gesättigt, und der Wasserdampf kondensiert. Er tut dies nicht ganz freiwillig nur aufgrund der Sättigung, sondern er benötigt dazu Hilfsmittel. Auf die Rolle der Aerosole als Kondensationskeime und damit letztendlich ihren Einfluss sowohl auf die Bildung von Wolken als auch von Niederschlag, werden wir in Kap. ?? zurückkommen.

Der Wasserdampf in unserem Luftpaket beginnt also zu kondensieren. Sehen können wir das daran, dass unser Luftpaket nicht mehr durchsichtig ist sondern als weißliche Wolke sichtbar wird. Bei der Kondensation des Wasserdampfes wird Wärme frei (Kondensationswärme): die sehr ungeordnete Bewegung der Moleküle in dem Gas Wasserdampf wird umgewandelt in eine weniger schnelle Bewegung in der Flüssigkeit, wobei die 'überschüssige' kinetische Energie der Wassermoleküle an die umgebende Luft abgegeben wird. Wenn unser Luftpaket weiter aufsteigt, konkurrieren daher zwei Effekte in ihm: durch die Expansion auf Grund des Aufstieges wird Wärme entzogen, durch die Kondensation des Wasserdampfes dagegen wird Wärme zugeführt. Als Nettoeffekt wird die Temperaturabnahme geringer als bei trockener Luft. Sie wird jetzt durch den feuchtadiabatischen Temperaturgradienten beschrieben und wird mit 5 bis  $6^\circ\text{C}$  pro 100 m angegeben. Damit kann ein Paket feuchter Luft bei gleicher Temperaturschichtung der Umgebung höher aufsteigen als ein Paket trockener Luft (vorausgesetzt, dass das feuchte Päckchen bis zu der Höhe kommt, wo Kondensation einsetzen kann).

vielmehr durch die in Wind zugewandter Richtung.

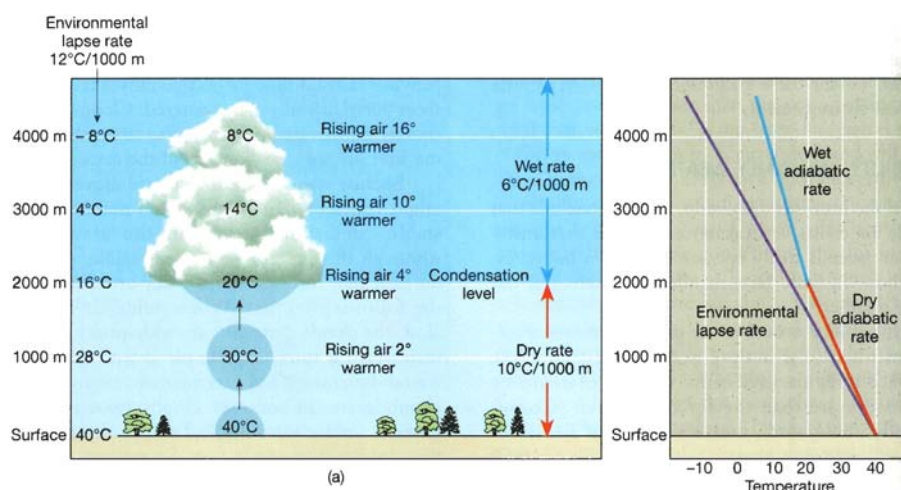


Abbildung 5.18: Absolute Instabilität: die aufsteigende Luft ist stets wärmer als ihre Umgebung [195]

Durch das Freiwerden der Kondensationswärme transportiert die feuchte Luft Energie mit einer größeren Effizienz in die Höhe, als es trockene Luft tut.

### 5.5.6 Absolute Stabilität und konditionelle Instabilität

Die Veränderung der Temperaturänderungsrate in einem feuchten Luftpaket führt einen weiteren Parameter in die Betrachtung von Stabilitätsbedingungen ein. Analog zu Abb. 5.13 müssen wir zur Bestimmung der Stabilität wieder den Temperaturgradienten der Atmosphäre betrachten und mit dem des Luftpaketes vergleichen. Die Übung ist im Prinzip einfach, ich möchte hier aber dennoch einige Beispiele vorstellen, da sich die entsprechenden Schichtungen in der Form der entstehenden Wolken zeigen und damit der täglichen Erfahrung zugänglich sind.

Abbildung 5.18 zeigt den Fall der absoluten Instabilität. Als Beispiel ist der Temperaturgradient der umgebenden Luft zu  $12^\circ\text{C}/\text{km}$  angenommen, d.h. er ist größer als sowohl der trocken- als auch der feuchtadiabatische Temperaturgradient (vgl. rechtes Teilbild). Die aufsteigende Luft ist immer wärmer - und damit leichter - als ihre Umgebung, der Aufstieg wird nicht gebremst. Ab einer bestimmten Höhe setzt Kondensation ein. Diese Höhe wird als das *Kondensationsniveau* bezeichnet. Die Luft steigt weiterhin auf, der verbliebene Wasserdampf kondensiert und es bilden sich hochaufragende Wolken. Da ein großer Teil der Feuchtigkeit kondensiert ist, ist ausreichend flüssiges Wasser in diesen Wolken und es können sich starke Niederschläge, häufig auch Gewitter, bilden. Die Wolken ragen weit auf, sie werden im englischen Sprachbereich häufig als 'cauliflower-clouds' (Blumenkohlwolken) bezeichnet, in der korrekten Klassifikation (vgl. Abb. 2.2) handelt es sich eher um Cumulus. Kann die Vertikalbewegung nur bis in eine gewisse Höhe erfolgen, so können die Wolken auch eine relativ scharf begrenzte Oberkante haben und in ihrer Form an einen Amboss erinnern.

Ist das Kondensationsniveau sehr hoch, so bilden sich auf der Basis des gleichen Mechanismus kleine helle Häufchenwolken in großen Höhen, die Cirrocumulus. Diese Wolken werden auch als Schönwetterwolken bezeichnet: (a) die zu ihrer Entstehung notwendige instabile Schichtung entsteht häufig bei starker Sonneneinstrahlung durch die damit verbundene Erwärmung des Bodens, und (b) diese Wolken regnen nicht aus: selbst wenn der Flüssigwassergehalt der Wolken groß genug ist, um auszufallen, ist der Weg bis zum Erdboden lang und die dabei durchsetzende Luft warm, so dass die Wassertropfen lange vor Erreichen des Erdbodens wieder verdunsten.<sup>3</sup>

<sup>3</sup>In diesem Zusammenhang sei angemerkt, dass ohnehin nur ca. 10% der entstehenden Wolken wirklich ausregnen in dem Sinne, dass sie am Erdboden Niederschlag erzeugen. Die meisten Wolken dagegen lösen sich

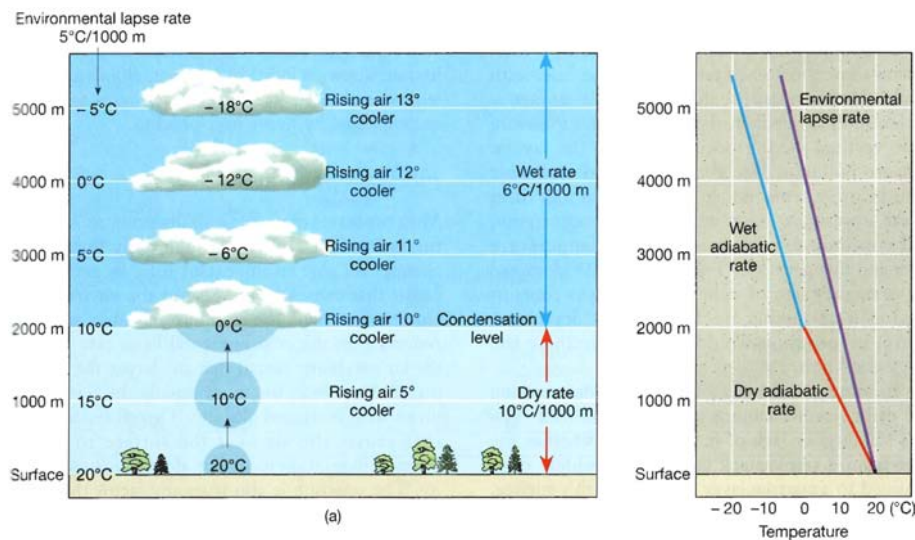


Abbildung 5.19: Absolute Stabilität: das aufsteigende Luftpaket ist immer kälter - und damit auch schwerer - als seine Umgebung [195]

Abbildung 5.19 zeigt die Temperatur eines aufsteigenden Luftpaketes für den Fall absoluter Stabilität. Die Temperaturabnahme der Umgebungsluft beträgt  $5^\circ\text{C}/\text{km}$ , d.h. ein aufsteigendes Luftpaket, egal ob trocken oder feucht, kühlt sich immer schneller ab als seine Umgebung (rechtes Teilbild). Diese Bedingung selbst widerspricht ja eigentlich schon dem Aufsteigen eines Luftpaketes im Sinne von freier Konvektion. Allerdings bewirkt erzwungene Konvektion auch bei absolut stabiler Schichtung ein Aufsteigen von Luftpaketten.

Beim Aufsteigen eines Luftpaketes in einer absolut stabil geschichteten Atmosphäre formen sich mit Erreichen des Kondensationsniveaus Wolken, die zwar horizontal weit ausgehnt sind, aber nur eine geringe Dicke haben, d.h. sie gehören zu den Stratus. Der Himmel ist dann insgesamt grau bedeckt, ohne dass man allerdings individuelle Wolken unterscheiden kann. Aus dieser Schicht regnet es kaum; wenn, dann nur als leichter (Niesel)regen.

Die in der Atmosphäre am häufigsten auftretende Schichtung entspricht der konditionellen Instabilität, d.h. der Temperaturgradient der Umgebungsluft liegt zwischen dem trocken- und dem feuchtadiabatischen Temperaturgradienten, vgl. Abb. 5.20. Für trockene Luft (bzw. feuchte Luft unterhalb des Kondensationsniveaus) ist die Atmosphäre stabil geschichtet, während sie für feuchte Luft nach Einsetzen der Kondensation labil geschichtet ist. Ein Aufsteigen der Luft kann in den unteren Schichten wieder nur durch erzwungene Konvektion stattfinden. Am Kondensationsniveau bildet sich daher wie bei absolut stabiler Schichtung eine dünne geschlossene Wolkendecke aus. Steigt die Luft dann weiter auf, nimmt die Umgebungstemperatur schneller ab als die Temperatur des Luftpaketes. Von einer bestimmten Höhe an wird daher das Luftpaket wärmer als seine Umgebung und freie Konvektion setzt ein. Mit dem Einsetzen der freien Konvektion verändert sich die Form der Wolken: an die Stelle der dünnen Wolkenschicht treten jetzt aufragende Konvektionswolken, allerdings liegt ihre Basis wesentlich höher als im Falle der freien Konvektion. Diese Wolken regnen seltener - und dann auch nicht so heftig - aus als die Wolken, die in einer absolut instabilen Schichtung entstehen.

---

durch Verdunstung des Wassers einfach wieder auf. manchmal regnet es aus den Wolken in größeren Höhen auch, sichtbar als ein Streifenmuster unter der Wolke, allerdings sind die Temperaturen in der umgebenden Luft so hoch, dass die Regentropfen verdunsten bevor Sie den Erdboden erreichen.

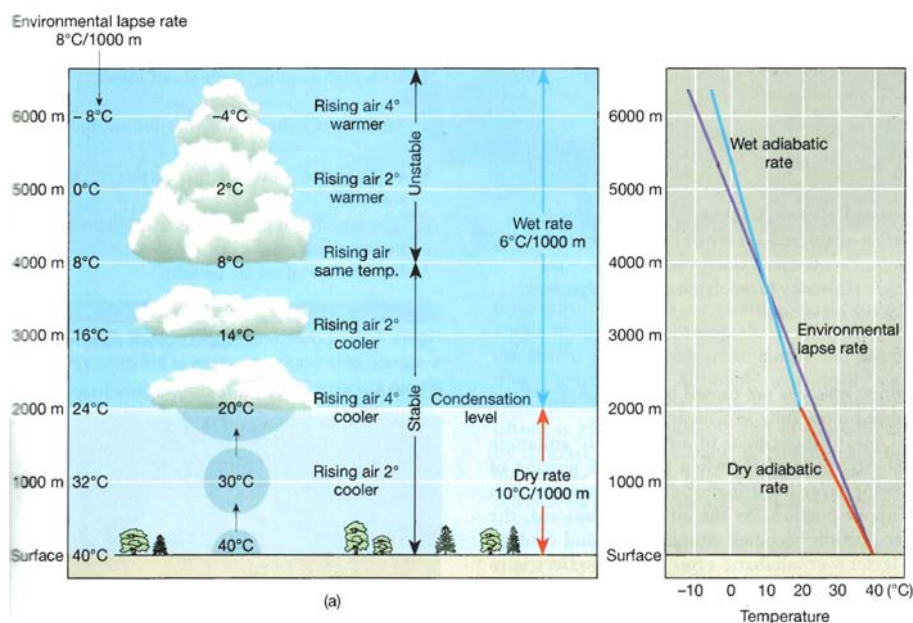


Abbildung 5.20: Konditionelle Instabilität: für trockene Luft ist die Atmosphäre stabil geschichtet, für feuchte bzw. kondensierende Luft instabil [195]

### 5.5.7 Stabile Instabilitäten und instabile Stabilitäten

Bei der Betrachtung der Stabilitätskriterien (sowohl im Falle der trockenen als auch der feuchten Luft) haben wir bisher immer so etwas wie eine 'Testteilchen'-Betrachtungsweise gewählt: die Atmosphäre ist gross und hat einen riesigen Energieinhalt - dann ist es ganz egal, ob sich ein kleines Luftpaket bewegt oder nicht, die Atmosphäre ist danach noch genauso stabil oder instabil geschichtet wie vorher.

Diese Betrachtungsweise ist grob vereinfacht. In der Realität wirkt die durch die Schichtung bedingte vertikale Bewegung von Luft auf die Schichtung selbst zurück, indem Wärme von unten nach oben transportiert wird: die Temperatur am Boden wird zu Gunsten der Temperatur in einer gewissen Höhe verringert. Genau diese Eigenschaft ist es natürlich, die Konvektion zu einem effizienten Energietransportmechanismus macht.

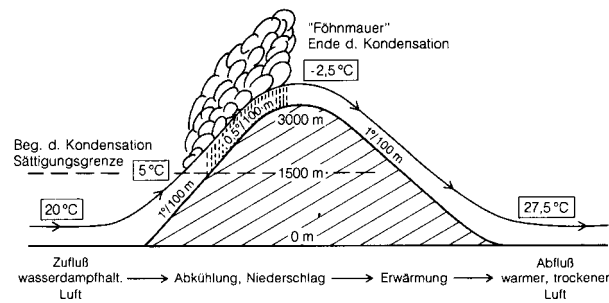
Alerdings beeinflussen auch horizontale Luftbewegungen die Schichtung: wird warme Luft am Boden in einen kalten Bereich hineingeführt, so wird die Schichtung schnell instabil, ebenso wenn in der Höhe kalte Luft herangeführt wird. Umgekehrt bewirkt eine Zufuhr kalter Luft am Boden bzw. sehr warmer Luft in der Höhe eine größere Stabilität. Daher kann man die vertikalen Luftbewegungen in Folge der Temperaturschichtung der Atmosphäre nicht getrennt von den horizontalen Bewegungen (und damit den Wettersystemen) sehen.

### 5.5.8 Erzwungene Konvektion

In Abbildung 5.19 und 5.20 hatten wir auf das Aufsteigen von Luftpaketen in einer stabil geschichteten Atmosphäre hingewiesen. Rein aus der Definition der Stabilität ist es offensichtlich, dass diese Luftpakete nicht von alleine aufsteigen können. In einer stabil geschichteten Atmosphäre erreicht man das Aufsteigen auf kleinen räumlichen Skalen durch turbulente Bewegungen. Dieser Effekt ist aber räumlich zu klein und zu unsystematisch um z.B. starke Bewölkung und Niederschläge zu erzeugen. Auf größeren Skalen dagegen wird der Aufstieg der Luftpakete durch Aufgleiten einer Luftmasse auf ein Hindernis (z.B. eine Front oder ein orographisches Hindernis) erzeugt. Dabei bewegen sich nicht mehr einzelne Luftpakete sondern es handelt sich um die Kollektivbewegung einer großen Zahl von Luftpaketen, eben einer Luftmasse.



Abbildung 5.21: Modell des alpinen Föhns [260]: das Aufgleiten der Luftmasse auf den Hang ist ein Beispiel für erzwungene Konvektion



Das beste Beispiel zur Illustration dieses Effektes bietet der alpine Föhn (vgl. Abbildung 5.21). Das Aufgleiten einer Luftmasse erfolgt hier auf einen Gebirgszug. Die für das Aufgleiten, d.h. die Hebung der Luft, notwendige Energie stammt aus der Bewegungsenergie der Luftmasse, d.h. das Aufgleiten erfolgt auch in einer stabil geschichteten Atmosphäre - das Beispiel des Föhns setzt die stabile Schichtung sogar voraus. Beim Aufgleiten kühlt sich die Luft ab, bis oberhalb des Kondensationsniveaus der Wasserdampf kondensiert. Dadurch bildet sich parallel zum Gebirgszug eine Wolkenkette aus, aus der die in der Luft enthaltene Feuchtigkeit auf der dem Wind zugewandten Seite des Gebirges ausregnet. Die auf diese Weise 'getrocknete' Luftmasse sinkt auf der windabgewandten Seite wieder ab und erwärmt sich dabei, es entsteht ein heißer und trockener Fallwind (in den Alpen als Föhn bezeichnet, in den USA als Chinook). Am Boden angekommen ist die trockene Luftmasse wärmer als es die feuchte Luftmasse auf der windzugewandten Seite war, da der Wasserdampf bei seiner Kondensation der Luftmasse Energie zugeführt hat.

Das erzwungene Aufgleiten muss nicht unbedingt auf ein materielles Hindernis erfolgen, wie in obigem Beispiel. In der freien Atmosphäre erfolgt ein Aufgleiten auch an Fronten, vgl. Abschn. 2.3.4: Bei einer Warmfront gleitet relativ warme Luft auf eine am Boden liegende kalte Luftmasse auf, bei einer Kaltfront gleitet eine kalte Luftmasse unter eine bereits vorhandene warme Luftschicht und zwingt diese ebenfalls zum Aufstieg. In beiden Fällen findet sich im Bereich um die Front herum Wolkenbildung mit Niederschlägen, allerdings unterschieden sich diese in Form und Dauer etwas zwischen Kalt- und Warmfront, da die Luftmassengrenzen und damit die Möglichkeiten des Aufgleitens in beiden Fällen unterschiedlich verlaufen. Ein weiteres Beispiel für ein immaterielles Hindernis ist die Wärmeinsel Stadt - daher folgt hier ein kurzer Einschub zur Stadtmeteorologie.

### 5.5.9 Einschub: Stadtmeteorologie

Auf den ersten Blick erscheint ein Abschnitt über Stadtmeteorologie an dieser Stelle etwas deplaziert. Andererseits führen aber die speziellen Eigenschaften einer Stadt zu Besonderheiten in der darüberliegenden Atmosphäre, die sich z.B. auch in der Vertikalbewegung widerspiegeln. Dies kann bis zu 'urban induced showers' führen, stadtinduzierten Regenfällen also.

Am bekanntesten dürfte sein, dass Städte regelrechte Wärmeinseln bilden. Man kann dies auf zwei Weisen zeigen: legt man Isothermen über den Stadtplan, so ist der Innenstadtbereich als Wärmeinsel zu erkennen. Für Washington DC z.B. finden sich im Innenstadtbereich um 4°C höhere Temperaturen als in den Randbezirken. Das Verfahren ist aufwendig, da es ein sehr dichtes Netz von Messstationen voraussetzt. Daher wird es auch nicht routinemäßig durchgeführt. Man kann aber auf der Basis weniger (und in jeder Stadt vorhandener Messstationen) den gleichen Effekt zeigen: man vergleicht die Temperaturen einer Messstation in der Innenstadt mit denen einer Messstation außerhalb, z.B. am Flughafen. Tabelle 5.2 zeigt einen entsprechenden Vergleich, hier allerdings nicht mit den Temperaturen sondern mit der Zahl der heißen ( $\geq 32^\circ\text{C}$ ) und der kalten ( $\leq 0^\circ\text{C}$ ) Tage. In allen Fällen ist die Zahl der kalten Tage in der Innenstadt geringer als am Flughafen, die der heißen dafür größer. Abbildung 5.22 gibt einen verallgemeinerten Querschnitt durch eine städtische Wärmeinsel wieder. Dieser Querschnitt deutet an, dass man auch von einer Wärmeglocke über den Städten sprechen

City	$\leq 0^\circ\text{C}$	$\geq 32^\circ\text{C}$
Philadelphia, PA		
- Downtown	73	32
- Airport	89	25
Washington, D.C.		
- Downtown	68	39
- Airport	72	33
Indianapolis, Ind.		
- Downtown	106	36
- Airport	124	23
Baltimore, Md.		
- Downtown	62	35
- Airport	96	33
Pittsburgh, Pa.		
- Downtown	96	19
- Airport	124	9

Tabelle 5.2: Mittlere Zahl der heißen und kalten Tagen für verschiedene Städte jeweils in der Innenstadt und am Flughafen, nach [195]

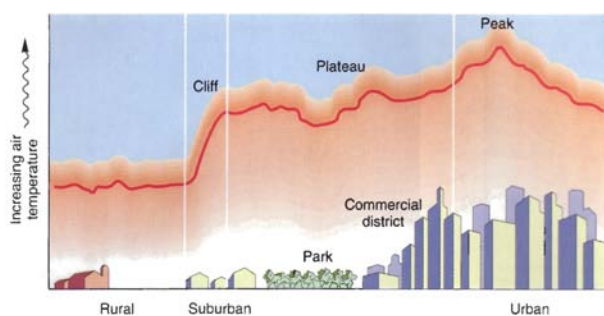


Abbildung 5.22: Verallgemeinerter Querschnitt einer städtischen Wärmeinsel [55]

kann: die Temperatur steigt beim Übergang vom ländlichen Bereich auf die Vorstädte relativ abrupt an (Cliff), bleibt dann nahezu konstant oder steigt nur ganz langsam weiter an (Plateau) und erreicht im Stadtzentrum selbst das Maximum.

Der Wärmeinseleffekt der Städte ist den meisten Leuten, die am Stadtrand oder im Umland einer Stadt wohnen, bekannt. Am offensichtlichsten ist er im Winter, wenn die Temperaturen um den Gefrierpunkt liegen: häufig sind dann die Wiesen und Gärten am Stadtrand mit Rauheif bedeckt, während es in der Stadt bestenfalls etwas feucht ist. Autofahrer kennen den Unterschied: am Stadtrand muss man morgens die Scheiben frei kratzen, dem Innenstadtbewohner bleibt dies erspart.

Der Wärmeinseleffekt der Städte ist jedoch nicht der einzige Eingriff in das Mikroklima. Tabelle 5.3 fasst weitere Beispiele zusammen: Städte sind Wärmeinseln, dadurch ist auch die Zahl der Tage, an denen geheizt werden muss, geringer. Die einfallende solare Strahlung ist geringer, insbesondere die UV-Strahlung. Trotz etwas geringerer Luftfeuchtigkeit sind die Häufigkeit der Bewölkung, der Niederschlag und die Häufigkeit von Gewittern größer. Dieser letzte Punkt bringt eine Verbindung zu dem bisher betrachteten, nämlich der Konvektion und der Ausbildung von Wolken: die Wärmeinsel bewirkt erzwungene Konvektion, d.h. an der Stadt bildet sich ein Wolkenturm ähnlich der Föhnmauer in Abb. 5.21.

Was aber ist das Besondere an einer Stadt, das zu diesen Abweichungen gegenüber dem ländlichen Klima führen kann? Nach Christopherson [55] tragen mindestens sechs Faktoren zum städtischen Mikroklima bei:

(1) Die Oberflächen in der Stadt bestehen typischerweise aus Metall, Glas, Asphalt, Stein oder Beton. Diese Flächen leiten die Wärme bis zu dreimal besser als feuchter sandiger Boden. Außerdem übersteigt ihre Wärmekapazität die der meisten natürlichen Flächen. Während des Tages und am Abend sind die Temperaturen oberhalb dieser Flächen konsequenterweise höher. Während der Nacht strahlen diese Flächen einen großen Teil der gespeicherten Energie

Tabelle 5.3: Mittlere Änderungen im Mikroklima von Städten verglichen mit der ländlichen Umgebung ([55] auf der Basis von Landsberg, 1981)

Element	Urban Compared to Rural Environs
<b>Contaminants</b>	
Condensation nuclei	10 times more
Particulates	10 times more
Gaseous admixtures	5–25 times more
<b>Radiation</b>	
Total on horizontal surface	0–20% less
Ultraviolet, winter	30% less
Ultraviolet, summer	5% less
Sunshine duration	5–15% less
<b>Cloudiness</b>	
Clouds	5–10% more
Fog, winter	100% more
Fog, summer	30% more
<b>Precipitation</b>	
Amounts	5–15% more
Days with <5 mm (0.2 in.)	10% more
Snowfall, inner city	5–10% less
Snowfall, downwind (lee) of city	10% more
Thunderstorms	10–15% more
<b>Temperature</b>	
Annual mean	0.5–3.0C° (0.9–5.4F°) more
Winter minima (average)	1.0–2C° (1.8–3.6F°) more
Summer maxima	1.0–3C° (1.8–3.0F°) more
Heating degree days	10% less
<b>Relative humidity</b>	
Annual mean	6% less
Winter	2% less
Summer	8% less
<b>Wind speed</b>	
Annual mean	20–30% less
Extreme gusts	10–20% less
Calm	5–20% more

ab. In windstillen klaren Nächten (dann sind die Strahlungsverluste am größten) können die Tiefsttemperaturen auf diese Weise um 5 - 8°C gegenüber denen über dem freien Land erhöht sein. Insgesamt sind daher die Tag- wie die Nachttemperaturen über städtischen Gebieten höher als über dem freien Land, der Effekt ist aber während der nächtlichen Abkühlung am deutlichsten.

(2) Diese Oberflächen haben auch einen Einfluss auf die Strahlungsbilanz. Die Albedo der meisten Flächen ist geringer als die natürlicher Oberflächen, so dass mehr Strahlungsenergie absorbiert wird. Ein Teil der auf diese Weise zusätzlich aufgenommenen Energie wird durch Konvektion, d.h. den Transport fühlbarer Wärme, an die Atmosphäre abgegeben. Dieser Prozess dürfte zu der Form der Wärmeglocke über den Städten (vgl. Abb. 5.23) beitragen.

(3) Städtische Flächen sind in der Regel versiegelt, d.h. es kann kein Wasser in den Boden eindringen. Im Innenstadtbereich sind im Schnitt 50%, im Vorstadtbereich 20% der Fläche versiegelt. Nach Regen wird das Wasser nicht im Boden gespeichert sondern durch die Kanalisation abgeführt. In einem gewissen Sinne gleichen Städte damit Wüsten: ein Regensturm kann eine plötzliche Flutwelle über dem harten, wenig bewachsenen Boden erzeugen. Nach Abfließen des Wassers bestehen jedoch sofort wieder die trockenen Wüstenbedingungen. In den Städten ebenso wie in der Wüste wird daher kaum Energie zur Verdunstung von Wasser verwendet, d.h. es wird der unteren Atmosphäre bzw. dem Boden keine zusätzliche Energie (Verdunstungswärme) entzogen, die als latente Wärme in die höheren Schichten transportiert werden könnte.

(4) Eine moderne Stadt hat eine sehr irreguläre Form. Dadurch werden sowohl die Strahlung als auch die Luftbewegungen beeinflusst (vgl. Abbildung 5.23). Einfallende solare Strahlung wird in irrgartenähnlichen Canyons aus reflektierenden Wänden (Glasfassaden) gefangen. Die Strahlungsenergie wird letztendlich absorbiert und trägt damit zur Temperaturerhöhung bei. In ländlichen Bereichen wird diese Energie eher reflektiert, in Pflanzen gespeichert oder zur Verdunstung von Wasser verwendet. Die Gebäude bewirken zusätzlich eine Unterbrechung der Windbewegungen. Dabei wird der Wärmeverlust durch advective (horizontale) Bewegung verringert. Im Mittel hat der Wind im Stadtbereich eine um 25% geringere Ge-

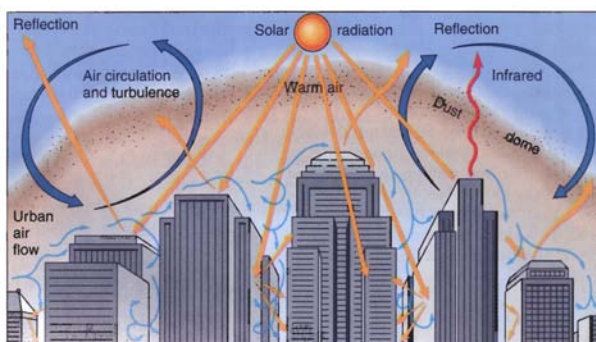


Abbildung 5.23: Einstrahlung, Luftbewegung und Staubglocke über einem städtischen Gebiet [55]

schwindigkeit, obwohl Gebäude lokal kräftige Turbulenzen erzeugen oder Windkanal-Effekte haben können. Starker Wind kann den Wärmeinseleffekt einer Stadt deutlich reduzieren, da dann mehr Wärme durch turbulente Bewegungen entzogen wird (vgl. die Diskussion darüber, was denn das Treibhaus zum Treibhaus macht: die Unterbindung der Luftbewegung oder die Re-Absorption der terrestrischen Ausstrahlung). Die deutlichsten Wärmeinseln bilden sich daher in den Bereichen mit höchster Bebauung an windstillen klaren Tagen und Nächten.

(5) Menschliche Aktivität verändert die Wärmebilanz der Städte ebenfalls. In New York z.B. setzt die Verwendung von elektrischer Energie und Energie aus fossilen Brennstoffen während der Sommermonate ein Energieäquivalent von 25 - 50% der solaren Einstrahlung als Wärmeenergie frei. Im Winter ist diese Freisetzung im Mittel 250% größer als die einfallende solare Strahlung. Man geht davon aus, dass für viele nordamerikanische Städte der Bedarf an Heizungsenergie durch den Wärmeinseleffekt bereits eingeschränkt ist (vgl. die Zahl der Tage, an denen eine Heizung benötigt wird, in Tabelle 5.3).

(6) Die Luftverschmutzung in Form von Gasen und Aerosolen ist in städtischen Bereichen deutlich größer als in ländlichen Gebieten. Diese Verschmutzung, insbesondere durch Aerosole, erhöht die Albedo über städtischen Gebieten, d.h. ein größerer Teil der einfallenden Sonnenstrahlung wird reflektiert und damit erreicht weniger Strahlung den Boden. Allerdings absorbiert diese 'Verschmutzungsdecke' oder Dunstglocke auch die von der Erde emittierte Infrarot-Strahlung, so dass ein lokaler zusätzlicher Treibhauseffekt entsteht. Die Dunstglocke hat noch eine weitere Bedeutung: die Aerosole wirken als Kondensationskeime für Wasserdampf. Die Wärmeinsel Stadt erzeugt ohnehin schon Konvektion, d.h. die Aufwärtsbewegung von Luftpaketen. Die zusätzlichen Kondensationskeime helfen bei einer effektiven Kondensation dieser aufsteigenden Luft und tragen damit zur Wolken- und Niederschlagsbildung bei. Daher kommt es über Städten und auf der windabgewandten Seite der Städte über dem freien Land zu verstärktem Niederschlag (urban induced showers oder urban induced precipitation). Interessanterweise ergibt sich sogar ein Hinweis darauf, dass der Niederschlag im Laufe der Woche zunimmt bis zu einem Maximum am Freitag und dann am Wochenende ein Minimum erreicht (vgl. Abbildung 14-22 in [195]). Diese Beobachtung würde implizieren, dass die sich im Laufe der Woche verändernde menschliche Aktivität für die Bildung der Niederschläge mitverantwortlich ist.

## 5.6 Zusammenfassung: Energietransport in der Atmosphäre

Look here, Steward, if this is coffee, I want tea; but if this is tea, then I wish for coffee.

G.D. Armour, Punch

Wir haben bisher die Wechselwirkung der einfallenden solaren Strahlung mit der Erdatmosphäre betrachtet (dargestellt im linken Teil von Abbildung 5.24), den Einfluss des Treibhauseffektes auf die terrestrische Ausstrahlung sowie die Konvektion und den Transport latenter Wärme. Diese letzteren Effekte sind in Form einer Bilanz im rechten Teil von Abbildung

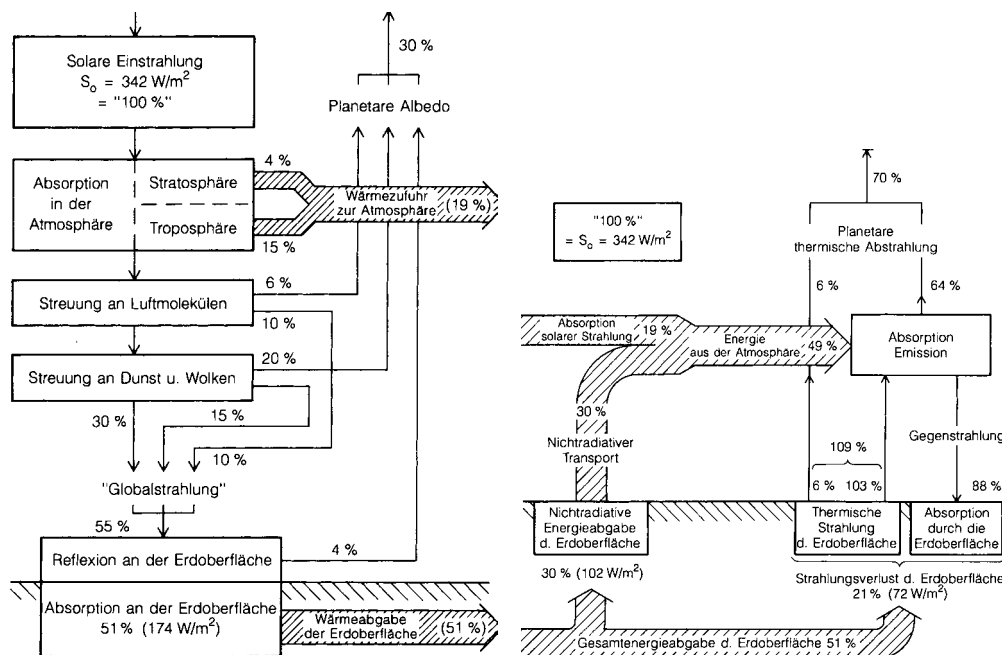


Abbildung 5.24: Energiebilanz des Systems Erde-Atmosphäre. Im linken Teil ist die Bilanz der einfallenden kurzwelligen Strahlung gezeigt, im rechten die Bilanzen der von der Erde emittierten langwelligen Strahlung [260]. Alle Prozentangaben sind auf +/-2% genau

5.24 zusammengefasst. Die von der Sonne bereitgestellte Energie ist zu 30% in den Weltraum zurück reflektiert worden. Von den verbliebenen 70% sind 19% in der Atmosphäre absorbiert worden und haben dort zur Aufheizung geführt, die verbliebenen 51% sind vom Boden absorbiert worden (linke Seite der Abbildung). Die rechte Seite zeigt nun, wie wir diese Energie in Form langwelliger Strahlung wieder aus dem System Erde-Atmosphäre raus kriegen können. Der Erdboden gibt 30% der Energie über Konvektion und den Transport latenter Wärme an die Atmosphäre ab, d.h. zusammen mit der absorbierten solaren Strahlung sind jetzt 49% der einfallenden Energie in der Atmosphäre enthalten. Diese Energie wird ausgestrahlt und entweicht teilweise in den Weltraum, wird zum größten Teil aber von der Atmosphäre oder letztendlich vom Erdboden wieder absorbiert, was zu einer weiteren Erwärmung des Erdbodens führt. Wie die Atmosphäre strahlt auch der Erdboden die von ihm absorbierte Energie ab, die erneut in der Atmosphäre absorbiert und teilweise wieder zurückgestrahlt wird. Durch diesen Treibhauseffekt entstehen Strahlungsströme, die größer sind, als sie durch die solare Einstrahlung alleine sein könnten (man erkennt es daran, dass die Prozentzahlen über 100% gehen - man sollte also lieber mit Strahlungseinheiten statt Prozentwerten arbeiten).

Abbildung 5.25 fasst diese Sachverhalte noch einmal zusammen. Interessant ist daran, dass der größte Teil des Energietransportes vom Boden aus durch die Strahlung erfolgt (109 Energieeinheiten werden abgestrahlt, aber nur 30 werden durch Konvektion und den Transport latenter Wärme abgegeben). Daran zeigt sich aber auch, dass kleine Änderungen dieser Mechanismen sich beim Strahlungstransport am stärksten auswirken würden, da er absolut den größten Beitrag zum Energietransport liefert.

Die Bedeutung des Treibhauseffektes wird nochmals deutlich, wenn wir einfach die Energiebilanz des Erdbodens alleine betrachten. Dieser absorbiert 51 Strahlungseinheiten der kurzwelligen solaren Strahlung, aber 88 Strahlungseinheiten langwelliger Strahlung, die aus der Atmosphäre emittiert wurden (diese 'verwendet' dazu die absorbierte kurzwellige solare Strahlung zusammen mit der langwelligen terrestrischen Ausstrahlung). Von den knapp 140 Strahlungseinheiten, die der Erdboden auf diese Weise absorbiert, sind daher nur etwa ein Drittel solaren Ursprungs, die anderen zwei Drittel dagegen 'hausgemacht', d.h. durch

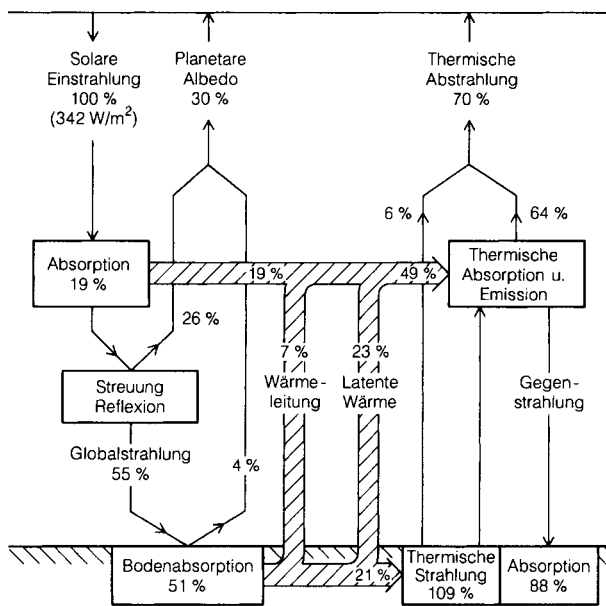


Abbildung 5.25: Zusammengefasste und verkürzte Darstellung von Abb. 5.24 [260]

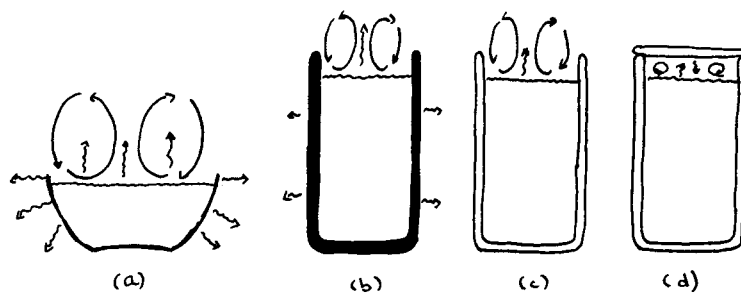


Abbildung 5.26: Die Atmosphäre in der Teetasse

den Treibhauseffekt bedingt.

Wir haben als Energietransportmechanismen bisher den Strahlungstransport, die Konvektion und die Wärmeleitung betrachtet. Zusätzliche Mechanismen sind die Dissipation durch Reibung und die durch Druckgradienten geleistete Arbeit. Beide Mechanismen spielen in der Atmosphäre im Allgemeinen eine untergeordnete Rolle: Dissipation durch Reibung ist allerdings in der planetaren Grenzschicht, d.h. in der Schicht, die durch die Reibung der bewegten Atmosphäre am ruhenden Boden entsteht, wichtig. Durch Druckkräfte geleistete Arbeit scheint im Falle kleinräumiger Phänomene (Stadtmeteorologie, urban induced showers, Strömungen an orographischen Hindernissen) von Bedeutung zu sein, insbesondere wenn erzwungene Konvektion im Spiel ist.

Für den 'täglichen Gebrauch' (in der Atmosphäre ebenso wie in unserer Umwelt) dagegen werden wir mit Strahlungstransport, Konvektion und Wärmeleitung auskommen. Die drei Mechanismen und ihren Beitrag zum Wärmetransport kann man sich leicht bei einer Tasse oder einem Becher Tee klarmachen (Kaffee tut's auch, für längere Versuchsreihen ist das gesundheitliche Risiko aber zu groß). Wie groß der Wärmeverlust ist, kann man sich jeweils darüber klar machen, wie schnell der Tee abkühlt. An welchen Stellen der Wärmeverlust erfolgt, kann man sich dadurch veranschaulichen, dass man die Temperatur in der Nähe der Gefäßwände und der Flüssigkeitsoberfläche bestimmt (d.h. wo in der Umgebung einer Teetasse man sich an kalten Tagen am besten die Hände wärmen kann).

Eine normale Teetasse (Abb. 5.26a) kann man sich in nullter Näherung als eine etwas abgeplattete Halbkugel geringer Wandstärke vorstellen. Der Wärmetransport erfolgt recht schnell, was man daran erkennt, dass sich der Tee verhältnismäßig schnell abkühlt. Die Transportmechanismen sind Konvektion über der Flüssigkeitsoberfläche (angedeutet durch die Wirbel),

Wärmeleitung in der Wand der Tasse (lässt sich bei der geringen Wandstärke nicht mehr andeuten), und Strahlungsemission von der Flüssigkeitsoberfläche ebenso wie von der durch Wärmeleitung erwärmten Tassenwand (angedeutet durch die Schlängel).

Die Abkühlung des Tees kann verlangsamt werden, wenn man einen Becher mit dicker Wandstärke verwendet (Abb. 5.26b). Hier das Verhältnis von freier Flüssigkeitsoberfläche zu Volumen der Flüssigkeit günstiger, so dass relativ weniger Wärme durch Konvektion verlorengeht. Auch isolieren die Wände besser, d.h. es geht weniger Wärme durch Wärmeleitung verloren, wodurch auch die Außenwände weniger Wärme abstrahlen. Der größte Teil des Verlustes durch Strahlung erfolgt dann über die Flüssigkeitsoberfläche.

Geht man über zu einem Thermobecher (Abb. 5.26c), so wird die Wärmeleitung durch die Gefäßwände vollständig unterbunden. Damit erfolgt aber auch kein Strahlungsverlust mehr über die erwärmten Gefäßwände und die einzigen Verluste sind Konvektion und Strahlung oberhalb der Flüssigkeitsoberfläche. Eine noch bessere Isolation (allerdings nur um den Preis, sich nirgendwo mehr die Hände wärmen zu können) erreicht man, wenn man zusätzlich einen Deckel auf den Becher packt (Abb. 5.26d). Damit wird der Wärmeverlust durch Konvektion und Strahlung reduziert, da kein Austausch mehr mit der umgebenden Luft erfolgt sondern nur noch mit dem Deckel. Dieser heizt sich zwar langsam auf und strahlt daher auch Energie ab, jedoch langsam genug, um ähnlich einer Thermosflasche den Tee eine ganze Zeit heiß zu halten.

## 5.7 Treibhauswirksame Spurengase

Klimamodellierung befasst sich u.a. mit der Vorhersage des zukünftigen Klimas, insbesondere unter der Randbedingung zunehmender Treibhausgase. Um die Vorhersagen und insbesondere die Möglichkeiten von Vorhersagen bewerten zu können, sollten wir uns vorher mit den Treibhaus wirksamen Spurengasen TWS und ihren Stoffkreisläufen beschäftigen. Die TWS entstammen vielfältigen menschlichen Aktivitäten; bei diesen Aktivitäten werden in der Regel auch andere Fremdstoffe in die Atmosphäre eingetragen. Daher beginnt dieser Abschnitt mit einer allgemeinen Betrachtung zum Eintrag von Fremdstoffen in die Atmosphäre.

### 5.7.1 Einträge von Fremdstoffen in die Atmosphäre

Einträge von Fremdstoffen, hier insbesondere Gasen und Aerosolen, in die Atmosphäre erfolgen auf vielfältige Weise. Die wichtigsten Fragen bei der Abschätzung der Folgen eines Eintrages von Fremdstoffen sind:

- Welche Fremdstoffe werden in die Atmosphäre eingetragen?
- Was sind die Quellen dieser Stoffe?
- Welcher Anteil an den Quellen ist natürlich, welcher anthropogen?
- Wie können diese Stoffe wieder aus der Atmosphäre entfernt werden?
- Wie lang ist ihre Aufenthaltsdauer in der Atmosphäre?
- Was machen diese Gase in der Atmosphäre (Eingriffe in den Strahlungshaushalt, chemische Reaktionen)?
- Wie werden die Gase in der Troposphäre (d.h. horizontal) transportiert?
- Welche Stoffe werden in größere Höhen transportiert und auf welche Weise?

Diese Fragen zeigen uns bereits, dass wir es mit einem komplexen Phänomen zu tun haben: die Art der Fremdstoffe hängt sicherlich ebenso von ihrer Quelle ab wie ihre Ausbreitung; chemische Reaktionen können aus einem ursprünglich völlig harmlosen Stoff eine reaktive oder treibhauswirksame Substanz erzeugen; das Auftreten dieser Reaktionen kann aber andererseits wieder davon abhängigen, wo in der Atmosphäre sich diese Stoffe gerade befinden (Temperatur, Druck, Feuchtigkeit).

Name	Symbol	Source
Carbon Monoxide	CO	Incomplete combustion of fuels
Nitrogen oxides	NO <sub>x</sub> (NO, NO <sub>2</sub> )	High temperature pressure combustion
Hydrocarbons	HC	Incomplete combustion of fuels
Ozone	O <sub>3</sub>	Photochemical reactions
Peroxyacetyl nitrates	PAN	Photochemical reactions
Sulfur oxides	SO <sub>x</sub> (SO <sub>2</sub> , SO <sub>3</sub> )	Combustion of sulfur-containing fuels
Particulates	—	Dust, dirt, soot, salt, metals, organics
Exotics	—	Fission products, other toxics
Carbon dioxide	CO <sub>2</sub>	Complete combustion
Water vapor	H <sub>2</sub> O vapor	Combustion processes, steam
Methane	CH <sub>4</sub>	Organic processes

Tabelle 5.4: Gase und andere Materialien anthropogenen Ursprungs in der unteren Atmosphäre [55]

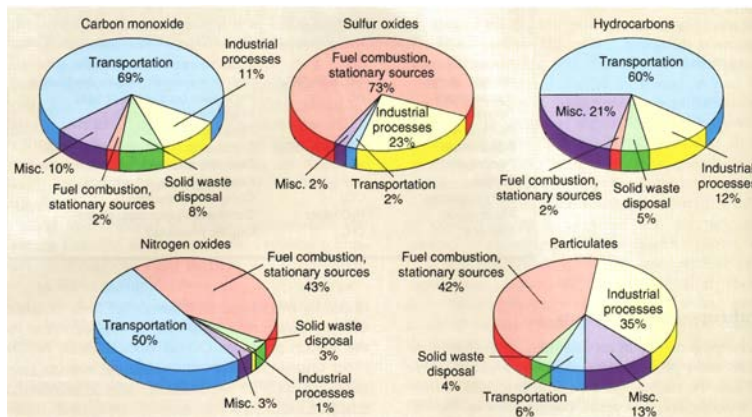


Abbildung 5.27: Haupttypen durch den Menschen verursachter Luftverschmutzung und ihre hauptsächlichen Quellen in den USA [55]

### Beispiel für Fremdstoffe: Kraftfahrzeugabgase

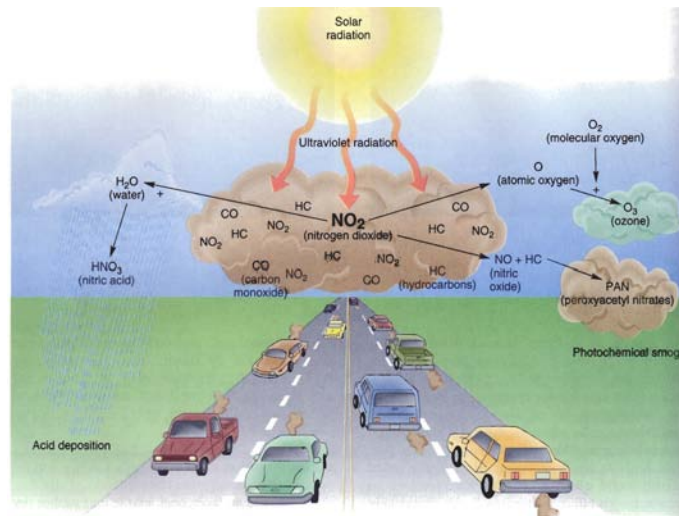
Diese Komplexität des Phänomens 'Luftverschmutzung' lässt sich gut am Beispiel von Kraftfahrzeugabgasen erläutern. Kraftfahrzeuge erzeugen eine relativ große Zahl verschiedener (Ab)Gase und sind, bis auf das nur in relativ geringen Mengen entstehende Schwefeldioxid, in ihren Bestandteilen repräsentativ für den bei der Verbrennung fossiler Stoffe entstehenden Gascocktail. Gleichzeitig tragen Kraftfahrzeuge auch zu einem großen Teil der Luftverschmutzung bei: in den USA beträgt der Anteil der Kraftfahrzeugemissionen am anthropogenen Fremdstoffeintrag in die Atmosphäre 60%, in Kanada ca. 40%. (Da die USA der größte Einzel-Emittent von anthropogenen Fremdstoffen in die Atmosphäre sind, sind Zahlen von dort fast aussagekräftiger als Zahlen aus Europa; beim Kohlendioxid haben die USA 1980 zu 27% zum Gesamteintrag beigetragen, eine Zahl, die sich in den vergangenen Jahren eher erhöht haben dürfte).

Tabelle 5.4 fasst die wichtigsten, vom Menschen in die untere Atmosphäre eingetragenen Gase und Partikel mit ihren Quellen (bzw. den Prozessen, in denen sie erzeugt werden) zusammen. Kohlendioxid ist dabei das Hauptprodukt, es entsteht bei der Verbrennung fossiler Energieträger (Öl, Gas, Kohle) und von Biomaterie (Holz). Es wird zusammen mit Methan, Wasserdampf und den halogenierten Kohlenwasserstoffen FCKWs Hauptthema dieses Abschnitts sein. Die anderen Schadstoffe und ihre Verursacher werden wir, in der Reihenfolge wie in Tab. 5.4 aufgelistet, in diesem Vorabschnitt kurz betrachten. Als Ergänzung gibt Abbildung 5.27 eine Aufschlüsselung darüber, welchen Quellen am Eintrag der einzelnen Substanzen in welchem Umfang beteiligt sind. Die Abbildung bestätigt unsere weiter oben aufgestellte Behauptung, dass wir Kraftfahrzeugabgase ohne große Einschränkungen als ein repräsentatives Beispiel für anthropogene Fremdstoffeinträge in die Atmosphäre verwenden können. Betrachten wir jetzt die einzelnen Bestandteile.

*Kohlenmonoxid* (CO) ist ein geruchloses, farbloses und geschmackloses Gas. CO ist giftig, da es sich in den roten Blutkörperchen an das Hämoglobin fest anlagert und so den Sauerstofftransport unterbindet. Kohlenmonoxid entsteht bei der unvollständigen Verbrennung von Treibstoffen oder anderen kohlenstoffhaltigen Substanzen. Ein Baumstamm, der im Wald zerfällt, erzeugt ebenso CO wie ein Waldbrand oder



Abbildung 5.28: Photochemische Reaktionen aus der Wechselwirkung von Kraftfahrzeugabgasen und UV-Strahlung. Zu den Reaktionsprodukten gehören troposphärisches Ozon, Salpetersäure als Bestandteil des sauren Regens und PAN (Peroxyacetyl-Nitrate, photochemischer Smog) [55]



die Zersetzung organischen Materials. Diese natürlichen Quellen produzieren 90% des in der Atmosphäre vorhandenen Kohlenmonoxids, anthropogene Quellen, im wesentlichen der Verkehr, tragen die restlichen 10% bei. Daher scheint im globalen Mittel der Eintrag von anthropogenem CO relativ unbedeutend zu sein. Lokal ist dies jedoch nicht der Fall: auf Grund der Konzentration des Verkehrs auf die Städte sind dort die CO-Konzentrationen besonders hoch, das durch natürliche Prozesse eingetragene CO trägt nur zu einem geringen Teil zur Gesamtkonzentration bei. Kohlenmonoxid-Konzentrationen in städtischen Gebieten liegen zwischen 10 und 30 ppm, an Autobahnen und Parkhäusern bis 50 ppm. Bei einer Inversion können sich diese Werte noch um weitere 30 ppm erhöhen. Diese Konzentrationen liegen in einem Bereich, in dem sie bereits eine Reduktion des Sauerstoff-Niveaus im Blut hervorrufen. Diese Sauerstoffreduktion kann zu Beeinträchtigungen in Form von Kopfschmerzen, leichten Einschränkungen im Seh- oder Urteilsvermögen und schlechterem Abschneiden bei allgemeinen Tests führen. Die Weltgesundheitsorganisation hat in den 'Luftqualitätsleitlinien der WHO zum Schutz der menschlichen Gesundheit' (<http://www.euro.who.int/air>) als Leitwerte aufgestellt, dass Expositionen gegenüber einer Konzentration von 100 mg/m<sup>3</sup> (ungefähr 80 ppm) nicht länger als 15 min andauern sollten. Für Konzentrationen von 60 mg/m<sup>3</sup> (30 mg/m<sup>3</sup>, 10 mg/m<sup>3</sup>) sind Expositionsdauern von bis zu 30 min (1 h, 8 h) zulässig.<sup>4</sup>

*Photochemischer Smog* umfasst eine weite Kette von Substanzen und Reaktionen, die größtenteils aus der Wechselwirkung von Kraftfahrzeugabgasen mit dem UV-Anteil der solaren Einstrahlung entstehen, vergleiche Abb. 5.28. Kraftfahrzeugabgase enthalten neben dem bisher betrachteten Kohlenmonoxid CO im wesentlichen Stickoxide NO<sub>x</sub> (NO<sub>x</sub> bezeichnet eine Mischung aus Stickstoffdioxid NO<sub>2</sub> und Stickoxid NO) und Kohlenwasserstoffe HC. Diese letzten Komponenten erlauben eine Vielzahl von chemischen Reaktionen. Deren Endprodukte führen wiederum zu unterschiedlichen Formen der Schadstoffbelastung der Umwelt.

*Stickstoffdioxid* (NO<sub>2</sub>) wird durch die solare UV-Strahlung in ein Sauerstoffatom O und Stickoxid NO aufgespalten. Das freie Sauerstoffatom verbindet sich sofort mit einem Sauerstoffmolekül zu Ozon O<sub>3</sub> (vgl. Kap. 6). Das Stickoxid NO seinerseits erzeugt durch Reaktionen mit Kohlenwasserstoffen HC eine Vielzahl von chemischen Substanzen, die als Peroxyazetyl-Nitrate (PAN) bezeichnet werden.

Diese Substanzen unterscheiden sich in ihrer Wirkung auf die Umwelt. PAN scheint keine Auswirkungen auf die menschliche Gesundheit zu haben, hat jedoch schädigende Wirkung auf Nutzpflanzen und Waldbestände. Stickstoffdioxid NO<sub>2</sub> ist ein rötlich-braunes Gas, das das menschliche Atemsystem schädigt und Pflanzengewebe zerstört. Konzentrationen über 5 ppm gelten als gefährlich, die WHO hat in ihren Leitlinien einen Wert von 400 µg/m<sup>3</sup>

<sup>4</sup> Alle diese WHO-Richtwerte sind auch in der TA Luft umgesetzt, z.B. zu finden unter [http://www.bmu.de/luftreinhaltung/ta\\_luft/doc/2594.php](http://www.bmu.de/luftreinhaltung/ta_luft/doc/2594.php).

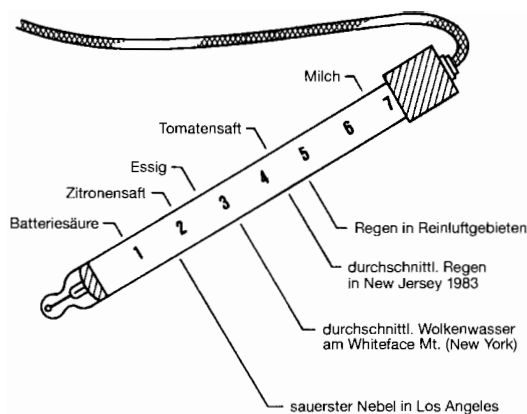


Abbildung 5.29: pH-Werte in atmosphärischem Wasser im Vergleich zu pH-Werten einiger natürlich vorkommender Flüssigkeiten [111]

bei Exposition über eine Stunde oder von  $150 \mu\text{g}/\text{m}^3$  bei Exposition über 24 h vorgegeben. Ähnlich wie beim Kohlenmonoxid sind auch hier aufgrund der Konzentration des Verkehrs die Städte besonders betroffen: in Nordamerika sind die Stickstoffdioxidkonzentrationen in den städtischen Gebieten um einen Faktor 10 bis 100 höher als in ländlichen Bereichen und können daher diese Leitwerte leicht überschreiten.  $\text{NO}_2$  reagiert mit dem Wasserdampf der Luft und bildet Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ). Damit leisten die Stickoxide einen Beitrag zum sauren Regen. Ozon ist ebenfalls ein hochgradig reaktives Folgeprodukt der anthropogenen Umweltverschmutzung, auf seine Effekte werden wir in Kap. 6 genauer eingehen.

Neben diesen gasförmigen Bestandteilen werden als weitere Fremdstoffe Schwermetalle und Aerosole in die Atmosphäre eingetragen. Schwermetalle fallen relativ schnell wieder in der Nähe des Ortes ihres Eintrages aus und haben daher kaum einen direkten Einfluss auf Luftqualität oder Klima. Aerosole dagegen haben eine größere Bedeutung. Sie greifen sowohl in den Wasserhaushalt der Atmosphäre ein (Tröpfchenbildung) als auch in den Strahlungshaushalt (vgl. Abschn. 5.8).

Während Kraftfahrzeugabgase zum photochemischen Smog beitragen, entsteht *industrieller Smog* im wesentlichen durch die Verbrennung von Kohle zum Betrieb von Industrieanlagen (Kraftwerke, Stahlverarbeitung). Die dabei verwendete Kohle ist schwefelhaltig, so dass neben den bisher betrachteten Gasen als ein weiterer wichtiger Bestandteil der industriellen Abgase *Schwefeldioxid*  $\text{SO}_2$  entsteht.  $\text{SO}_2$  ist farblos und kann an Hand seines stechenden Geruchs identifiziert werden. Selbst in geringen Konzentrationen ist Schwefeldioxid schädlich. Bei Konzentrationen oberhalb 0.3 ppm wird das Atemsystem beeinträchtigt, insbesondere bei Personen mit bereits bestehender Vorerkrankung wie Asthma, chronischer Bronchitis oder Emphysem. In der Atmosphäre reagiert Schwefeldioxid mit Sauerstoff zu Schwefeltrioxid  $\text{SO}_3$ . Dieses bildet zusammen mit Wasserdampf Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ). Schwefelsäure bildet sich bereits in nur mäßig verschmutzter Luft unter nahezu allen atmosphärischen Bedingungen. Daher ist mit  $\text{SO}_2$  befrachtete Luft nicht nur ein Gesundheitsrisiko, sondern führt über die Bildung von Schwefelsäure außerdem zur Korrosion von Metallen und zur Zersetzung von Stein.

Schwefelsäure ist ferner der Hauptbestandteil des Sauren Regens. Abbildung 5.29 gibt einen Überblick über die pH-Werte im atmosphärischen Wasser unter verschiedenen Bedingungen im Vergleich mit pH-Werten einiger häufig vorkommender Flüssigkeiten. Regen ist auch in Reinluftgebieten grundsätzlich etwas sauer, da das in der Atmosphäre vorhandene Kohlendioxid in den Wassertröpfchen gelöst ist. Wolken- und Nebeltröpfchen sind fast immer saurer als der Regen selbst, anscheinend deshalb, weil eine längere Lebensdauer und geringere Tröpfchengröße die Verdünnung der sauren Bestandteile verhindern. Allerdings sollte die Feststellung, dass Schwefelsäure der Hauptbestandteil des Sauren Regens ist nicht darüber hinwegtäuschen, dass in Regionen mit relativ geringer industrieller Belastung aber starkem Individualverkehr sehr saurer Regen auftreten kann. In Abbildung 5.29 hatten wir gesehen, dass Nebeltröpfchen in Los Angeles einen pH-Wert von 1.5 haben können, d.h. extrem sauer sind. An der Ostküste sind die pH-Werte in Regen und Nebel ungefähr denen in Los

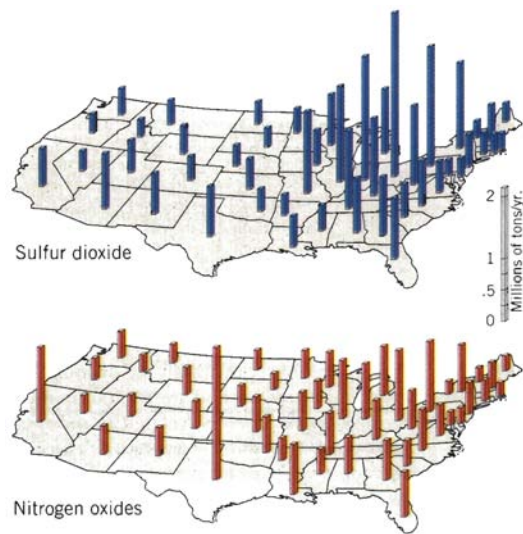


Abbildung 5.30: Emission von Stickoxiden und Schwefeldioxid in den einzelnen Staaten der USA im Jahre 1980 [295]

Angeles und San Franzisko vergleichbar, allerdings sind hier die Quellen des sauren Regens andere (vgl. Abb. 5.30): Während an der Ostküste ein großer Teil des sauren Regens durch den Eintrag von Schwefeldioxid durch industrielle Prozesse erzeugt wird und erst in zweiter Linie durch den Eintrag von Stickoxiden (zu einem großen Teil aus dem Individualverkehr, vgl. Abb. 5.27), spielt an der Westküste das Schwefeldioxid eine geringere Rolle, stattdessen wird der größte Teil des sauren Regens durch die Stickoxide erzeugt. Los Angeles dürfte dabei auch das Musterbeispiel für Luftverschmutzung schlechthin sein: einerseits verhindert die orographische Lage den Austausch mit anderen Gebieten, andererseits ist die Stadt eine der best-motorisiersten der Welt und damit auch eine starke Schadstoffquelle. Für eine genauere Diskussion und Literaturverweise zum Sauren Regen sei verwiesen auf [111] oder das entsprechende Kapitel in [254].

### Transport von Luft-Beimengungen

Die Diskussion um den Sauren Regen weist uns auf einen sehr wichtigen Sachverhalt beim Eintrag von Schadstoffen in die Atmosphäre hin: Luftverschmutzung ist kein lokales Problem sondern grenzüberschreitend. Schadstoffe in der Atmosphäre können effizient transportiert werden. Am Beispiel des Sauren Regens erkennt man dies daran, dass die Wälder Skandinaviens stark vom Sauren Regen geschädigt sind obwohl es kaum direkt anliegende Industrie gibt – hier kommt die Schadstofffracht aus Großbritannien und Mitteleuropa. Einträge von Fremdstoffen in die Atmosphäre sind also kein lokales Problem (außer bei Fremdstoffen, die sehr schnell wieder ausfallen, wie z.B. Schwermetalle). Markant wird dieser Sachverhalt häufig formuliert als: ‘Luftverschmutzung kennt keine Grenzen’.

Am deutlichsten zeigt sich das Transportvermögen der Atmosphäre am Ozonloch über der Antarktis: die hieran stark beteiligten Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW) werden in der niedrigen Troposphäre hauptsächlich der nördlichen Hemisphäre (hier liegen die meisten Industrienationen) in die Atmosphäre eingetragen und entfalten ihre schädigende Wirkung besonders stark über dem Südpol in der Stratosphäre. Der Transport von Fremdstoffen (gasförmige ebenso wie Aerosole) erfolgt also sowohl horizontal (d.h. durch Verteilung über verschiedene Breiten und Längen) als auch vertikal, wobei sogar die Inversion zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre, die ja eigentlich einen Austausch von Luft zwischen diesen beiden Schichten unterbinden sollte, effizient überbrückt wird.

Den horizontalen, und in begrenztem Maße auch den vertikalen Transport kann man bereits durch Beobachtung der Rauchfahne eines Schornsteins zumindest in einem kleinen Bereich verfolgen. Über größere zeitliche und räumliche Skalen lässt sich der Transport von Aerosolen besser verfolgen als der von gasförmigen Bestandteilen, weil Aerosole leicht-

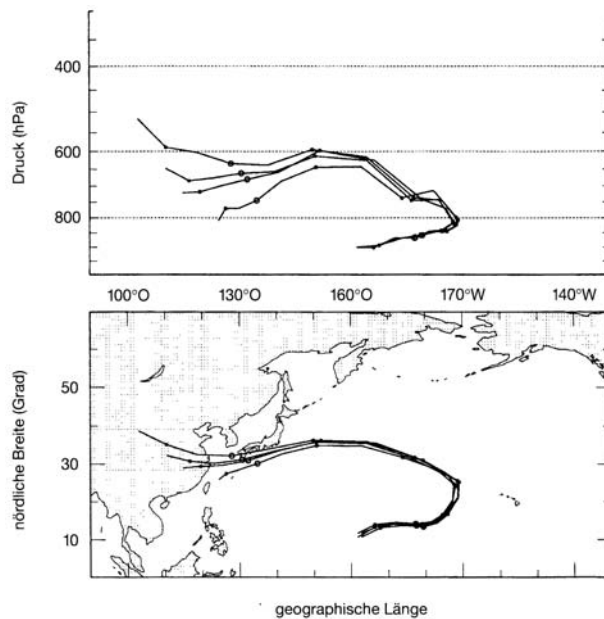


Abbildung 5.31: Trajektorien von stark staubhaltigen (angestaubten?) Luftpaketen, die am 26.11.1982 mittags (Weltzeit) das Enewetak Atoll im Pazifik erreichten. Das obere Bild zeigt die Vertikal-, das untere die Horizontalkomponenten. Die Trajektorien reichen über 8 Tage zurück und beginnen über China, wo sich zu der Zeit ausgedehnte Sandstürme ereigneten [111]

ter direkt sichtbar oder zumindest einfach sichtbar zu machen sind. Besonders gut zeigt sich der vertikale Transport in der Ausbreitung der Staub- und Aschewolken nach Vulkanausbrüchen. Ausbruch Nicht so dramatisch aber trotzdem ökologisch von Bedeutung ist der Transport von Bodenbestandteilen: ein großer Teil des Aerosolstaubes, der über Florida nieder geht, stammt aus der Sahara. Saharastaub wird auch in den südamerikanischen Regenwald exportiert. Ohne diese Zufuhr fruchtbarer Staubes würde der Regenwald nicht so üppig wachsen können, vgl. 'Die Sahara-Amazonas-Connection - wie Afrikas Wüste den Regenwald nährt' [100].

Auch der Staub über der Arktis (arctic haze) demonstriert den globalen Aspekt von Umweltverschmutzung. In der Arktis selbst gibt es praktisch keine Industrie und damit auch keine lokalen Quellen. Die Schadstoffbelastung hat bereits um 1900 begonnen, ist jedoch in den letzten Jahrzehnten zunehmend stärker geworden. Ein großer Teil der Luftverschmutzung entsteht durch die Verfrachtung eurasischer Luftmassen in die Arktis, wo es in der kalten, trockenen Atmosphäre und im gefrorenen Boden kaum Senken für diese Schadstoffe gibt. Ein Teil dieses arktischen Dunstes scheint natürliche Ursachen zu haben (Staub aus den Prärien und Steppen der Nordhalbkugel), der größte Teil dagegen stammt aus industrieller Aktivität hauptsächlich in Mittel- und Osteuropa. Viele dieser Substanzen greifen ihrerseits wieder in die Chemie der Atmosphäre ein, so dass die Auswirkungen des arktischen Staubes auf die Ozonschicht und den Treibhauseffekt zur Zeit noch nicht abzuschätzen sind (Jaenicke, private Mitteilung). In der Zeit nach den wirtschaftlichen und politischen Veränderungen in Osteuropa scheinen diese Dunstschleier seltener geworden zu sein und in den 1990er Jahren auch an Intensität verloren zu haben [226].

Auch in anderen Teilen der Welt zeigen Sand- und Staubstürme Fernwirkungen. Im November 1982 wurde auf dem Enewetak Atoll im Pazifik eine weit über den Normalwerten liegende Staubbilastung gemessen. Abbildung 5.31 zeigt die Bahnen von Luftpaketen, die diese Staubbilastung mitgeführt haben. Im oberen Teil der Abbildung ist die Vertikalbewegung dieser Luftmassen gezeigt, im unteren Teil ihre Horizontalbewegung. Rechnet man die Bahnen vom Zielort um 8 Tage zurück, wie in der Abbildung gezeigt, so erkennt man, dass die Luftpakete alle aus einer Region in China stammen, in der in der fraglichen Zeit starke Staubstürme tobten.

Wie sich Stoffe in der Atmosphäre verteilen, hängt vom Ort ihres Eintrages ab (und natürlich auch von ihrer atmosphärischen Lebensdauer). Grundsätzlich werden die Stoffe natürlich durch die Luftbewegung mitgeführt (sie können daher auch, wie die Enten in

Abschn. 3.3.5, als Bahnmarkierungen von Luftströmungen verwendet werden). Die größte Näherung ist durch die großskalige oder planetare Zirkulation gegeben, die im wesentlichen eine breitenkreisparallele Verteilung der Stoffe bewirkt. Die darin eingebetteten Hoch- und Tiefdruckwirbel sorgen ebenso wie diffusive Prozesse für einen Transport in andere Breiten. Insgesamt kann man, wie wir im Zusammenhang mit den Aerosolen noch genauer sehen werden, den Transport einer Wolke von Fremdstoffen so beschreiben, dass sich zuerst ein mehr oder weniger breitenkreisparalleles Band bildet (je nach geographischer Breite des Eintragsortes und der dort herrschenden Zirkulationsmuster mehr oder weniger aufgeweitet), das sich dann in der Breite weiter ausdehnt.

Horizontaler Transport erfolgt, wie oben angedeutet, im Rahmen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulationsmuster. Wie aber erfolgt vertikaler Transport zwischen verschiedenen Atmosphärenschichten? Was sind das für besondere Luftpakete, die in der Lage sind, die Inversion zwischen Troposphäre und Stratosphäre zu passieren? Oder müssen es keine besonderen Luftpakete sein sondern können auch normale Pakete das schaffen? Beide Fragen lassen sich mit 'ja' beantworten. In einigen Fällen (Vulkanausbrüche, extrem starke Explosionen oder Waldbrände) Ausbruch sind die Luftpakete insofern speziell, als dass sie so heiß sind und schnell aufsteigen, dass sie auch an der Tropopause noch nicht genug Wärme an die Umgebung abgegeben und durch Expansion verloren haben. Damit sind sie also weiterhin wesentlich wärmer als ihre Umgebung und können somit auch weiter aufsteigen. Allerdings setzt diese Form des Eintrags von Stoffen in die Stratosphäre wirklich energiereiche Ereignisse voraus und erfolgt daher eher selten und unregelmäßig.

Ein Übergang von der Troposphäre in die Stratosphäre kann jedoch auch weit weniger spektakulär erfolgen. Bei der Diskussion von Abb. 1.1 haben wir immer so getan, als sei die Atmosphäre, und mit ihr die Schichten und Grenzen zwischen diesen Schichten, sphärisch-symmetrisch. Dann wäre die Tropopause eine geschlossene Kugeloberfläche, die nur dann durchdrungen werden könnte, wenn ein aufsteigendes Luftpaket sehr viel wärmer wäre als seine Umgebung. Andererseits haben wir jedoch im Zusammenhang mit der großskaligen Zirkulation gesehen, dass sich pro Hemisphäre drei Zirkulationszellen ausbilden (vgl. Abb. 3.15). Die Grenzen zwischen diesen Zellen werden in der Höhe durch die Strahlströme (Polarjet und Subtropenjet) gebildet. Diese Struktur macht klar, dass die Troposphäre in sich keinesfalls sphärisch symmetrisch konstruiert ist. Entsprechend dem Energieinhalt der einzelnen Zirkulationszellen befindet sich die Tropopause über diesen Zellen jeweils in unterschiedlicher Höhe. Dadurch bilden sich beim Übergang zwischen den Zellen, d.h. im Bereich der Strahlströme, Bereiche aus, in denen die Tropopause nicht geschlossen ist (vgl. Darstellung der Tropopause im Meridionalschnitt in Abb. 3.17).

Abbildung 5.32 macht die Möglichkeit des Austausches zwischen Troposphäre und Stratosphäre noch deutlicher. Der Austausch findet im wesentlichen an den vertikalen Begrenzungen der mittleren Zirkulationszelle (Ferrel-Zelle) jeder Hemisphäre statt. Als Austauschprozesse werden drei Mechanismen diskutiert [260]: (a) das Heben und Senken der Tropopause im Lauf der Jahreszeiten, (b) die Intrusion stratosphärischer Luft im Bereich der Strahlströme, und (c) die Zirkulation der äquatorialen Hadley-Zelle.

Die drei Mechanismen für den Stratosphären-Troposphären-Austausch arbeiten insgesamt so effizient, dass das Äquivalent der gesamten Stratosphärenmasse innerhalb von 1 bis 2 Jahren mit der Troposphäre ausgetauscht wird. Die kürzere Zeitspanne bezieht sich dabei auf die höheren Breiten, die längere auf die äquatorialen Bereiche. Von den drei erwähnten Mechanismen erfolgt der erste global, trägt aber am wenigsten zur Vermischung bei: durch die winterliche Absenkung und die sommerliche Anhebung der Tropopauseninversion werden nur etwa 10% der Stratosphärenmasse im Laufe eines Jahres ausgetauscht. Die beiden anderen Prozesse, die Hadley-Zirkulation und der Austausch durch die mit den Strahlströmen verknüpften Tropopauseneinbrüche (der Übergang zwischen diesen beiden Mechanismen ist fließend), stellen die effektivsten Prozesse dar. Durch sie werden pro Jahr etwa 50 - 60% der Stratosphärenmasse ausgetauscht.

Die Bedeutung der äquatorialen Hadley-Zelle für den Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre wird in Abb. 5.32 deutlich. Im Bereich des Äquators steigt in einem relativ

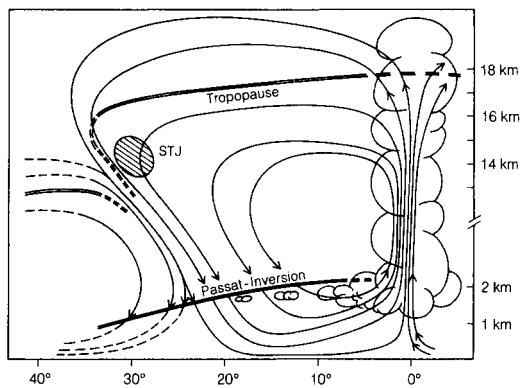


Abbildung 5.32: Schematischer Schnitt durch die äquatoriale Hadley-Zelle. Im rechten Teil der Abbildung sieht man wie die auf relativ eng umgrenztem Raum aufsteigende heiße Luft aufgrund ihrer hohen Temperatur (zusätzliche Freisetzung latenter Wärme) die Tropopause durchstoßen kann. Der schraffierte Bereich STJ markiert den Subtropenjet. Achtung, die vertikale Achse ist unterbrochen, d.h. die Zeichnung ist nicht maßstäblich [260]

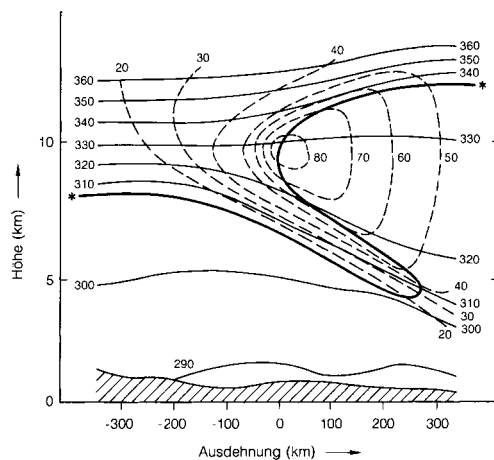


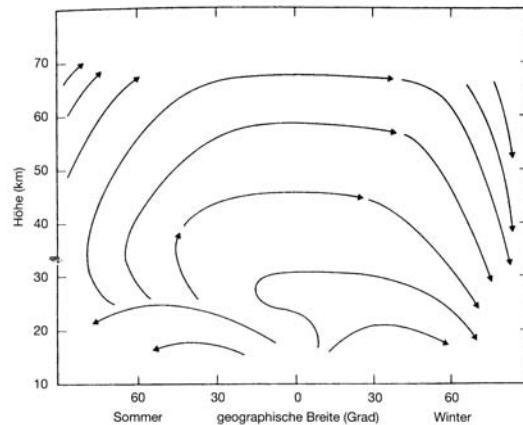
Abbildung 5.33: Vertikalschnitt durch einen Jet zur Beschreibung des dort auftretenden Austauschs von stratosphärischer und troposphärischer Luft. Die durchgezogenen Linien sind Isentropen (Linien gleicher potentieller Temperatur in K, vgl. Text), die gestrichelten Linien geben Windgeschwindigkeiten in m/s. Die dicke durchgezogene Linie ist die gefaltete Tropopause [260]. Entlang dieser Falte erfolgt das Vordringen stratosphärischer Luft in die Troposphäre

kleinen Gebiet sehr warme und feuchte Luft auf. Die in der Luft enthaltene Feuchtigkeit setzt beim Aufstieg Kondensationswärme frei, wodurch sich eine sehr hohe Vertikalgeschwindigkeit ergibt. Dadurch kann die aufsteigende Luft in diesen Hot Towers die Tropopause durchdringen, die Hadley-Zelle erstreckt sich also bis in die Stratosphäre hinein. In der Stratosphäre erstreckt sich der vertikale Zweig der Hadley-Zelle polwärts bis über den Subtropenjet hinaus und gleitet teilweise noch auf die Ferrel-Zelle auf. Im Bereich des Subtropenjets dringt die Luft aus der Stratosphäre wieder in die Tropopause vor. Ein ähnlicher, allerdings schwächerer Austausch findet im Bereich des Polarjet statt.

Der Subtropenjet bewirkt auch aus dynamischen Gründen einen sehr effektiven Austausch, wie in Abb. 5.33 illustriert ist. Die dicke Linie in der Abbildung ist die Lage der Tropopause, die gestrichelten Linien geben die Windgeschwindigkeiten im Subtropenjet wieder, die durchgezogenen Linien sind Isentropen (Linien gleicher potentieller Temperatur; die potentielle Temperatur korrigiert für die Temperaturabnahme mit der Höhe bei Hebung eines Luftpaketes, sie betrachtet gleichsam die Summe aus potentieller  $mgh$  und kinetischer  $3kT/2$  Energie im Luftpaket und ist wichtig, wenn man Luftpakete in verschiedenen Höhen in der Atmosphäre vergleichen möchte. Formal ist die potentielle Temperatur definiert als die Temperatur, die ein Luftpaket annehmen würde, wenn man es trockenadiabatisch auf den Normaldruck von 1013 hPa bringen würde, vgl. Abschn. B.8.2). Abbildung 5.33 zeigt das faltenartige, mit dem Subtropenjet verbundene tiefe Eindringen der Stratosphäre in die Troposphäre. Entlang dieser Tropopausenfalte wird stratosphärische Luft samt ihrer Beimengungen entlang der Isentropen in die Troposphäre eingetragen und durch turbulente Diffusion in dieser verteilt.

Der Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre ist jahreszeitlich stark variabel. Der maximale Zufluss stratosphärischer Luft in die Troposphäre findet im Frühjahr statt, im Hochsommer dagegen findet kaum ein Austausch statt. Die Zeitskalen des Austausch kann

Abbildung 5.34: Stratosphärische Meridionalzirkulation, die durch die ungleichmäßige Erwärmung der Stratosphäre und durch die stratosphärische Ausdehnung der Hadley-Zirkulation verursacht wird (Dunkerton, 1978, in [111])



man z.B. an Hand der Verlagerung von radioaktiven Isotopen aus Kernwaffentests nachweisen (hier insbesondere  $^{90}\text{Sr}$ ) oder durch die Messung von durch die einfallende kosmische Strahlung in der Stratosphäre erzeugten Isotopen (kosmogene Nuklide wie z.B.  $^{10}\text{Be}$  und  $^{14}\text{C}$ ). Die jahreszeitliche Variation hat im wesentlichen drei Ursachen, (a) die Instabilität der Stratosphäre im Spätwinter, auf die wir im Zusammenhang mit dem Ozonloch noch zurückkommen werden, (b) die jahreszeitliche Wanderung der äquatorialen Hadley-Zellen, die wir im Zusammenhang mit Abb. 3.17 bereits kurz erwähnt hatten, und (c) den Anstieg der Tropopause im Frühjahr und ihr Absinken im Herbst.

Der Austausch zwischen Stratosphäre und Troposphäre erfolgt also nicht gleichmäßig, sondern ist räumlich (Hot Towers, Tropopauseneinbrüche an den Strahlströmen) und zeitlich moduliert. Um eine globale Verteilung von troposphärischen Einträgen in der Stratosphäre zu erreichen, muss zusätzlich ein im wesentlichen vertikaler Transport in der Stratosphäre erfolgen. Diese stratosphärische Zirkulation ist in Abb. 5.34 dargestellt. Im Vergleich zum troposphärischen Zirkulationsmuster ist die stratosphärische Zirkulation sehr einfach: es bildet sich im wesentlichen eine einzige Zirkulationszelle aus, die Stratosphäre und Mesosphäre umfasst (die Stratopause ist ein Maximum der Temperatur und nicht mit einer Inversion gekoppelt wie die Tropopause). Die Windgeschwindigkeiten sind eher gering mit horizontalen Komponenten im Bereich von 1 m/s in der Stratosphäre (10 m/s in der Mesosphäre) und Vertikalkomponenten im Bereich von einigen bis einigen zehn mm/s [26]. Die treibende Kraft dieser Zelle ist der Temperaturgradient zwischen Sommer- und Winterhalbkugel, so dass sich in Höhen oberhalb 25 km auf der Sommerhalbkugel eine Aufwärtsströmung und auf der Winterhalbkugel eine Abwärtsströmung ergibt. In Höhen unterhalb 25 km ist die stratosphärische Zirkulation stark durch die aufragenden Hot Towers der troposphärischen Zirkulation beeinflusst. Wie in der Troposphäre bewirkt auch hier die Corioliskraft eine Ablenkung der Windsysteme, so dass es zusätzlich eine breitenkreisparallele Geschwindigkeitskomponente gibt. Da aber die Ablenkung aufgrund der geringen Geschwindigkeiten eher klein ist und weder orographische Hindernisse vorhanden sind noch eine unterschiedliche Erwärmung und Wärmespeicherung von Wasser-, Land- und Eismassen auftritt, bildet sich nicht das aus der Troposphäre bekannte Muster von drei Konvektionszellen pro Hemisphäre mit eingelagerten quasi-stationären Hoch- und Tiefdruckgebieten aus.

Der Austausch von Spurengasen zwischen Troposphäre und Stratosphäre dauert ein bis zwei Jahre. Der Austausch zwischen der nördlichen und südlichen Hemisphäre (interhemisphärische Durchmischung) dauert ebenfalls typischerweise ein bis zwei Jahre, die Durchmischung innerhalb einer Hemisphäre erfolgt etwas schneller innerhalb ungefähr eines halben Jahres. Atmosphärische Fremdstoffe können natürlich nur dann effizient von einer lokalen oder regionalen Quelle (z.B. Industrienationen der nördlichen Hemisphäre) über den Globus verteilt werden, wenn ihre Lebensdauern mindestens so lang sind, wie die charakteristischen Durchmischungs- oder Transportzeiten. Abbildung 5.35 gibt dazu einen Überblick über die Lebensdauern verschiedener Spurengase in der Troposphäre. Diese Zeiten variieren zwischen

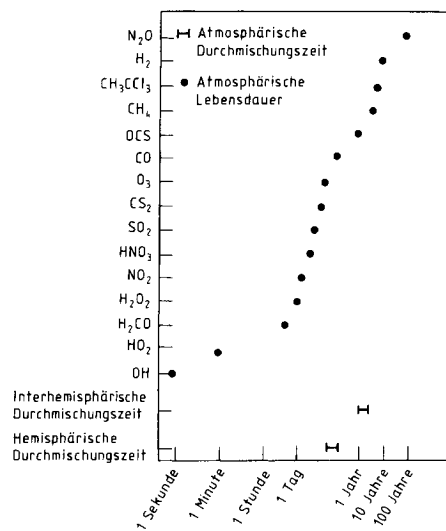


Abbildung 5.35: Atmosphärische Lebensdauern von Spurengasen im Vergleich zu den hemisphärischen und interhemisphärischen Durchmischungszeiten [84]

ca. einer Sekunde (Hydroxyl-Radikal, der Müll- oder Saubermann der Atmosphäre) und bis zu einem Jahrhundert (Lachgas). Abgesehen vom molekularen Wasserstoff sind die langlebigsten Komponenten (Lebensdauer über 10 Jahre) gleichzeitig auch stark treibhauswirksame Spurengase (Methan, Lachgas, FCKWs). Im unteren Teil von Abbildung 5.35 sind zum Vergleich die Durchmischungszeiten innerhalb einer Hemisphäre und zwischen den Hemisphären markiert.

### Einschub: Die Stadt als Beispiel für eine Stoffquelle

Im Zusammenhang mit Luftverschmutzung hatten wir ebenso wie im Zusammenhang mit Mikroklimaten in Absch. 5.5.9 auf die Sonderrolle der Städte hingewiesen. Im Bereich der Fremdstoffeinträge zeigt sich dabei, wie auch in anderen Bereichen, dass die Stadt sich stark von einem natürlichen Ökosystem unterscheidet: während in letzterem die Kreislaufwirtschaft nahezu perfekt realisiert wird (vgl. z.B. den Kohlenstoffkreislauf in Abschn. 5.7.3), ist die Stadt, wie praktisch jedes anthropogene System, weit von der Kreislaufwirtschaft entfernt. Abbildung 5.36 zeigt dazu als Beispiel die Stoff- und Energieflüsse der Stadt Brüssel. Die wichtigsten Resultate dieser Studie sind, dass erwartungsgemäß mehr und andere Energie in der Stadt benötigt wird, als durch die Sonneneinstrahlung zur Verfügung gestellt werden kann. Für das Beispiel Brüssel beträgt die jährlich importierte Energiemenge  $32 \cdot 10^{12}$  kcal, die in Brennstoffen, elektrischem Strom und Nahrungsmitteln enthalten sind. Diese Zusatzenergie wird letztendlich in Form von Abwärme an die Umgebung abgegeben, wodurch sich ein Teil des Wärmeinsel-Effekts der Städte erklären lässt (für eine neuere Untersuchung am Beispiel Berlins sei auf Malberg [198] verwiesen). Außerdem besteht eine übermäßige Nachfrage nach Lebensmitteln, diversen Materialien (Baustoffe, Rohstoffe, Fertigprodukte u.a.) und Wasser für Haushalte und Wirtschaft, die im Stadtgebiet ebenfalls nicht in hinreichender Menge gewonnen oder produziert werden können. Diese Stoffimporte bewirken gigantischen Mengen an Müll und Abfallstoffen, sowie hohe Abwasser- und Luftbelastungen.

Nur ein Teil der Stoffimporte wird mit Abwasser und Wind wieder aus dem System Stadt entfernt. Die Festmüllmengen dagegen bleiben größtenteils innerhalb der Stadt oder werden am Stadtrand deponiert. Ein anderer Teil wird in Form von Bauschutt zu 'Stadtboden'. Aus diesem Grunde wachsen die Bodenoberflächen in den Städten im Laufe der Jahrhunderte immer weiter in die Höhe und entfernen sich zunehmend vom Grundwasserspiegel. Städtische Böden sind daher in der Regel Kunstböden aus Bauschutt und importierten Erden, auf denen sich allerdings naturnahe Böden entwickeln können (Gärten, Parks, Friedhöfe). Ein Nebeneffekt der anwachsenden Oberflächen und der künstlich gesteuerten Wasserströme ist die relative Trockenheit naturnaher Flächen in der Stadt: Niederschläge werden in hohem



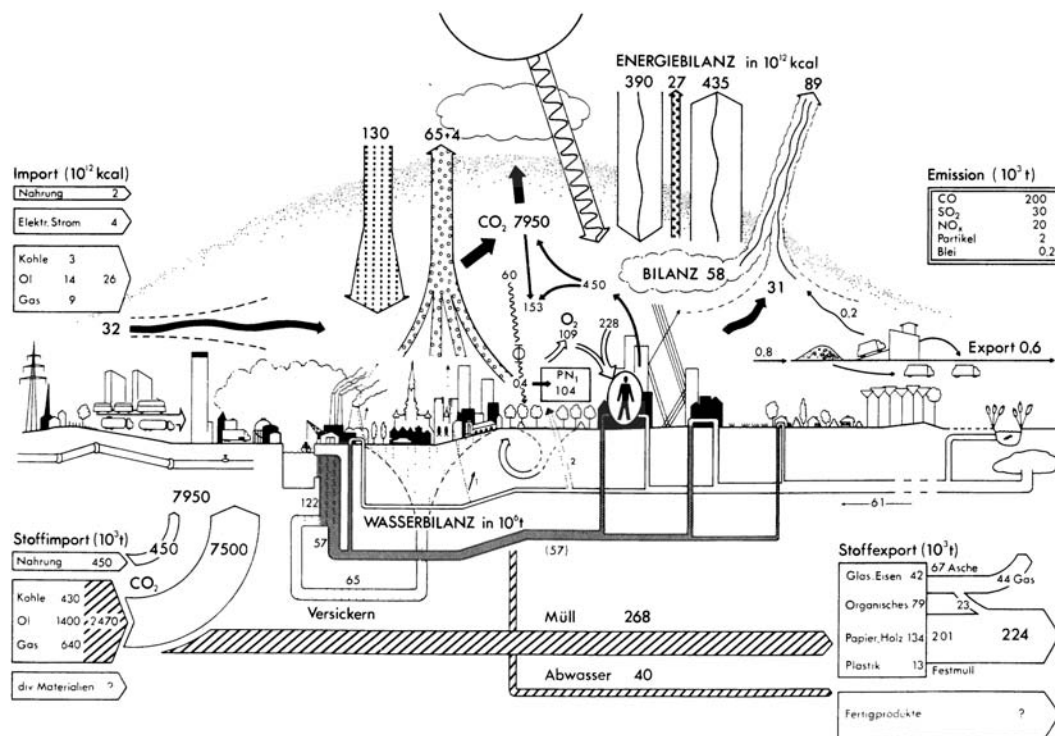


Abbildung 5.36: Bilanzierung der Stoff- und Energieflüsse von Brüssel [321]

Maße durch Abwasserkanäle abgeleitet statt durch die Böden zu versickern, andererseits können aber viele Pflanzen in den Gärten und Parks der relativ trockenen Stadt nur durch künstliche Bewässerung erhalten werden.

Insgesamt sind Städte in ihrer Gesamtstruktur eine starker Eingriff in die Umwelt. Dies zeigt sich in allen Aspekten unserer Umwelt: in Atmosphäre und Biosphäre, im Wasserkreislauf und in der Bodennutzung. Städte bilden in einigen Aspekten bereits eine mögliche Zukunft unseres gesamten Planeten ab, wie wir im Zusammenhang mit der Geschichte der Atmosphäre und des Klimas in Kap. 10 noch genauer sehen werden.

### Zusammenfassung

Wir haben in diesem Abschnitt am Beispiel des Kraftfahrzeugverkehrs die wichtigsten durch menschliche Aktivität in die Luft eingetragenen Fremdstoffe kennengelernt. Ein Teil dieser Stoffe entfaltet direkt oder über seine Reaktionsprodukte eine mehr oder weniger schädigende Wirkung auf die Biosphäre (Kohlenmonoxid, Stickoxide, Peroxyazetyl-Nitrate, Schwefeldioxid, troposphärisches Ozon). Ein anderer Teil (Kohlendioxid, Fluorchlorkohlenwasserstoffe) dagegen ist nicht selbst toxisch und so reaktionsträge, dass auch keine toxischen Folgeprodukte entstehen. Diese Fremdstoffe haben aber umwelttoxikologisch insofern eine Bedeutung, als dass sie die Atmosphäre in einer Form verändern (Beitrag zum Treibhauseffekt, Abbau der Ozonschicht), die ihrerseits wieder eine Schädigung auf das menschliche Befinden haben könnte (zur umwelttoxikologischen Bewertung dieser Stoffe vergleiche z.B. Marquardt und Schäfer [201], insbesondere den Artikel von Schüttmann und Aurandt). In der Umwelttoxikologie hat die Luft aus drei Gründen eine Sonderrolle: (a) dem Medium Luft ist der Mensch seit seiner Geburt ausgesetzt, (b) mengenmäßig übertrifft der Kontakt mit der Luft alle sonstigen Umweltmedien; ein erwachsener Mensch ventiliert täglich im Schnitt etwa 15 kg Luft, nimmt in der gleichen Zeit aber nur 2.5 kg Wasser zu sich und verzehrt 1.5 kg Nahrung, (c) die Begleitstoffe der Atemluft können ihr toxisches Potential entweder unmittelbar in den Atemwegen (Lufttröhre, Schleimhäute, Bronchien, Alveolen) oder systematisch

nach resorptiver Aufnahme entfalten. In diesem Abschnitt nicht betrachtet haben wir eine Reihe von Beimengungen wie z.B. die Schwermetalle. Diese haben zwar ein toxische Potential, ihre Verweildauer in der Atmosphäre ist aber zu gering als dass sie (a) in die Chemie der Atmosphäre eingreifen können, (b) den Strahlungshaushalt beeinflussen können, oder (c) als Tracer zum Studium der vertikalen und/oder horizontalen Transportvorgänge verwendet werden können. Diese Stoffe entfalten ihre Bedeutung dann, wenn sie sich im Boden ablagern und in die Nahrungskette gelangen. Städte spielen in der Luftverschmutzung ebenso wie im gesamten Ökosystem aufgrund der hohen Konzentration von Verkehr, Industrie und Menschen eine Sonderrolle: sie sind eine Senke für Rohstoffe und eine Quelle für Abfallstoffe aller Art, inklusive Abwärme und treibhauswirksamen Spurengasen. Die gesamte Struktur der Städte ist weit von dem natürlichen System einer Kreislaufwirtschaft entfernt.

Begleitstoffe der Luft, insbesondere Aerosole, können als Tracer verwendet werden, um die Transportmechanismen in der Atmosphäre zu untersuchen. In der Troposphäre folgt der Transport der großskaligen Zirkulation und den darin eingelagerten Druckgebilden. Ein Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre erfolgt im wesentlichen in den Hot Towers der innertropischen Konvergenzzone und an den Tropopauseneinbrüchen in der Nähe der Strahlströme, d.h. effizienter Austausch erfolgt lokal begrenzt. Die Zirkulation in der Strato- und Mesosphäre sorgt für eine weitere Verteilung dieser Stoffe. Sie lässt sich durch eine durch den Temperaturgradienten zwischen Sommer- und Winterhalbkugel getriebene Konvektionszelle beschreiben, die in geringen Höhen stark durch die äquatorialen Hadley-Zellen der Troposphäre beeinflusst ist.

### 5.7.2 Treibhauswirksame Spurengase

Nach diesem Überblick über anthropogene (und in geringem Maße auch natürliche) Einträge von Fremdstoffen in die Troposphäre wollen wir uns nun dem eigentlichen Thema dieses Abschnitts, den treibhauswirksamen Spurengasen zuwenden.

#### Übersicht über treibhauswirksame Spurengase TWS

Als wichtige treibhauswirksame Spurengase in der Atmosphäre hatten wir im Zusammenhang mit Abb. 5.8 bereits Wasserdampf und Kohlendioxid kennen gelernt. Beide Gase kommen natürlich in der Atmosphäre vor. Ihre Bedeutung für den Treibhauseffekt beruht darauf, dass sie die optische Tiefe der Atmosphäre für die terrestrische Ausstrahlung erhöhen. Zu diesem natürlichen Treibhauseffekt gesellt sich in jüngster Zeit zunehmend ein anthropogener Treibhauseffekt, manchmal auch als zusätzlicher Treibhauseffekt bezeichnet, in der Presse häufig auch einfach auf Treibhauseffekt abgekürzt. Das mengenmäßig am stärksten der Atmosphäre zugeführte Treibhausgas ist Kohlendioxid. Der Themenkomplex um mögliche Änderungen des Klimas aufgrund eines anthropogen verstärkten Treibhauseffektes wurde daher früher auch vielfach als das CO<sub>2</sub>-Problem bezeichnet.<sup>5</sup>

Tabelle 5.5 gibt einen Überblick über die wichtigsten klimarelevanten Spurengase in der Atmosphäre, ihre Konzentration und die Trends in der Änderung dieser Konzentration. Ferner sind angegeben die anthropogenen Quellen dieser Spurengase und die hauptsächlichen Senken sowie ihre Verweildauer in der Atmosphäre und der durch sie bewirkte Treibhauseffekt.

#### Wie greifen die TWS in die Strahlungsbilanz ein?

Wir haben bisher stets die Behauptung aufgestellt, die treibhauswirksamen Spurengase seien klimarelevant, da sie die terrestrische Infrarotstrahlung absorbieren. Was aber geschieht bei diesem Absorptionsvorgang? Warum erfolgt Absorption in charakteristischen Banden und nicht gleichmäßig über das gesamte Spektrum?

<sup>5</sup>Früher wurde er zumindest noch explizit so bezeichnet – heute reden wir zwar allgemeiner vom anthropogenen Treibhauseffekt, betrachten allerdings bei möglichen Gegenmaßnahmen stets nur die CO<sub>2</sub>-Reduktion.

Bestandteil	Konzentration ppm (Vol.)	Tendenz %/Jahr	Anthropogene Quellen	Senken	Verweildauer	Klimaeinfluß		Bemerkungen
						Treibhaus-	Sonstiges	
Kohlendioxid	CO <sub>2</sub>	355	+0,4	Fossile Brennstoffe, Veränderung der Biosphäre, Bodenzerstörung	Ozean und andere Gewässer, Biosphäre	6–10a	7,2	Vorindustrielles Niveau ca. 280 ppm
Kohlenmonoxid	CO	0,12	+10	Unvollständige Verbrennung, Bildung aus Kohlenwasserstoffen, Kraftverkehr, Verbrennung fossiler Stoffe und Biomasse	Oxidation mit OH-Radikalen, Bodenorganismen	2–6 mo		O <sub>2</sub> Konzentration regional sehr unterschiedlich
Methan	CH <sub>4</sub>	1,7	+1,5	Reisanbau, Viehhaltung, Verbrennung fossiler Stoffe, Erdgasförderung, Verbrennungsmotoren	Oxidation mit OH-Radikalen	4–7a	0,8	O <sub>2</sub> Vorindustrielles Niveau ca. 0,7 ppm
Schwefeldioxid	SO <sub>2</sub>	2 · 10 <sup>-4</sup>	Global leicht abnehmend	Verbrennung fossiler Stoffe	Ablagerung, Oxidation in der Atmosphäre	Tage	gering	Aerosol Konzentration regional sehr unterschiedlich
Distickstoffoxid (Lachgas)	N <sub>2</sub> O	0,3	+0,25	Kunstdünger (N), Verbrennung von Biomasse und fossilen Stoffen	Fotolyse	160–190a	1,4	O <sub>2</sub>
Stickoxide	NO <sub>x</sub>	2 · 10 <sup>-2</sup> bis 5 · 10 <sup>-4</sup>	+4–5	Verbrennung fossiler Stoffe, Kraftverkehr, hochfliegende Flugzeuge	Ablagerung	Tage	< 0,5	O <sub>2</sub>
Ozon Troposphäre	O <sub>3</sub>	0,03	+1,0	Indirekt aus NO <sub>x</sub> , CO, CH <sub>4</sub> ; Folgereaktionen der Verbrennung von Biomasse und fossilen Stoffen u. a.	Katalytische Reaktionen	1–3 mo	2,4	
Stratosphäre	10 (25–30 km Höhe)	Abnahme	Fluorchlorkohlenwasserstoffe	Fotochemische Reaktionen	1–3 mo	Strahlung		Abschirmung der UV-C und Schwächung der UV-B- (Erythem-) Strahlung
Ammoniak	NH <sub>3</sub>	kleiner 1 · 10 <sup>-4</sup>	Zunahme	Verbrennung fossiler Stoffe, Viehhaltung, Kläranlagen	Ablagerung, Auswaschung, Oxidation	7–14 Tage	< 0,5	
Tetrachlorkohlenstoff	CCl <sub>4</sub>	kleiner 1 · 10 <sup>-4</sup>	+1–3	Industrie, Chlorierung	Verschiedene Reaktionen, Auswaschung	50a?	< 0,5	
Fluorchlorkohlenwasserstoffe wie Freon 11 Freon 12 u. a.	CFCl <sub>3</sub> CF <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	1,5 · 10 <sup>-4</sup> 3,5 · 10 <sup>-4</sup>	+4	Treibgas, Kühlmittel, Kunststoffverschäumung	Fotolyse in Stratosphäre	50a 100a	< 0,5	O <sub>2</sub> Kann langzeitigen O <sub>3</sub> -Abbau bewirken
Wasserdampf Troposphäre	H <sub>2</sub> O	bis 40 · 10 <sup>2</sup>	kaum	evtl. durch Eingriffe in den Wasserhaushalt	häufiger Umschlag	20,6		erhebliche raum-zeitliche Variabilität
Stratosphäre		3–5	?	Flugverkehr, Raketenstarts				

Tabelle 5.5: Übersicht über die wichtigsten klimarelevanten Spurengase in der Atmosphäre. Angegeben ist die Konzentration der Stoffe, die Tendenz mit der sich ihre Konzentration ändert, die anthropogenen Quellen, die Senken, die Verweildauer sowie ihr Einfluss auf das Klima ([138] nach verschiedenen Quellen)

Abbildung 5.37 soll uns helfen, diese Fragen zu beantworten. Dargestellt sind die Molekülstrukturen der drei wichtigsten, auch natürlich vorkommenden treibhauswirksamen Spurengase Wasserdampf, Ozon und Kohlendioxid. Einfache Erfahrungen über Absorption und Emission von Molekülen kann man gewinnen, wenn man sich die Emissionsspektren ansieht: grundsätzlich sind die Emissionsspektren von Molekülen komplizierter als die von Atomen und die von mehratomigen Molekülen wiederum komplexer als die von diatomaren Molekülen (z.B. molekularer Sauerstoff). Die größere Komplexität der Spektren ergibt sich aus der mit der Komplexität der Molekülstruktur zunehmenden Zahl der Freiheitsgrade. Gehen wir von einem Atom zu einem Molekül über, so ergeben sich zusätzlich zum Anheben eines Elektrons in ein anderes Energieniveau (bzw. bei der Emission der umgekehrte Weg; Elektronenübergang) noch die Möglichkeiten, dass (a) Energie in Rotationsenergie umgewandelt wird (beide Atome eines diatomaren Moleküls rotieren um eine gemeinsame Achse) oder (b) die Atome des Moleküls in Schwingungen versetzt werden (Vibrationsenergie).

Diatomare Moleküle können nur dann zusätzliche Spektrallinien durch Rotation und Vibration erzeugen, wenn sich bei diesen Prozessen das elektrische Dipolmoment verändert. Die häufigsten Moleküle der Atmosphäre, O<sub>2</sub> und N<sub>2</sub>, haben jedoch eine symmetrische Ladungsverteilung und bilden daher keinen Dipol. Hier können die Absorptions- und Emissionsspektren nur durch elektronische Übergänge erzeugt werden, nicht aber durch Vibration oder Rotation. Die Spektrallinien finden sich daher bevorzugt im ultravioletten und sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums (vgl. Abb. 3.5 und 5.8).

Die wichtigsten im langwelligen Bereich aktiven Gase sind Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon. Alle diese Moleküle haben, wie in Abb. 5.37 dargestellt, eine triatomare Struktur. Wasserdampf hat eine triatomare Struktur mit einem Sauerstoffatom im Scheitelpunkt. Durch den Massenmittelpunkt des Moleküls lassen sich drei aufeinander senkrecht stehende Rotationsachsen mit jeweils unterschiedlichem Drehmoment legen. Zusätzlich kann das Was-

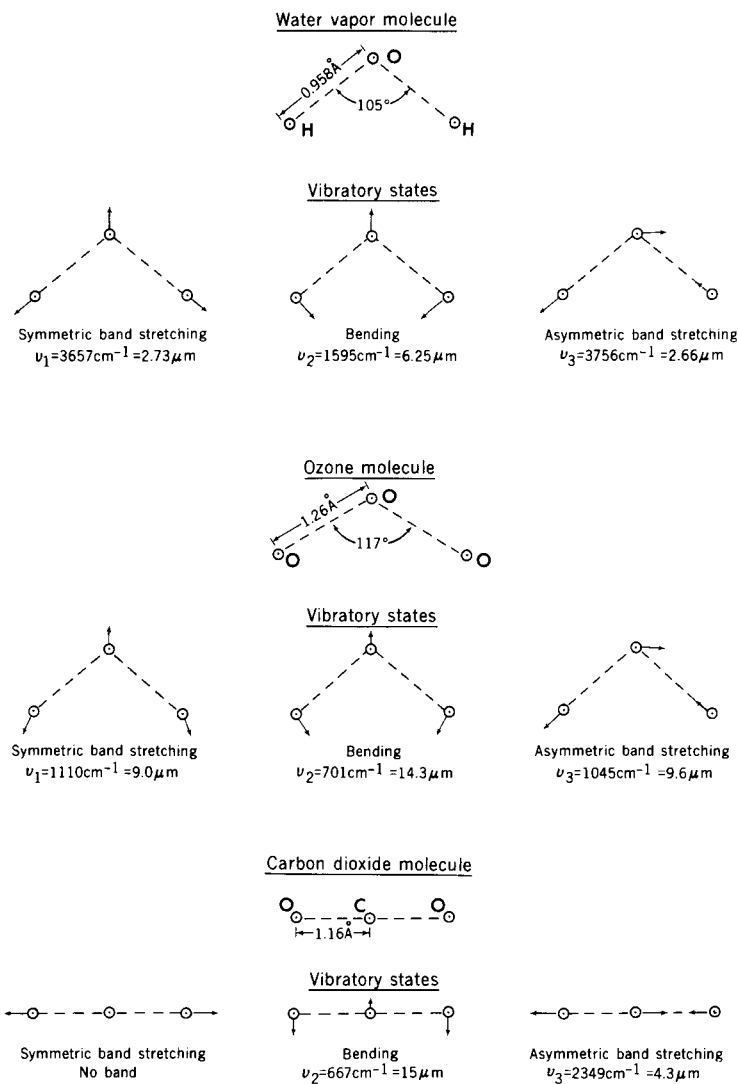


Abbildung 5.37: Physikalische Mechanismen der Strahlungsabsorption [229]

ermolekül mit unterschiedlichen Frequenzen vibrieren. Diese Kombination aus Rotation und Vibration führt auf ein sehr komplexes und irreguläres Absorptionsspektrum für den Wasserdampf. Im Bereich von 1–8  $\mu\text{m}$  ergeben sich verschiedene Vibrations-Rotationsbanden im Absorptionsspektrum, ein reines Rotationsband ergibt sich oberhalb von 14  $\mu\text{m}$  mit einem Schwerpunkt bei 65  $\mu\text{m}$  (vgl. auch Abb. 5.8).

Kohlendioxid ist linear-symmetrisch aufgebaut, so dass die Rotation des Moleküls kein oszillierendes Dipolmoment erzeugt, es ergeben sich also keine Rotationsbanden. Die Absorption erfolgt daher ausschließlich in Vibrationsbanden. Deren Maxima liegen bei 2, 3 und 4  $\mu\text{m}$  und im Bereich von 13–17  $\mu\text{m}$ .

Ozon trägt zur Absorption der terrestrischen Ausstrahlung im wesentlichen in einer Vibrations-Rotationsbande bei, die um 9.6  $\mu\text{m}$  zentriert ist. Die Absorption der terrestrischen Ausstrahlung durch Ozon ist in der Troposphäre noch zu vernachlässigen und erfolgt im wesentlichen in der Stratosphäre. Kohlendioxid und Wasserdampf dagegen tragen sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre zur Absorption bei.

Außer Kohlendioxid, Wasserdampf und Ozon sind weitere wichtige anthropogene treibhauswirksame Spurengase Methan, Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW) und Lachgas (Distickoxid,  $\text{N}_2\text{O}$ ), vgl. auch Tabelle 5.5. Allen diesen treibhauswirksamen Gasen ist gemeinsam, dass sie das vom Wasserdampf offengelassene atmosphärische Fenster für infrarote Emission zumindest teilweise auffüllen. Dieser Zusammenhang war bereits in Abb. 5.8 erkennbar, er

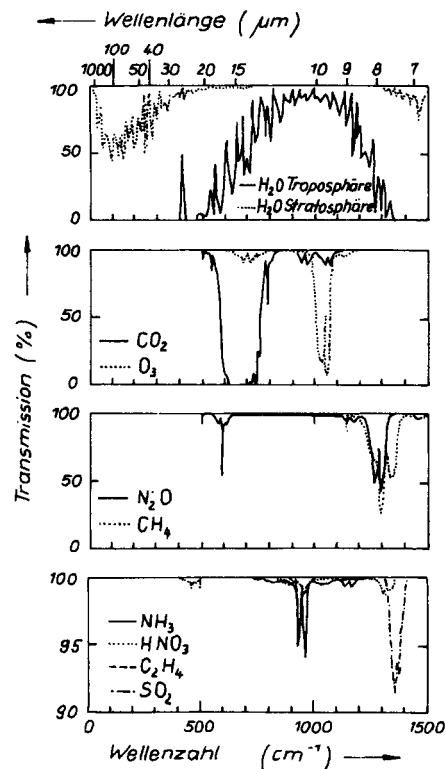


Abbildung 5.38: Absorptionsbanden der langwelligen terrestrischen Ausstrahlung für verschiedene Spurengase in der Atmosphäre (Wang, 1975, in [87])

wird noch deutlicher, wenn wir uns in einer linearen Skala insbesondere auf dieses atmosphärische Fenster beschränken. Dazu zeigt Abbildung 5.38 im oberen Teil die Transmission von Wasserdampf im Infraroten. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf den Wasserdampf in der Troposphäre, das atmosphärische Fenster ist im Bereich von ca. 9–15  $\mu\text{m}$  deutlich zu erkennen. Stratosphärischer Wasserdampf (punktierter Linie) trägt nur in geringem Maße zur Absorption bei, das auch nur in einem Bereich, in dem die Atmosphäre durch den troposphärischen Wasserdampfgehalt bereits vollständig absorbiert. Die Absorption durch stratosphärischen und troposphärischen Wasserdampf ist unterschiedlich, da die Breite und Form der Absorptionslinien vom Umgebungsdruck abhängen. Das vom Wasserdampf freigelassene atmosphärische Fenster wird aber durch die anderen, in den Teilabbildungen darunter dargestellten Spurengase beträchtlich verkleinert, so dass im wesentlichen nur noch zwei eher schmale Banden übrig bleiben, in denen die Atmosphäre im Infrarot-Bereich transparent ist, vgl. Teil (b) in Abb. 5.8.

Die Auswirkungen einer Veränderung der Konzentration dieser treibhauswirksamen Spurengase auf das Klima ist nur relativ schwer abzuschätzen. Die Abschätzungen hängen dabei vom verwendeten Klimamodell ab. Sinnvolle globale Abschätzungen lassen sich bereits im Rahmen eines einfachen globalen Strahlungs-Konvektionsmodells machen. Dieses Modell ist allerdings noch 1-dimensional, d.h. es wird eine sphärisch symmetrische Atmosphäre angenommen, bei der alle Parameter nur von der Höhe bzw. der optischen Tiefe abhängen. Als Energietransportmechanismen werden nur der Strahlungstransport und die Konvektion berücksichtigt.

Tabelle 5.6 gibt eine Übersicht über die sich aus einem solchen einfachen Strahlungs-Konvektionsmodell ergebenden Temperaturänderungen für Änderungen in der Konzentration der einzelnen Spurengase. Es wurde dabei jeweils eine Verdoppelung der Konzentration gegenüber dem Ist-Wert angenommen. Die größte Temperaturzunahme (2.8°C, ca. 50% des Gesamteffekts) ergibt sich in Folge der Verdoppelung der  $\text{CO}_2$ -Konzentration. Alle anderen Spurengase bewirken bei einer Verdoppelung ihrer Konzentration einzeln jeweils einen geringeren Effekt. Addiert man jedoch die Effekte der anderen Spurengase, so ergibt sich eine vergleichbare Temperaturzunahme wie beim Kohlendioxid. Kohlendioxid als das häufigste

Prozeß/Zustand	Angenommene Änderung		Erwärmung/K	Abkühlung/K
	von	bis		
CO <sub>2</sub>	300	600	2,8	
Hohe Wolken	+2%		0,9	
N <sub>2</sub> O	0,28	0,56	0,6	
CH <sub>4</sub>	1,6	3,2	0,4	
Freon 11 und 12, jeweils	0	0,0002	0,5	
Troposph. Aerosol	$\Delta\tau + 0,02$		0,5	
Troposph. Ozon	0,03	0,06	0,9	
Stratosph. H <sub>2</sub> O	3	6	0,6	
Stratosph. Aerosol H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	$\Delta\tau + 0,2$			1,9
Troposph. Aerosol H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	$\Delta\tau + 0,1$			1,2
Albedo von Landflächen	+5%			1,3
Niedrige Wolken, global	+2%			1,4
Mittelhohe Wolken, global	+2%			0,4
Stratosph. Ozon	-25%			0,5

$\Delta\tau$  = Änderung der optischen Dicke der Atmosphäre (s. Abschnitt 2.6.1)  
Konzentrationswerte in ppm

Tabelle 5.6: Temperaturänderungen durch Änderungen der Spurengaskonzentration in der Atmosphäre (links, Hansen et al., 1981, in [138]) und relativer Beitrag der einzelnen Spurengase zum Treibhauseffekt (rechts [40])

treibhauswirksame Spurengas hat insgesamt also eine nur eher geringe Wirkung. Allerdings sollte man sich auch darüber im Klaren sein, dass der größte Teil am gesamten Treibhauseffekt vom Wasserdampf ausgeht (vgl. Tabelle 5.5), d.h. systematische Veränderungen in der Wasserdampfkonzentration in der Atmosphäre oder in deren Höhenverteilung infolge eines erhöhten Treibhauseffektes können hier möglicherweise zu starken Rückkopplungen führen.

Betrachtet man nicht die Verdoppelung von Konzentrationen der TWS sondern die Treibhauswirksamkeit einzelner Moleküle, so zeigt sich, dass der große Effekt des Kohlendioxids, wie auch der des Wasserdampfes, auf der hohen Konzentration beruht: so hat Methan CH<sub>4</sub> die 32fache Wirkung des Kohlendioxids (d.h. für den Treibhauseffekt, der durch ein zusätzliches Methan-Molekül verursacht wird, müssten 32 zusätzliche Kohlendioxidmoleküle in die Atmosphäre gebracht werden), Distickstoffoxid N<sub>2</sub>O hat die 150fache Wirkung von CO<sub>2</sub>, und die FCKWs haben, je nach Art, mehr als die 10 000fache (!) Treibhauswirkung des CO<sub>2</sub>. Die unterschiedliche Treibhauswirksamkeit und die Tatsache, dass sich in den Absorptionsspekten charakteristische Banden bilden, zeigen uns auch, wie stark vereinfachend die Annahme einer grauen Atmosphäre ist: wäre  $\tau(\nu) = \tau$ , so würden sich keine Banden bilden und jedes zusätzliche TWS-Molekül wäre so effizient wie das andere. Der große Effekt der FCKWs beruht jedoch gerade darauf, dass dort  $\tau_\nu$  noch sehr groß ist, während in den Bereichen, in denen CO<sub>2</sub> absorbiert  $\tau_\nu$  bereits sehr klein ist.

Die Bewertung der einzelnen Substanzen muss nicht nur diese Unterschiede auf Molekülbasis berücksichtigen sondern ebenso, dass die Zuwachsraten für Methan und die FCKWs größer sind, als die für Kohlendioxid. Abbildung 5.39 vergleicht dazu die Konzentrationen von Methan und Kohlendioxid in der Atmosphäre für eine Periode von 1700 bis 1990. Während die Kohlendioxid-Konzentration im gesamten Zeitraum um ca. 25% angestiegen ist, hat sich die Methan-Konzentration verdoppelt. Besonders deutlich wird der Unterschied zwischen den beiden Spurengase, wenn man nur die letzten hundert Jahre betrachtet. Die anderen Treibhausgase könnten also bereits in relativ kurzer Zeit den vom CO<sub>2</sub> bewirkten Effekt in den Schatten stellen (vgl. auch Abb. 5.45). Eine Temperaturzunahme ließe sich dann nicht mehr einfach auf ein sogenanntes Kohlendioxidproblem zurückführen, sondern sollte als eine allgemeine Zunahme des Treibhauseffektes aufgrund anthropogener Einträge von Spurengasen in die Atmosphäre bezeichnet werden. Wichtig ist in diesem Zusammenhang auch, dass die anderen treibhauswirksamen Spurengase nicht nur größere Zuwachsraten zeigen, sondern dass

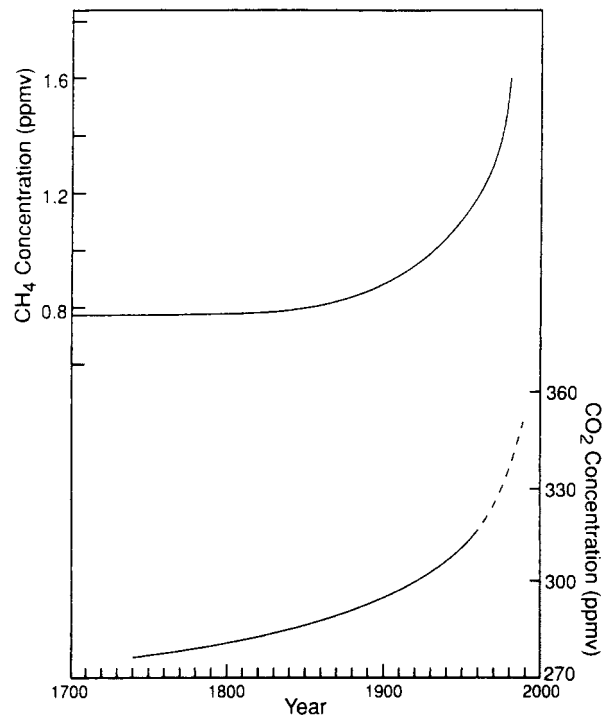


Abbildung 5.39: Veränderung der Konzentration von Methan und Kohlendioxid in der Atmosphäre. Gestrichelte Linien sind direkte atmosphärische Messungen, durchgezogene Linien sind Messungen an Luftblasen in Eisbohrkernen [254]

sie teilweise wesentlich längere Verweildauern in der Atmosphäre haben als Kohlendioxid es hat, so dass sich ihr Einfluss auch über einen deutlich längeren Zeitraum bemerkbar machen wird.

### 5.7.3 Stoffkreisläufe einiger TWS

Die Konzentration der treibhauswirksamen Spurengase in der Atmosphäre setzt sich zusammen aus der Rate, mit der sie eingetragen werden, und der Rate, mit der diese Stoffe wieder aus der Atmosphäre entfernt werden. Wollen wir die Auswirkungen dieser Spurengase auf das Klima erkennen, so reicht es nicht aus, die Rate ihres Eintrages zu bestimmen, sondern wir müssen den gesamten Stoffkreislauf betrachten. Dies soll hier an einigen Beispiele erfolgen. Dabei ist nachdrücklich darauf hinzuweisen, dass auch hier Modelle verwendet werden, bei denen nicht alle Prozesse bekannt sind, von den bekannten Prozessen aufgrund der Komple-

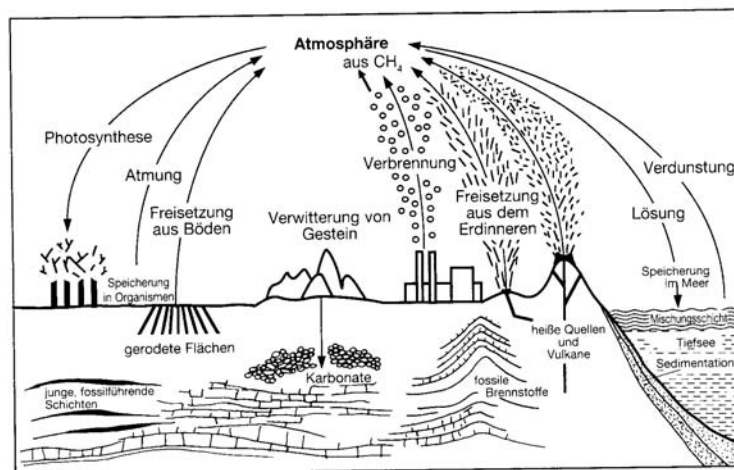


Abbildung 5.40: Quellen und Senken für atmosphärisches Kohlendioxid [226]

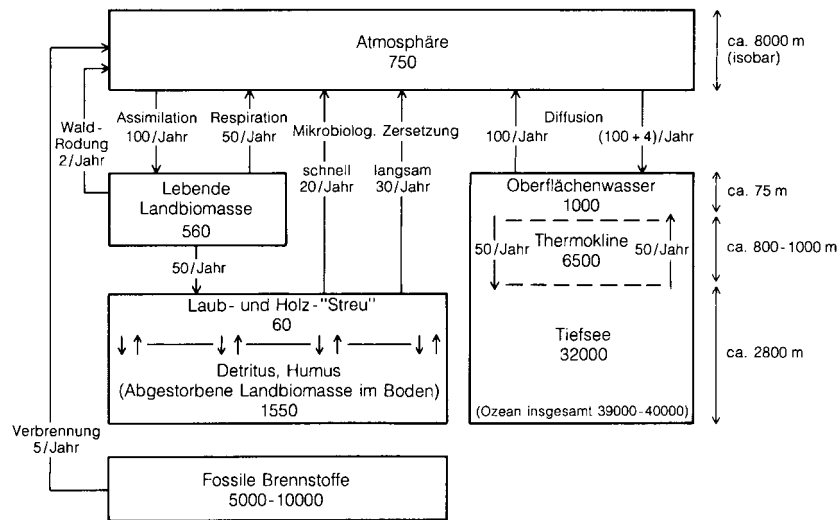


Abbildung 5.41: Kohlendioxid-Kreislauf zwischen Atmosphäre, Biosphäre und Ozean. Die Zahlen in den Kästchen geben das jeweilige Inventar in Gigatonnen Kohlenstoff an, die Zahlen an den Pfeilen die jährlichen Umsätze in Gigatonnen C/Jahr. Rechts sind die Mächtigkeiten der Schichten der Reservoirs in der Atmosphäre und im Ozean angegeben [260]. Die Kohlenstoffäquivalente lassen sich durch Multiplikation mit 3,66 auf Kohlendioxidäquivalente umrechnen.

xität des Modelles nicht alle betrachtet werden können, und einige Prozesse zwar qualitativ, nicht jedoch auch quantitativ beschrieben werden können.

### Der Kohlenstoffkreislauf

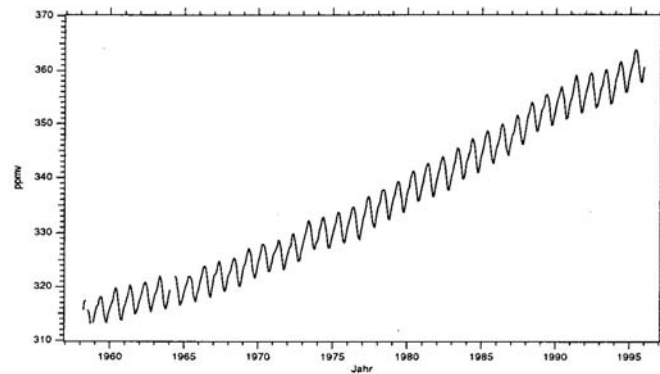
Einen qualitativen Überblick über die Quellen und Senken atmosphärischen Kohlendioxids gibt Abbildung 5.40, einen quantitativen gibt Abbildung 5.41. Die wichtigsten Senken für atmosphärischen Kohlenstoff bzw. atmosphärisches Kohlendioxid sind die Ozeane und die Aufnahme in lebende Biomasse. Die Kohlenstoffflüsse aus der Atmosphäre in diese beiden Systeme sind vergleichbar. Der Kohlendioxid-Austausch zwischen Atmosphäre und Ozean ist im wesentlichen ausgeglichen, die Atmosphäre gibt nur geringfügig mehr Kohlendioxid an den Ozean ab als sie aus diesem aufnimmt. Der Austausch erfolgt dabei hauptsächlich mit dem Oberflächenwasser, der Austausch mit dem Tiefenwasser hat Zeitskalen in der Größenordnung von Jahrhunderten.

Auf der Biosphärenseite wird etwas weniger Kohlendioxid aus der Atmosphäre entzogen als an sie abgegeben wird. Dieser Überschuss hat zwei Quellen: die Waldrodung als schnelle Vernichtung großer Mengen von Biomasse und die Verbrennung fossiler Brennstoffe. Letztere sind wie die Biomasse auf der linken Seite von Abbildung 5.41 berücksichtigt, da ja auch die fossilen Brennstoffe einmal Biomasse waren. Bach [9] enthält viele gute Beiträge zur Kopplung zwischen Energie (d.h. im wesentlichen Verbrennung fossiler Brennstoffe) und Klima, in denen auch die verschiedenen Aspekte des  $\text{CO}_2$ -Kreislaufs berücksichtigt sind.

Allerdings verbleibt nicht der gesamte Teil des anthropogen eingetragenen  $\text{CO}_2$  in der Atmosphäre. Aus der Menge an verbrannten fossilen Energieträgern und Biomasse lässt sich der Eintrag von  $\text{CO}_2$  in die Atmosphäre abschätzen. Dieser Eintrag ist größer als die Zunahme an atmosphärischem  $\text{CO}_2$ , d.h. ein Teil des anthropogenen  $\text{CO}_2$ -Eintrages wird zusätzlich durch die natürlichen Senken aus der Atmosphäre entfernt. Der verbliebene Eintrag wird als airborne fraction bezeichnet. Die airborne fraction liegt bei ungefähr 50% [263, 284]. Welche natürlichen Senken für die Entfernung des zusätzlichen  $\text{CO}_2$  verantwortlich sind, ist nicht geklärt. Diskutiert werden eine verstärkte Aufnahme von  $\text{CO}_2$  in die Ozeane und ein besserer



Abbildung 5.42: Kohlendioxid-Konzentration in der Atmosphäre. Messungen auf Mauna Loa, Hawai (19.5N, 3000 m Höhe) seit 1958. Der Kohlendioxidgehalt steigt kontinuierlich an, die kurzzeitigen Schwankungen zeigen den jahreszeitlichen Gang der Kohlendioxid-Konzentration im Zusammenhang mit dem Pflanzenwachstum [226]



Austausch zwischen dem Oberflächen- und dem Tiefenwasser der Ozeane. Damit würden die Ozeane als eine zusätzliche Senke oder, falls ihre Aufnahmekapazität erschöpft oder durch Erwärmung verringert werden sollte, zumindest als Verzögerungsglied wirken. Dieser Zusammenhang ist bei der Modellierung des CO<sub>2</sub>-Kreislaufs zu berücksichtigen. Die Biosphäre scheint mit verstärkter Aufnahme ebenfalls auf das erhöhte CO<sub>2</sub>-Angebot zu reagieren, allerdings ist der Effekt dieser CO<sub>2</sub>-Düngung eher unsicher [297]. Die CO<sub>2</sub>-Konzentrationen auf Mauna Loa (vgl. auch Abb. 5.42) geben allerdings einen indirekten Hinweis: die Amplitude der jahreszeitlichen Schwankungen ist von 1958 - 1982 um 18% gewachsen [8], was sich durch eine verstärkte saisonale Aufnahme und Abgabe von CO<sub>2</sub> verstehen lässt. Allerdings wirkt die Biosphäre damit nicht als eine Senke, da das CO<sub>2</sub> nicht langfristig eingebaut sondern nur während der Wachstumsperiode zwischengelagert wird. Insgesamt deutet die Existenz einer airborne fraction (bzw. die Tatsache, dass diese ungleich 1 ist) aber darauf hin, dass die Umwelt bei Veränderung eines Parameters einem neuen Gleichgewichtszustand entgegenstrebt, bei dem sich die Flüsse und Reservoirs neu aufeinander einstellen. Für Klimaprognosen ist interessant, inwieweit sich diese Anpassungen auch auf eine Veränderung der airborne fraction erstrecken würden. Rechnungen mit einem Ozean-Atmosphärenmodell legen nahe, dass sich die airborne fraction mit einer Veränderung der Kohlendioxid-Konzentration ebenfalls verändern würde [32, 283]. Die airborne fraction führt daher in Klimamodelle eine Unsicherheit ein, die sich darin zeigt, dass die Umrechnung von CO<sub>2</sub>-Emission auf CO<sub>2</sub>-Konzentration ungenau ist. Diese Ungenauigkeit wirkt sich bei den Szenarien aus (d.h. den Vorstellungen über den zukünftigen Energieverbrauch und den damit verbundenen CO<sub>2</sub>-Einträgen), d.h. die zeitabhängigen Klimamodelle sind davon betroffen. Geht man dagegen von dem Effekt einer gewissen CO<sub>2</sub>-Konzentration in der Atmosphäre aus, so spielt die airborne fraction keine Rolle außer der, dass sie mitbestimmt, wann diese Konzentration erreicht ist. Für die Ergebnisse der Modellrechnungen in Abschn. ??, bei denen einfach der neue Gleichgewichtszustand der Atmosphäre nach einer Verdopplung der CO<sub>2</sub>-Konzentration betrachtet wird, spielt die airborne fraction daher auch keine direkte Rolle.

Die größten Kohlenstoff- bzw. Kohlendioxidreservoirs in dem in Abb. 5.40 und 5.41 dargestellten Kreislauf sind nicht etwa die Biosphäre oder die fossilen Brennstoffe, sondern die Ozeane, hier insbesondere das Tiefenwasser. In diesen Abbildungen sind nur die Reservoirs betrachtet, die relativ leicht an einem Austausch teilnehmen können. Die absolut größte Menge an Kohlenstoff ist in den kohlenstoffhaltigen Gesteinen gebunden [28].

Wir können aus der quantitativen Bilanz in Abb. 5.41 auch eine Verweildauer des Kohlenstoffs in der Atmosphäre abschätzen. Vernachlässigen wir den relativ ausgeglichenen, bevorzugt in der planetaren Grenzschicht stattfindenden Kohlendioxidaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean, so können wir aus Abb. 5.41 entnehmen, dass der Atmosphäre pro Jahr ca. 1/8 ihres Kohlenstoffgehaltes durch Pflanzenatmung entzogen wird. Dieses Kohlendioxid wird in einem zeitlich komplexen Muster an die Atmosphäre zurückgegeben. Ein Teil geht durch Respiration relativ schnell an die Atmosphäre zurück. Auch die Zersetzung von Laub bewirkt einen schnellen Eintrag in die Atmosphäre. Ein stark verzögerter Eintrag

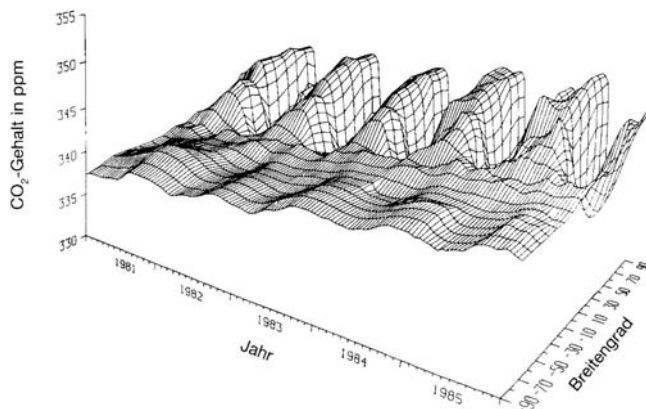


Abbildung 5.43: Atmosphärische Kohlendioxid-Konzentration in Abhängigkeit von der geographischen Breite und der Zeit [226]

dagegen erfolgt durch die Zersetzung der resistenteren Teile abgestorbener Biomasse (z.B. Baumstämme). Die Abgabe von Kohlendioxid aus der Landbiomasse lässt sich daher nicht durch eine einheitliche Zeitkonstante beschreiben. Anders ausgedrückt: die Biosphäre ist kein einheitliches, gut durchmisches Reservoir.

Dieser Sachverhalt wird besonders deutlich, wenn man sich die jahreszeitlichen Variationen in der atmosphärischen  $\text{CO}_2$ -Konzentration ansieht. Abbildung 5.42 zeigt dazu die auf dem Mauna Loa auf Hawaii gemessenen  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen. In den seit 1958 kontinuierlich durchgeführten Messungen zeigt sich ein deutlicher Trend der  $\text{CO}_2$ -Zunahme, dem jahreszeitliche Schwankungen überlagert sind: im späten Frühling und Sommer nimmt die  $\text{CO}_2$ -Konzentration ab, da während der Wachstumsperiode viel Kohlenstoff in Pflanzen eingebaut wird. Im Herbst und Winter dagegen nimmt die  $\text{CO}_2$ -Konzentration wieder stärker zu, da hier der Abbau an Biomasse den Einbau an  $\text{CO}_2$  in weitere Biomasse deutlich überwiegt.

Diese jahreszeitliche Abhängigkeit zeigt sich am besten in den mittleren und hohen Breiten der nördlichen Hemisphäre (vgl. Abb. 5.43). Zum Äquator hin verschwindet die jahreszeitliche Modulation fast vollständig, da es dort keine ausgeprägten Jahreszeiten und damit auch keine bevorzugten Wachstumsperioden gibt. Auf der Südhalbkugel zeigt sich ein gegenläufiger Zyklus mit Maxima der Kohlendioxid-Konzentration im Südfrühling, d.h. Nordherbst. Allerdings sind auf der Südhalbkugel die jahreszeitlichen Schwankungen wesentlich geringer, da sich hier nur relativ wenige Landflächen befinden. Das Auftreten der jahreszeitlichen Schwankungen selbst in den völlig vegetationslosen höheren Breiten der Südhalbkugel macht deutlich, dass der atmosphärische Transport sehr effizient ist.

### Der Methan-Kreislauf

Im Zusammenhang mit der allgemeinen Diskussion treibhauswirksamer Spurengase hatten wir Methan bereits als ein Spurengas kennen gelernt, dass in seiner Wirkung bald den durch Kohlendioxid bewirkten Treibhauseffekt übersteigen könnte: zum einen ist jedes einzelnen Molekül wesentlich wirksamer als ein  $\text{CO}_2$ -Molekül, zum anderen ist die Zuwachsrates größer (vgl. auch Abb. 5.39). Methan liefert nach Kohlendioxid den größten Beitrag (19%) zum anthropogenen Treibhauseffekt, vgl. Tabelle 5.6.

Methan ist eines der interessantesten Spurengase in der Luft. Seine bloße Existenz in einer sauerstoffhaltigen Atmosphäre ist unwahrscheinlich und, was die Erde betrifft, ein Hinweis auf Lebensprozesse. Die schnelle Zunahme des Methans in der Atmosphäre zeigt, dass der natürliche Methan-Kreislauf überlastet ist. Der Grund hierfür ist allerdings noch nicht bekannt. Methan wird in der Luft relativ oxidiert, seine Lebensdauer ist mit sieben bis 10 Jahren eher kurz.

Diese kurze Lebensdauer hat positive wie negative Aspekte: der positive Aspekt ist offensichtlich insofern, als dass wir es bei Methan mit einem TWS zu tun haben, das nach einiger Zeit gleichsam von selbst aus der Atmosphäre verschwindet. Der Nachteil besteht darin, dass beim Abbau von Methan gleichzeitig in die Chemie der Atmosphäre eingegriffen wird.

Tabelle 5.7: Quellen und Senken von Methan, alle Angaben in Millionen Tonnen Methan pro Jahr (IPCC 1992)

<b>Sources</b>		
<i>Natural</i>		
• Wetlands	115	(100-200)
• Termites †	20	(10-50)
• Ocean	10	(5-20)
• Freshwater	5	(1-25)
• CH <sub>4</sub> Hydrate	5	(0-5)
<i>Anthropogenic</i>		
• Coal Mining, Natural Gas & Pet. Industry †	100	(70-120)
• Rice Paddies †	60	(20-150)
• Enteric Fermentation	80	(65-100)
• Animal Wastes †	25	(20-30)
• Domestic Sewage Treatment †	25	?
• Landfills †	30	(20-70)
• Biomass burning	40	(20-80)
<b>Sinks</b>		
Atmospheric (tropospheric + stratospheric) removal †	470	(420-520)
Removal by soils	30	(15-45)
Atmospheric Increase	32	(28-37)

Zwei Substanzen sind hier besonders zu nennen. Methan wird durch das Hydroxylradikal (OH) zerstört. Ein Anstieg der Methan-Konzentration zieht also eine Abnahme der OH-Konzentration nach sich. Das Hydroxyl-Radikal ist aber andererseits für die Reinhaltung der Luft unentbehrlich, es ist der Müllmann oder Saubermann der Atmosphäre (vgl. Darstellungen in [111] oder [260]). Wenn die Konzentration dieses Müllmanns sinkt, dann ist die Reinigungskapazität der Atmosphäre überlastet, so dass außer dem Methan auch andere Verbindungen zunehmen, die normalerweise durch das Hydroxyl vernichtet werden. Unter diesen Verbindungen können aber auch wieder welche sein, die direkt oder indirekt zu einer Verstärkung des Treibhauseffektes beitragen.

Methan greift ferner zusammen mit den Stickoxiden in die troposphärische Ozonproduktion ein, so dass eine Steigerung der Methankonzentration auch eine Steigerung im troposphärischen Ozongehalt nach sich zieht. Die Erhöhung des troposphärischen Ozongehaltes bewirkt aber gleichzeitig auch eine Verstärkung des Treibhauseffektes. In der Stratosphäre dagegen hat Methan eine völlig entgegengesetzte Wirkung: hier schützt es die Ozonschicht, in dem es Chloratome bindet.

Das atmosphärische Methan stammt aus fossilen und nichtfossilen Quellen. Die fossilen Quellen tragen zu ca. 1/5 zum Methangehalt der Atmosphäre bei. Methan aus fossilen Quellen wird freigesetzt bei der Verbrennung von Kohle, Erdgas und in geringem Maße auch Erdöl, es entweicht als Grubengas oder Gas aus Sumpfbereichen (insbesondere aus aufgetautem Permafrostboden) und vom Meeresboden. Nichtfossile Quellen umfassen Reisfelder, nördliche Feuchtgebiete und Torfmoore, Termiten, Rinder und Mülldeponien sowie die Verrottung von Biomasse. Tabelle 5.7 gibt einen Überblick über anthropogene und natürliche Quellen und Senken von Methan.

Ähnlich wie der Kohlendioxidgehalt zeigt auch die Methankonzentration eine Abhängigkeit von der geographischen Breite und der Jahreszeit. Die Hauptquellen von Methan liegen auf der Nordhemisphäre, die Hauptsinken im Bereich des Äquators. Im Herbst und Winter bilden sich in den nördlichen Wäldern (oberhalb 40°N) große Mengen an Methan. Dieser Effekt bewirkt die jahreszeitlichen Schwankungen auf der Nordhalbkugel. Zwischen 30° und 50°N spielt auch die industrielle Produktion eine große Rolle. Daher sind die jahreszeitlichen Schwankungen im Verhältnis zur Differenz zwischen Nord- und Südhalbkugel nur klein (im Gegensatz zum Kohlendioxid, vgl. Abbildung 5.43). Im Tropengürtel produzieren Reisfelder

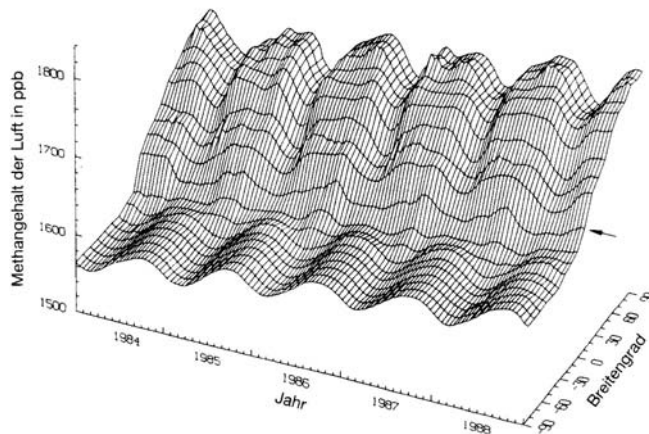


Abbildung 5.44: Methangehalt der Atmosphäre in Abhängigkeit von der geographischen Breite und von der Jahreszeit [226]

und Termiten Methan, jedoch sind hier gleichzeitig die Senken am größten, insbesondere die Zerstörung durch Hydroxyl-Radikale. Daher ist am Äquator die Methan-Konzentration insgesamt am geringsten und zeigt kaum jahreszeitlichen Variationen. Auf der Südhalbkugel ist der Methan-Eintrag gering (wenig Landflächen). Die schwache jahreszeitliche Abhängigkeit dürfte durch aus dem Norden verdriftetes Methan entstehen, was auch die ungefähre Gleichzeitigkeit der Maxima und Minima erklären würde. Der Anstieg der Methankonzentration lässt sich am Anstieg der Vorderkante der Grafik (Antarktis!) erkennen.

Im Gegensatz zum Kohlenstoffkreislauf, bei dem wir das überschüssige Kohlendioxid durch die Verbrennung fossiler Brennstoffe und die Rodung der tropischen Regenwälder verstehen und abschätzen können, lässt sich für den Anstieg der Methan-Konzentration kein einheitlicher Faktor isolieren, den man als einfache Grundlage für Prognosen verwenden könnte. Allerdings kann man einige Bereiche lokalisieren, in denen der anthropogene Einfluss besonders deutlich wird und die für die Zunahme der Methan-Konzentration verantwortlich sein dürften.

(a) Viehhaltung: Methan entsteht durch methanbildende Bakterien im Verdauungstrakt aller Tiere (und des Menschen), besonders aber bei Wiederkäuern und Termiten. Während die Termiten-Populationen durch den Menschen wahrscheinlich nicht so stark beeinflusst sind (und wenn, dann wohl eher in Richtung auf eine Abnahme), lässt sich für die Wiederkäuer die Emission und die zu erwartende Änderung der Emission abschätzen. Im Jahre 1950 gab es weltweit ungefähr 800 Millionen Rinder und Wasserbüffel. In den siebziger Jahren hatte sich diese Zahl auf ungefähr 1.3 Milliarden erhöht. Seitdem wächst der Bestand um ca. 6% jährlich (seit Anfang der 1990er Jahre könnte sich allerdings ein Stop dieses Wachstum andeuten).

(b) Reisanbau: Hier hat in den vergangenen Jahrzehnten nicht nur die Zahl und Größe der für den Reisanbau genutzten Flächen zugenommen (unter anderem in dem vielleicht nicht gerade klassischen Reisanbaugebiet Kalifornien), sondern es hat sich auch die Bewirtschaftung dieser Flächen verändert. So werden die Felder zwei oder drei mal pro Jahr bestellt, wodurch sich die Zeit, in der diese Felder unter Wasser stehen, vergrößert. Die methanbildenden Bakterien können aber nur zu dieser Zeit, d.h. unter Wasser, aktiv werden.

(c) Veränderung von Feuchtgebieten: Auch hier übt der Mensch einen starken Einfluss auf die Natur aus. In den gemäßigten Breiten werden viele Moore, Marschen und andere Feuchtgebiete trockengelegt, um die landwirtschaftliche Anbaufläche zu vergrößern oder Bauland zu schaffen. In den Tropen gehen durch Abholzung der Regenwälder viele feuchte oder überschwemmte Gebiete verloren, durch verstärkte Erosion verlagern sich zusätzlich die Flussläufe. Andererseits werden aber durch Dammbauten die Flächen von Feuchtgebieten in anderen Bereichen wieder vergrößert. Die schwerwiegendsten Veränderungen betreffen dabei den Norden der nördlichen Halbkugel. Hier sind einerseits die anthropogenen Eingriffe am stärksten (Bergbau, Gasförderung, Verbrennung fossiler Brennstoffe), andererseits sind hier aber auch Feuchtgebiete besonders starke Methanquellen. Im Norden Nordamerikas scheinen

sich diese Feuchtgebiete auf natürliche Weise zu vermehren: die Population des Kanadabibers ist in den letzten Jahren regelrecht explodiert (ihre natürlichen Feinde sind nahezu ausgerottet und da sie selbst vor einigen Jahrzehnten vor der Ausrottung standen, werden sie nicht in großem Maße bejagt). Mit den Bibern dehnen sich aber auch die Feuchtgebiete aus. In den kanadischen Wäldern gibt es Gebiete, in denen 1/7 bis 1/4 der Fläche direkt durch die Aktivität der Biber modifiziert (d.h. im wesentlichen in ein Feuchtgebiet verwandelt) wurde. Zusätzlich ist der Biber als Pflanzenfresser selbst ein Methan-Produzent. Man schätzt, dass in Flüssen und Teichen, die von Bibern bewohnt werden, pro Streckeneinheit 100mal mehr Methan entsteht als in Gewässern, in denen es keine Biber gibt. Auch eine mangelhafte Bewirtschaftung der borealen Wälder Kanadas und Sibiriens trägt durch ein Übermaß an verrottendem Holz zum Methangehalt der Atmosphäre bei. Diese Misswirtschaft könnte in ihren Folgen für die Atmosphäre denen durch die Abholzung der Tropenwälder gleichkommen [226].

Die armen Biber mussten in diesem Abschnitt herhalten, da ich fand, dass man an dem Beispiel sehen kann, dass der Mensch manchmal über völlig ungeahnte Prozesse (hier das Ausrotten der natürlichen Feinde eines Tieres) nicht nur in die Biosphäre sondern darüber auch in die Atmosphäre eingreifen kann. Die Wiederkäuer, die ja immerhin mit fast 20% zum Eintrag von Methan in die Atmosphäre beitragen, sind ein weiteres Beispiel dafür, wie die anthropogen veränderte Biosphäre auf die Atmosphäre zurückwirkt. Die wachsende Zahl von Wiederkäuern auf der Erde spiegelt letztendlich nur den gestiegenen Bedarf der Menschheit an Fleisch wieder, wobei sich diese Steigerung aus zwei Komponenten zusammensetzt: (a) den veränderten Ernährungsgewohnheiten in den Industrienationen (früher wurde wesentlich weniger Fleisch pro Kopf verzehrt, der ‘Sonntagsbraten’) und (b) in geringerem Maße der wachsenden Weltbevölkerung. Viehhaltung ist aber nicht nur im Zusammenhang mit atmosphärischen Folgen ein globales Problem, sondern auch im Hinblick auf die begrenzten Ressourcen im Vergleich zum Nahrungsbedarf der Weltbevölkerung.

Dabei handelt es sich um ein generelles Problem von Nahrungsketten: entnimmt man in der Nahrungskette einem Glied Materie im Maß eines gewissen Brennwertes, so konnte diese Nahrung nur dadurch erzeugt werden, dass aus dem darunterliegenden Glied der Nahrungskette Energie im Umfang von einer Größenordnung mehr zugeführt wurde. Das bedeutet aber auch, dass ein zehnfaches des Brennwertes (d.h. der Kilojoule), den ein Mensch mit einer Portion Fleisch, einem Ei oder einem Glas Milch zu sich nimmt, bei einem Verzicht auf diese ‘hochwertigen’ Nahrungsmittel zur Ernährung auf pflanzlicher Basis zur Verfügung gestanden hätte. Dieser Aspekt gewinnt dadurch zunehmend an Bedeutung, dass immer mehr sehr hochwertige pflanzliche Nahrung (z.B. Soja, das als eiweißhaltiges Nahrungsmittel sogar ein vollwertiger Ersatz für Fleisch sein könnte) als Futtermittel in der Tierhaltung verwendet wird. Zusätzlich werden für die Erzeugung meiner Fleischportion, des Eies und des Glases Milch noch jeweils einige tausend, 128 l bzw. 238 l Frischwasser benötigt – außerdem wird natürlich auch noch Energie zur Tierhaltung, Schlachtung, Konservierung etc. benötigt. Würde die Nahrungskette noch länger, wie es z.B. in den Ozeanen der Fall ist, so würde die Ausbeute noch geringer: bei Thunfisch bleiben nur 0.032% der ursprünglichen pflanzlichen Produktion als Nährwert übrig, d.h. 0.32 kg sind das Ergebnis von 1 t pflanzlicher Substanz (ein Thunfisch von 630 kg ist dann die klägliche Ausbeute einer Pflanzenproduktion, die 100 Güterwagen mit je 20 t Ladung füllen würde). Wir müssen uns an dieser Stelle immer wieder vor Augen führen, dass die pflanzliche Produktion am Anfang der Nahrungskette genau durch die Energie bestimmt wird, die die einfallende Sonnenstrahlung für die Photosynthese zur Verfügung stellt. Aufgrund dieser Einschränkung kann z.B. die Fleisch- oder Fischproduktion nicht beliebig hoch gefahren werden – auch hier sind die Ressourcen begrenzt. Wir müssen uns auch darüber im klaren sein, dass diese pflanzliche Produktion, egal auf welchen Umwegen auch immer, einerseits  $\text{CO}_2$  aus der Atmosphäre aufnimmt, andererseits aber auch zum größten Teil wieder als  $\text{CO}_2$  (teilweise aber auch als Methan) an diese abgegeben wird. Wir können in diesen Kreislauf lediglich in begrenztem Maße regulierend eingreifen mit zwei Zielen: (a) eine ausgewogene Nahrungsmittelproduktion und -verteilung zu sichern, die sowohl den Belangen der immer weiter wachsenden Weltbevölkerung Rechnung trägt als auch relativ robust

Quelle	Stickstoffemission [Mio t/a]
Verbrennung Biomasse	12
fossile Brennstoffe gesamt	13–20
davon:	
– Steinkohle	2–7
– Braunkohle	1–3
– Heizöl	1–3
– Erdgas	2–3
– industrielle Prozesse	1
– Kraftfahrzeuge	4–8

Tabelle 5.8: Weltweiter Eintrag an Stickstoffmonoxid und -dioxid aus der Verbrennung von fossilen Energieträgern und Biomasse [226]

ist (und damit Änderungen der Umgebungsparameter, d.h. im wesentlichen des Klimas, gegenüber relativ unempfindlich ist) und (b) die Nahrungsmittelproduktion sollte möglichst wenig des aus der Atmosphäre aufgenommenen  $\text{CO}_2$  in Form anderer, wesentlich effizienterer TWS (wie z.B. Methan) an die Atmosphäre zurückgeben.

Die kleine Abschweifung demonstriert, wie eng verschiedene Aspekte der Umwelt miteinander verflochten sind und wie stark der Mensch bewusst oder meistens unbewusst in seine Umwelt eingreift.

### Oxide des Stickstoffs, insbesondere Lachgas

Im Zusammenhang mit klimarelevanten Spurengasen haben wir bereits das Lachgas als ein Oxid des Stickstoffs erwähnt. Für die Atmosphäre macht es kaum Sinn, einen Stickstoffkreislauf zu betrachten, so wie wir es beim Kohlendioxid mit dem Kohlenstoffkreislauf gemacht haben, da Stickstoff der Hauptbestandteil der Atmosphäre ist und damit 99.9% des atmosphärischen Stickstoffs als molekularer Stickstoff  $\text{N}_2$  vorhanden sind.

Die Oxide des Stickstoffs sind Stickstoffmonoxid  $\text{NO}$ , Stickstoffdioxid  $\text{NO}_2$  und Distickstoffmonoxid  $\text{N}_2\text{O}$  (Lachgas). Stickstoffmonoxid und Stickstoffdioxid wirken bei der Kontrolle anderer Spurengase, insbesondere des Ozon, mit und haben dadurch einen indirekten Einfluss auf den Treibhauseffekt.  $\text{NO}_2$  bildet bei Lösung in Wasser Salpetersäure und wird dann als ein Bestandteil des Sauren Regens aus der Atmosphäre ausgewaschen. Beide Stickoxide, im Gemisch häufig als  $\text{NO}_x$  bezeichnet, stammen im wesentlichen aus Verbrennungsprozessen, vgl. Tabelle 5.8.

Die Konzentration von Distickstoffmonoxid (Lachgas) in der Atmosphäre nimmt um 0.25 - 0.3% pro Jahr zu, entsprechend einem jährlichen Zuwachs von 3 bis 4.5 Millionen Tonnen Stickstoff in der Atmosphäre. Lachgas trägt mit 4% zum Treibhauseffekt bei (vgl. Tabelle 5.6). Die Konzentration beträgt z.Z. ungefähr 310 ppb (parts per billion) und ist damit um 8% größer als zu Beginn der Industrialisierung. Die Gründe für den Anstieg der Lachgas-Konzentration lassen sich nur ungenau bestimmen: zwar sind die einzelnen Quellen und Senken bekannt (vgl. Tabelle 5.9), jedoch sind die Ungenauigkeiten in den Flüssen zu groß, als dass sich ein Hauptverursacher dieses Anstieges feststellen ließe.

Quellen von Lachgas sind unter anderem der Boden, die Meere, verschmutzte Flüsse und andere Wasserflächen (insbesondere Feuchtgebiete), die Verbrennung von Biomasse und fossilen Brennstoffen, Künstdünger und die Produktion von Kunstfasern, insbesondere Nylon. Die Zunahme der Lachgas-Konzentration scheint sich einerseits auf die Vernichtung der tropischen Regenwälder und andererseits auf die verstärkte Verwendung von Düngemitteln, fossilen Brennstoffen und Kunstfasern zurückzuführen lassen. Andere, weniger wichtige Quellen sind die Anästhesie und der Einsatz als FCKW-Ersatzstoff in Spraydosen.

Lachgas ist in der Troposphäre sehr stabil und wird hauptsächlich in der Stratosphäre zerstört. Seine Lebensdauer in der Luft beträgt ca. 150 Jahre. Lachgas wirkt über die anderen Stickoxide indirekt auf die Ozonkonzentration ein. Daher lässt sich sein Gesamteffekt auf die Atmosphäre nur sehr schwer abschätzen.

Tabelle 5.9: Quellen und Senken von Lachgas (Millionen Tonnen Stickstoff pro Jahr; IPCC 1992b)

<b>Sources</b>	
<i>Natural</i>	
• Oceans	1.4-2.6
• Tropical Soils	
• Wet forests	2.2-3.7
• Dry savannas	0.5-2.0
• Temperate Soils	
• Forests	0.05-2.0
• Grasslands	?
<i>Anthropogenic</i>	
• Cultivated Soils	0.03-3.0
• Biomass Burning	0.2-1.0
• Stationary Combustion	0.1-0.3
• Mobile Sources	0.2-0.6
• Adipic Acid Production	0.4-0.6
• Nitric Acid Production	0.1-0.3
<b>Sinks</b>	
Removal by soils	?
Photolysis in the Stratosphere	7-13
Atmospheric Increase	3-4.5

### Fluorchlorkohlenwasserstoffe FCKW

Halogenierte Kohlenwasserstoffe, insbesondere die Fluorchlorkohlenwasserstoffe FCKW, tragen mit 17% zum anthropogenen Treibhauseffekt bei. Ihre klimatische Bedeutung ist damit der des Methan vergleichbar. Allerdings unterscheiden sich die FCKWs in einer Hinsicht von allen anderen treibhauswirksamen Spurengasen: sie werden ausschließlich künstlich produziert, es gibt keine natürlichen Quellen und damit auch keinen Stoffkreislauf im eigentlichen Sinne. FCKWs sind auch dadurch eine Besonderheit, dass sie extrem stark treibhauswirksam sind (ein Molekül hat ein um gut vier Größenordnungen größeres Treibhauspotential als ein CO<sub>2</sub>-Molekül) und dass sie einen entscheidenden Beitrag zur Zerstörung der stratosphärischen Ozonschicht leisten (vgl. Kapitel 6). Das hohe Treibhauspotential der FCKWs im Vergleich zu dem des Kohlendioxids erklärt sich aus ihrer geringen Konzentration: aufgrund der geringen Konzentration hat ein von der Erde emittiertes Infrarotquant nur eine geringe Wahrscheinlichkeit, von einem FCKW-Molekül absorbiert zu werden. Mit jedem zusätzlichen FCKW-Molekül wird diese Wahrscheinlichkeit aber größer. Beim Kohlendioxid dagegen sieht es anders aus: hier ist die Konzentration so groß, dass das Infrarot ohnehin absorbiert wird, ein zusätzliches Kohlendioxidmolekül bringt also kaum einen zusätzlichen Effekt. Man kann dies alternativ auch über die atmosphärischen Fenster formulieren: die Kohlendioxid-Konzentration in der Atmosphäre ist bereits durch die natürliche Konzentration so groß, dass das atmosphärische Fenster im entsprechenden Wellenlängenbereich vollständig geschlossen ist (vgl. Abb. 5.38). Eine Erhöhung der CO<sub>2</sub>-Konzentration bringt also nur an den Rändern der Absorptionsbande, wo die Absorption bisher noch nicht vollständig ist, einen geringen Effekt. In dem Bereich, in dem die FCKWs absorbieren, ist die Atmosphäre dagegen noch transparent, hier kann durch eine Zunahme der FCKWs ein noch bestehendes Fenster geschlossen werden.

Zu den wichtigsten halogenierten Kohlenwasserstoffen gehören FCKW-11 (CCl<sub>3</sub>F) und FCKW-12 (CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>), Tetrachlorkohlenstoff (CCl<sub>4</sub>), FCKW-113 (CFCl<sub>2</sub>CF<sub>2</sub>Cl), Methylchloroform (CH<sub>3</sub>CCl<sub>3</sub>), Halon-1301 (CF<sub>3</sub>Br), Halon-1211 (CF<sub>2</sub>ClBr) und H-FCKW-22 (CHF<sub>2</sub>Cl), vgl. Tabelle 5.10. Ihre Konzentration in der Atmosphäre ist, da es nur anthropogene Quellen gibt, recht gering: 1990 lag sie für FCKW-12 bei 0.45 ppb und steigt seitdem um 0.02 ppb/Jahr. Für FCKW-12 lag die Konzentration bei 0.27 ppb.

	ungefähre Lebensdauer in der Atmosphäre (in Jahren)	geschätzte Emissionen 1985 (in tausend Tonnen)	relatives Zerstörungs- potential für Ozon	Anteil an der Ozon- zerstörung (in Prozent)
FCKW-11	76,5	238	1,0	25,8
FCKW-12	139	412	1,0	44,7
Tetrachlorkohlenstoff	67	66	1,06	7,6
FCKW-113	92	138	0,78	11,7
Methylchloroform	8,3	474	0,1	5,1
Halon-1301	101	3	11,4	3,7
Halon-1211	12,5	3	2,7	0,9
H-FCKW-22	22,0	72	0,05	0,04

Tabelle 5.10: Fluorchlorkohlenwasserstoffe FCKWs und verwandte Verbindungen in der Atmosphäre [226]

FCKWs werden für vielfältige Anwendungen hergestellt. Ihr Vorteil liegt darin, dass sie für den Menschen ungefährlich und sehr reaktionsträge sind und daher eine Vielzahl von Anwendungen in Industrie und Haushalt finden. FCKW-11 dient zum Aufschäumen von Kunststoffen und als Treibmittel in Spraydosen, FCKW-12 wird in Klimaanlage (PKW, Gebäude) und Kühlschränken eingesetzt. Hier liegt das größte Problem nicht in der Herstellung oder dem Betrieb der Geräte, sondern im Entweichen des FCKW-12 bei der Verschrottung dieser Geräte. Aufgrund ihrer geringen Reaktivität werden insbesondere die Halone auch in Feuerlöschanlagen eingesetzt.

FCKWs sind chemisch sehr stabil, man kann sie gefahrlos einatmen und sie lassen sich in der Industrie problemlos handhaben, da sie keine giftigen Gase freisetzen. Das bedeutet gleichzeitig, dass sie in der Troposphäre nicht durch Reaktionen mit anderen atmosphärischen Bestandteilen umgewandelt werden können. Sie werden allmählich in die Stratosphäre transportiert, wo sie als Katalysator in die Ozonchemie eingreifen und nur sehr langsam (Zeitskalen von hundert Jahren) von der solaren UV-Strahlung zersetzt werden. FCKWs haben damit die Möglichkeit, über zwei ganz unterschiedliche Effekte in den Strahlungshaushalt der Erde einzugreifen. In der Troposphäre bewirken sie eine Erhöhung des Treibhauseffekts mit höheren Bodentemperaturen und damit gekoppelt geringeren Temperaturen in der Stratosphäre (das ist, wie wir im folgenden sehen werden, eine generelle Konsequenz des Treibhauseffektes: in der Troposphäre wird es wärmer und in der Stratosphäre kälter). Steigen die FCKWs in die Stratosphäre auf, so tragen sie dort zum Abbau der Ozonschicht bei, was zu einer zusätzlichen stratosphärischen Abkühlung gekoppelt mit einer troposphärischen Erwärmung führt.

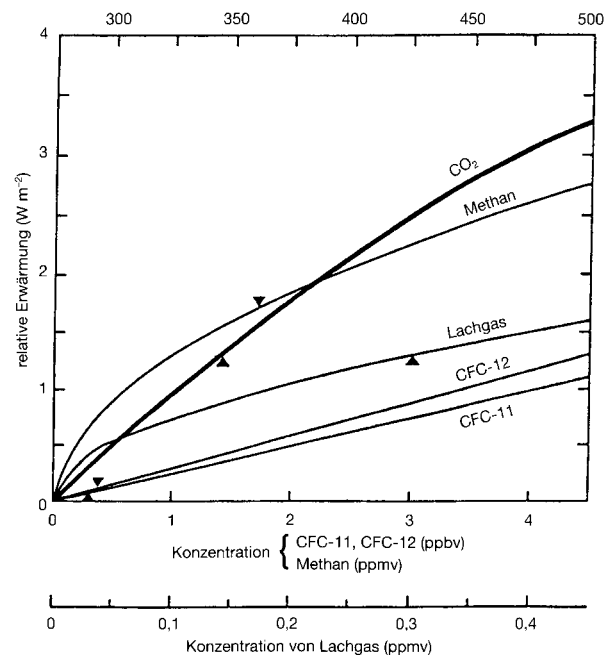
Bestrebungen zur Reduktion des FCKW-Eintrages in die Atmosphäre sind seit ca. 1987 unternommen worden – hauptsächlich mit dem Ziel, die stratosphärische Ozonschicht zu schützen. Die Londoner Ergänzungen zum Montrealer Protokoll fordern eine 50%ige Verringerung der Produktion (gegenüber 1986) bis 1995, eine 85%ige Verringerung bis 1997 und einen endgültigen Produktionsstopp im Jahre 2000. Für die Industrienationen deutet sich an, dass es bereits 1997 zu einer Einstellung der Produktion kommen könnte (vorausgesetzt, die Ersatzstoffe erweisen sich als geeignet). Der größte Teil der Einsparungen bisher entsteht durch das Recycling der FCKWs, die Einführung alternativer Lösungsmittel und die Verwendung von Kohlenwasserstoffen als Treibgase. Dennoch müssen wir uns darüber im Klaren sein, dass die FCKW-Konzentrationen in der Atmosphäre noch weiterhin ansteigen werden, da immer noch FCKWs produziert werden und auch nach Einstellung der Produktion noch entweichen können. Insbesondere in der Stratosphäre wird sich der Anstieg noch über längere Zeiten fortsetzen, da die FCKWs nur relativ langsam aus der Troposphäre in die Stratosphäre eingetragen werden. Selbst wenn ein weiterer Eintrag unterbunden wird, werden die FCKWs aufgrund ihrer langen Lebensdauern erst nach Hunderten von Jahren vollständig aus der Atmosphäre entfernt sein.

## Ozon

Ozon spielt ebenfalls eine Rolle im Treibhauseffekt: troposphärisches Ozon führt direkt zu einer Erwärmung in der Troposphäre und damit einer Abkühlung der Stratosphäre, stra-



Abbildung 5.45: Treibhauserwärmung infolge verschiedener Konzentrationen ausgewählter Gase [111]. Die Ausgangslinie von Kohlendioxid ist 275 ppm, das entspricht ungefähr dem vorindustriellen Niveau. Für alle anderen Gase beträgt die Ausgangskonzentration Null. Die Dreiecke zeigen die Konzentrationen von 1990



osphärisches Ozon hat gerade den gegenteiligen Effekt. Ozon wird kaum direkt in die Atmosphäre eingetragen, sondern entsteht und wird abgebaut in komplexen chemischen Reaktionen. Die Abschätzung der Änderungen der Ozonkonzentration muss daher auf einer relativ umfassenden Analyse der Reaktionen und des Eintrages der Reaktionspartner in die Atmosphäre beruhen. Wir werden auf diesen Themenkomplex in Kapitel 6 zurück kommen.

#### 5.7.4 TWS im Vergleich - der Strahlungsantrieb

Als wichtige Treibhausgase haben wir Kohlendioxid, Methan, Lachgas und die Fluorchlorkohlenwasserstoffe betrachtet. Ozon wird im folgenden Kapitel näher untersucht werden. Diese Gase haben ein unterschiedliches Potential zur Erhöhung des Treibhauseffektes, das durch den *Strahlungsantrieb* (radiative forcing) beschrieben wird. Den Begriff kann man sich folgendermaßen veranschaulichen: eine Zunahme der Treibhausgase verringert die Abgabe der langwelligen terrestrischen Rückstrahlung ins Weltall, da ein größerer Teil der Strahlung in der Troposphäre absorbiert wird. Daher steigt die Temperatur an der Erdoberfläche. Man kann das Erwärmungspotential eines Gases dann auf die Weise bestimmen, dass man die zusätzliche Absorption der Infrarotstrahlung pro Einheitserhöhung der Konzentration betrachtet.

Abbildung 5.45 vergleicht die relative Erwärmung oder den Strahlungsantrieb, der von verschiedenen TWS verursacht wird. Die Dreiecke an den einzelnen Kurven geben jeweils die Konzentration dieses Spurengases von 1990 an. Man erkennt daran, wie bereits im Zusammenhang mit Tabelle 5.6 diskutiert, dass die Bedeutung des Kohlendioxids für den Treibhauseffekt immer geringer wird.

Die abnehmende Bedeutung des CO<sub>2</sub> wird in Abb. 5.46 noch deutlicher. Dort ist der Strahlungsantrieb für verschiedene Spurengase in verschiedenen Zeiträumen angegeben. Während in vorindustrieller Zeit und zu Beginn der Industrialisierung Kohlendioxid das wichtigste Treibhausgas war, ist in jüngerer Zeit der kombinierte Effekt der anderen TWS mit dem des Kohlendioxids vergleichbar.

Bei der Interpretation dieser Abbildungen ist allerdings etwas Vorsicht geboten: Der Strahlungsantrieb gibt die Erwärmung an, die aufgrund der Zugabe einer zusätzlichen Menge eines bestimmten Gases in die Atmosphäre erfolgte, er erlaubt aber keinen Vergleich der langfristigen relativen Einflüsse der gasförmigen Emissionen, da die einzelnen Gase über eine unter-

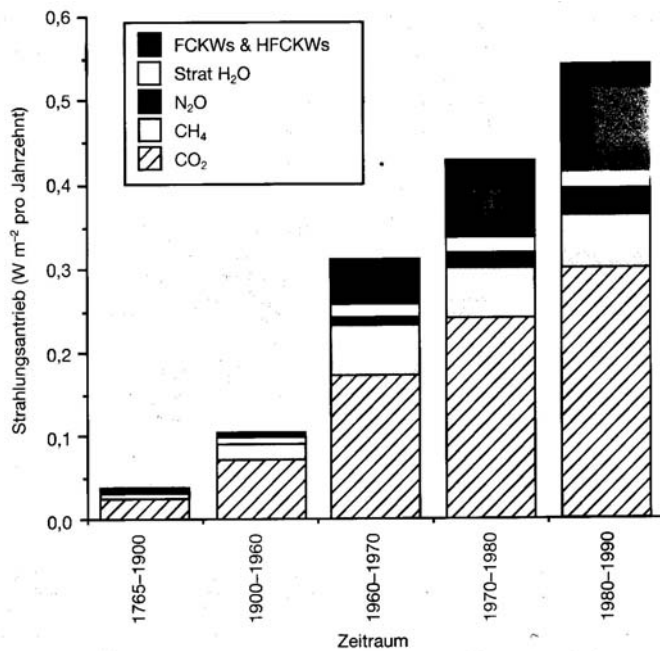


Abbildung 5.46: Grad des Strahlungsantriebes, der von verschiedenen ausgewählten Treibhausgasen in fünf unterschiedlichen Zeiträumen hervorgerufen wurde. Bis 1960 stammte fast der gesamte Antrieb vom Kohlendioxid, mittlerweile ist der Antrieb der anderen Treibhausgase zusammen ungefähr genauso gross wie der des Kohlendioxids [111]

schiedliche atmosphärische Lebensdauer verfügen. Langlebige Spurengase besitzen dabei ein größeres Erwärmungspotential als kurzlebige.

Abbildung 5.46 und der Hinweis auf die teilweise sehr langen Lebensdauern einiger TWS gibt uns aber auch einen Hinweis darauf, dass wir uns bei der Diskussion um einer Verringerung der Konzentrationen der TWS nicht alleine auf das Kohlendioxid beschränken dürfen, sondern alle Spurengase betrachten müssen. Da CO<sub>2</sub> lange Zeit als Hauptverursacher des Treibhauseffektes betrachtet werden konnte, richteten sich die Versuche, den anthropogenen Treibhauseffekt zu bekämpfen oder zumindest klein zu halten, im wesentlichen auf das Energiesparen und alternative Methoden der Energieerzeugung aus. Heute müssen wir erkennen, dass ein Teil des anthropogenen Treibhauseffektes bereits Quellen hat, die nicht mehr mit nur mit der Verbrennung und Förderung fossiler Brennstoffe zusammenhängen, sondern aus der landwirtschaftlichen Nutzung (Methan, Lachgas als Düngemittel) oder anderen anthropogenen Quellen stammen. Auch in diesen Bereichen werden wir, ebenso wie bei der Energieerzeugung und -nutzung, lernen müssen, die Natur und unsere Manipulationen an der Natur genauer zu verstehen und auf ein möglichst geringes Maß zu reduzieren.

## 5.8 Aerosole

Aerosole sind luftfremde Schwebeteilchen in der Atmosphäre. Ihre Quellen können natürlich oder anthropogen sein. Die meisten Aerosole finden sich in der Troposphäre, allerdings können Vulkanausbrüche, starke Waldbrände und Explosionen Aerosole auch in die Stratosphäre eintragen. Aerosole greifen in den Strahlungshaushalt und die Chemie der Atmosphäre ein. Troposphärische Aerosole sind für die Wolkenbildung und damit den Wasserkreislauf unerlässlich.

### 5.8.1 Aerosol-Quellen und -Kreislauf

*Definition:* Ein Aerosol ist eine stabile Suspension fester und/oder flüssiger Partikel in Luft. Das atmosphärische Aerosol besteht also aus der gesamten kondensierten Materie, die in der Luft vorhanden ist, und der Luft, die sich in dieser Materie befindet. Entsprechend kann man eine stabile Suspension fester Partikel in Wasser als Hydrosol bezeichnen.

Atmosphärische Aerosole umfassen einen Größenbereich von sechs Zehnerpotenzen von

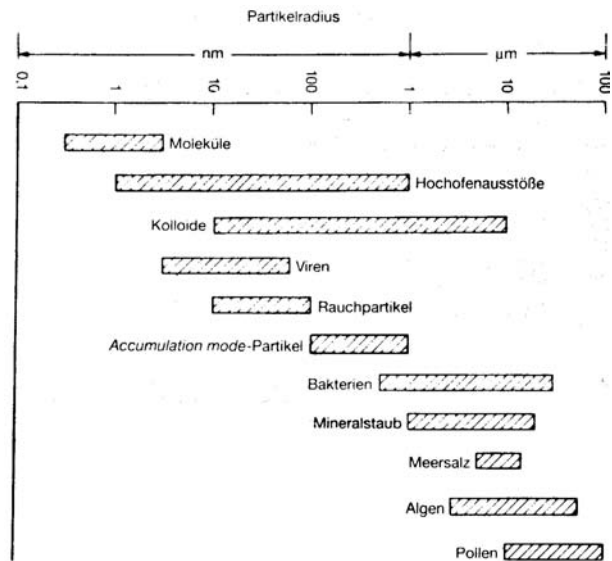


Abbildung 5.47: Äquivalenzradien für verschiedene Aerosol- und Hydrosolpartikel [111]

Tabelle 5.11:

Natürliche und anthropogene Quellen von Aerosolen, alle Werte in Megatonnen/Jahr [260]

Natürliche Quellen:	
Direkte Partikelemissionen	
Seesalz	1000
Mineralstaub	200-500
Vulkane (ohne Gasemissionen)	10- 20
Wald- und Buschfeuer	3- 30
Biologisch-organisches Material	80
Produktion aus Gasreaktionen	
Sulfat (meist aus $(\text{CH}_3)_2\text{S}$ und $\text{H}_2\text{S}$ )	100-200
Nitrat	75-400
Ammonium	250
Partikel aus organischen Dämpfen	75-200
Partikel aus vulkanischen Gasen	15
Anthropogene Quellen:	
Direkte Partikelemissionen	
Stäube	90-135
Produktion aus Gasreaktionen	
Sulfat (meist aus $\text{SO}_2$ )	100-200
Nitrat	30- 40
Partikel aus Kohlenwasserstoffen u. ähnl.	30

molekularer Größe bis zu etwa  $100 \mu\text{m}$  Durchmesser. Abbildung 5.47 zeigt die typischen Äquivalenzradien (Radius einer Kugel, die den gleichen Luftwiderstand besitzt wie das Aerosolpartikel) für verschiedene Aerosol- und Hydrosolpartikel. Der oberste Balken gibt zum Vergleich typische Moleküldurchmesser. Accumulation-Mode-Partikel, auch als Sekundärpartikel bezeichnet, entstehen durch Nukleation oder das Zusammenwachsen gasförmiger Moleküle zu größeren Teilchen. Meersalz, Algen, Viren und Bakterien werden durch aus dem Wasser aufgewirbelte Wassertröpfchen, die verdunsten, als Aerosole eingetragen. Viren und Bakterien können auch aus dem Boden eingetragen werden. 'Offensichtlich' sind Aerosole, die die atmosphärische Optik soweit verändern, dass sie als Dunst direkt sichtbar sind oder indirekt durch die Farbgebung bei Sonnenauf- und -untergängen. Einen Überblick über Aerosole gibt Prospero [238].

Quellen für Aerosole können natürlich oder anthropogen sein. Die wichtigsten Quellen sind (vgl. auch Tabelle 5.11):

- Bodenerosion (aufgewirbelter Staub über Wüsten, ausgetrockneten Wasserflächen, gerodeten Landflächen, aber auch über bestellten Ackerflächen und brachliegendem Land): Silikate  $\text{SiO}_2$ , Mineralaerosole (mit  $\text{Ca}^-$ ,  $\text{Mg}^-$  oder  $\text{Na}^-$ -Anteil),  $\text{N}_2\text{O}$  (aus der Düngung),

- Brandrodung und Waldbrände: CO, CO<sub>2</sub>, Mineralaerosole, Ruß, Rauch, Kohlenstoffstäube,
- Ozean (Gischt): NaCl, CH<sub>3</sub>Cl (die einzigen natürlichen Quellen für Chloride in der Stratosphäre, sonst kann Chlor nur anthropogen über die FCKWs eingetragen werden),
- Aerosole aus Gasreaktionen in der Atmosphäre: (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> (Ammoniumsulfat), Na<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> u.ä.,
- Industrie, Hausbrand, Auto- und Flugverkehr: Kohlenmonoxid CO, Kohlendioxid CO<sub>2</sub>, Sulfate, Sulfit (XSO<sub>3</sub>), Schwefeldioxid (SO<sub>2</sub>), Schwermetalle (z.B. Pb, Cd, ...)
- andere anthropogene Quellen: FCKWs, Chlorverbindungen, Pflanzenschutzmittel (DDT, Lindan, HCH, Chloresterkohlenwasserstoffe).
- Vulkanausbrüche: Schwefelwasserstoff (H<sub>2</sub>S), Asche, Silikate, Sulfate (XSO<sub>4</sub>),
- kosmischer Staub (Meteoriten).

Die Werte in Tabelle 5.11 bezeichnen die in die Atmosphäre eingetragene Aerosolmasse in Megatonnen/Jahr. Die Hauptquellen atmosphärischer Aerosole sind die Ozeane, gefolgt von den Mineralstäuben aus der Aufwirbelung trockener Böden. Wie wir weiter unten sehen werden, hat das aus den Ozeanen hauptsächlich als Aerosol eingetragene Meersalz eine Sonderrolle unter den Aerosolen.

Die meisten dieser Aerosole treten vorwiegend in der Troposphäre auf, die Verweildauern betragen dort maximal wenige Wochen, bevor die Teilchen durch Niederschläge ausgewaschen werden. Kosmischer Staub und Aerosole aus Vulkanausbrüchen dagegen sind in der Stratosphäre die entscheidenden Aerosole mit Lebensdauern von einigen Jahren bis einigen 10 Jahren

Die Aerosole aus den in Tabelle 5.11 gegebenen Quellen kann man als *Primäraerosole* bezeichnen. *Sekundäraerosole* oder Accumulation-Mode-Partikel entstehen in der Atmosphäre durch Anlagerungen oder Reaktionen dieser Aerosole untereinander oder mit anderen atmosphärischen Bestandteilen. Die wichtigsten Prozesse sind Koagulation (Verschmelzung mehrerer Aerosole), heterogene Kondensation (Anlagerung nichtflüchtiger Stoffe an ein Aerosolpartikel), Anlagerung eines Partikels an Wassertröpfchen, sowie Wolken- und Nebelbildung. Diese Anlagerung an Wassertropfen bzw. die Auslösung der Tröpfchenbildung durch die Funktion der Aerosole als Kondensationskeime ist es, die die kurze Lebensdauer von Aerosolen in der Troposphäre hervorruft. Aerosole in der oberen Troposphäre haben eine längere Lebensdauer, da Wolken in großen Höhen selten sind und damit die Auswaschvorgänge weniger gut funktionieren. Diese Aerosole müssen erst durch vertikale Durchmischung in geringere Höhen gebracht werden, bevor sie ausgewaschen werden.

Abbildung 5.48 zeigt die globale Verteilung verschiedener Aerosole (Teilabbildungen a bis g) und die sich daraus ergebende Veränderung der optischen Tiefe der Atmosphäre (Teilabbildung (h)). Die oberen drei linken Teilabbildungen befassen sich mit anthropogenen Quellen für Sulphate (a), organische Materie (c) und Kohlenstaub (e). In allen drei Fällen erfolgt der Haupteintrag über den Landmassen, insbesondere bei den Sulphaten kann man aus dem Eintragungsmuster schon fast auf einen gewissen Industrialisierungsgrad schließen. Allerdings werden auch natürliche organische Teilchen (d) sowie Staub (f) im wesentlichen über den Landmassen eingetragen. Lediglich der Eintrag von Seesalz ist ausschließlich auf die Ozeane beschränkt während natürliche Sulphate zwar bevorzugt über den Ozeanen, zu einem geringen Teil jedoch auch über den Landmassen eingetragen werden. Das sich aus diesen Einträgen ergebende räumliche Muster in der Veränderung der optischen Tiefe ist relativ komplex, den stärksten Einfluss haben die Staubstürme der Sahara und die anthropogenen Emissionen an der Ostküste Chinas.

### 5.8.2 Aerosole in der Troposphäre

Abbildung 5.49 zeigt die vertikale Verteilung der Anzahldichte troposphärischer Aerosole. Die Dichte fällt bis zu einer Höhe von 5 km um zwei Größenordnungen ab. Sie bleibt dann bis zur Tropopause praktisch konstant, abgesehen von einem schwachen Rückgang, der parallel zur Abnahme der atmosphärischen Dichte verläuft. In der Stratosphäre nimmt die Teilchendichte weiter ab. Meersalzkerne werden besonders in einer Schicht innerhalb weniger hundert Meter

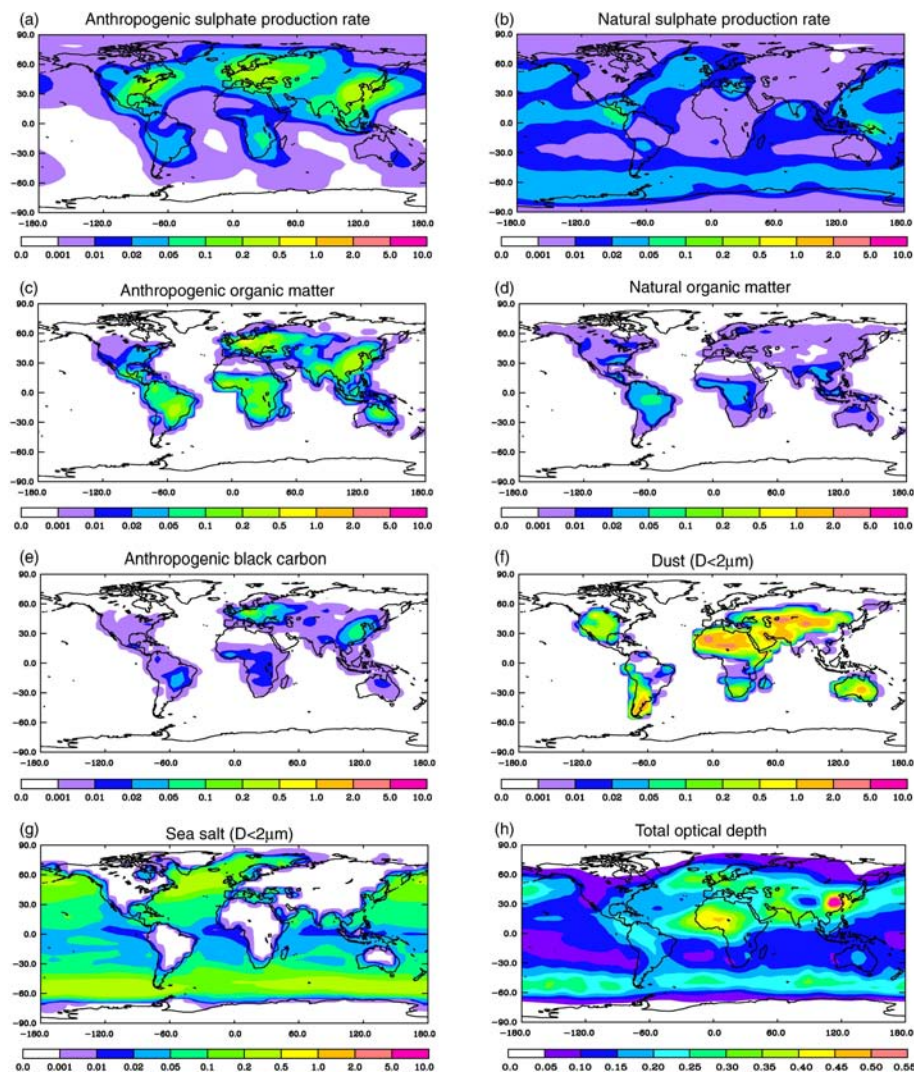


Abbildung 5.48: Globale Verteilung verschiedener Aerosole [146]

beobachtet, oberhalb von 3 km werden sie nicht mehr beobachtet. Das hat zwei Gründe: zum einen ist der vertikale Austausch über den Ozeanen wesentlich schwächer als über den Kontinenten (die Reibung mit der Erdoberfläche sorgt für verstärkte turbulente Durchmischung und die thermische Konvektion ist stärker), zum anderen werden die Salzpartikel in der feuchten Luft über den Ozeanen schnell wieder gelöst: sie wirken als Kondensationskeime für die Wassertröpfchen, die dann zu ihrer Auflösung führen. Betrachtet man den vollständigen Aerosolhaushalt der Atmosphäre, so ist es sinnvoll, eine Trennung zwischen den Bereichen über den Ozeanen und denen über Kontinenten vorzunehmen. Allerdings ist dabei zu berücksichtigen, dass die horizontale Durchmischung so stark ist, dass die beiden Bereiche nicht als vollständig getrennte Reservoirs betrachtet werden können. In einem Modell kann der atmosphärische Aerosolhaushalt daher nur dann korrekt beschrieben werden, wenn sowohl die Land-See-Verteilung korrekt modelliert wird als auch die Zirkulation. Man braucht daher wie bei der Klimamodellierung ein 3D-Zirkulationsmodell, muss aber zusätzlich die Wechselwirkung mit der Basis der Atmosphäre stärker berücksichtigen als es in den meisten Klimamodellen gemacht wird.

Tabelle 5.12 gibt eine Vorstellung über die verschiedenen in kontinentalen Aerosolen enthaltenen Elemente. Das häufigste Element ist der Kohlenstoff, gefolgt von Schwefel und

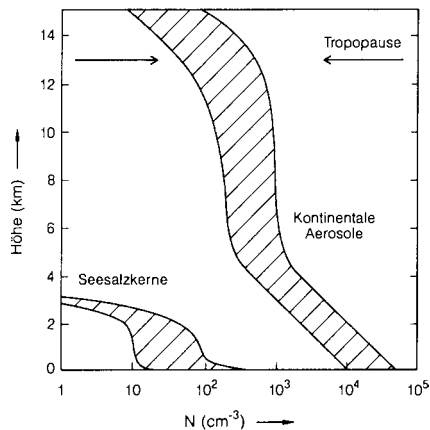


Abbildung 5.49: Teilchenzahldichte als Funktion der Höhe für Aerosole und Meersalzkerne [260]

Elemente	Konzentrationen (ng/m <sup>3</sup> Luft)	Tabelle 5.12: Typische Elementkonzentrationen in kontinentalen Aerosolen [260]
C	30000	
Si, S	10000	
Fe, Ca, Al, Na, Mg, K, N, H	3000	
Zn, Cl, Pb	1000	
Ti, Br	300	
Mn, P, Ba, F, V	100	
Ni, Sn, Cr, Sr und andere	30	
Cd, Sb, B, As, Mo und andere	10	
Li, Co, Se, Ag, Hg und andere	3	
Ga, W, Cs, Te, Sm und andere	1	
Seltene Erden, U, In und andere	0,3	
Au, Tl und andere	0,1	

Silizium. Die Kenntnis der Elementhäufigkeiten hilft bei der Bestimmung der Herkunft von Aerosolen und damit auch bei der Identifikation der Quellen als natürlich oder anthropogen (vgl. Roedel [260]).

Aerosole bilden in Ballungsgebieten eine ernst zu nehmende Gefahr für die Gesundheit von Tieren, Menschen und Pflanzen. Zu den Aerosolen in Ballungsgebieten gehören primäre Emissionen wie Asche und Ruß ebenso wie diejenigen Verbindungen, die Senken für die in der Atmosphäre ablaufenden chemischen Prozesse sind. Schwefeldioxid wird zu Sulphat oxidiert, aus dem sich Schwefelsäure bildet. Diese reagiert außerdem mit Ammoniak. Häufig sind in der Stadtluft auch Nitratsalze enthalten. Allerdings hat Salpetersäure im Gegensatz zu Schwefelsäure einen hohen Dampfdruck und kondensiert nicht an den Aerosolen. Auch Kohlenstoffaerosole sind verbreitet: in Los Angeles bilden sie 40% der Gesamtmenge an Feinstäuben. Sie stammen aus Verbrennungsprozessen, etwa aus Kraftwerken, Benzin- und Dieselmotoren. Letztere sind die Hauptquelle für die schwarzen Stäube aus elementarem Kohlenstoff. Eine Bewertung dieser einzelnen Aerosole geht weit über den Rahmen dieses Skriptes hinaus, hier kann nur auf Bücher zur Umwelttoxikologie verwiesen werden.

### 5.8.3 Aerosole in der Stratosphäre

Die Stratosphäre enthält, wie auch in Abb. 5.49 angedeutet, weniger Aerosole als die Troposphäre. Direkter Eintrag von Aerosolen in die Stratosphäre ist selten und im wesentlichen auf starke Vulkanausbrüche beschränkt. Ein großer Teil der Aerosole wird aus der Troposphäre eingetragen. Dementsprechend sind die Zeitskalen für Eintrag ebenso wie für den umgekehrten Vorgang der Aerosolreduktion in der Stratosphäre relativ lang. Abbildung 7.3 gibt einen Überblick über das Größenspektrum stratosphärischer Aerosole. Man erkennt in der Abbildung auch die Kopplung der polaren stratosphärischen Wolken mit der Asche von Vulkanausbrüchen: Vulkanausbrüche stellen genau die richtigen Teilchengrößen in ausreichender Anzahl zur Verfügung, um zu einer Verstärkung in der Bildung der PSCs zu führen. Aller-

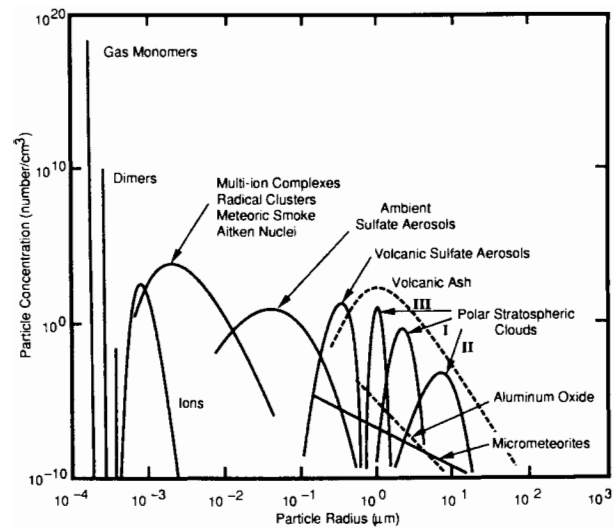


Abbildung 5.50: Größenspektrum stratosphärischer Aerosole [308]

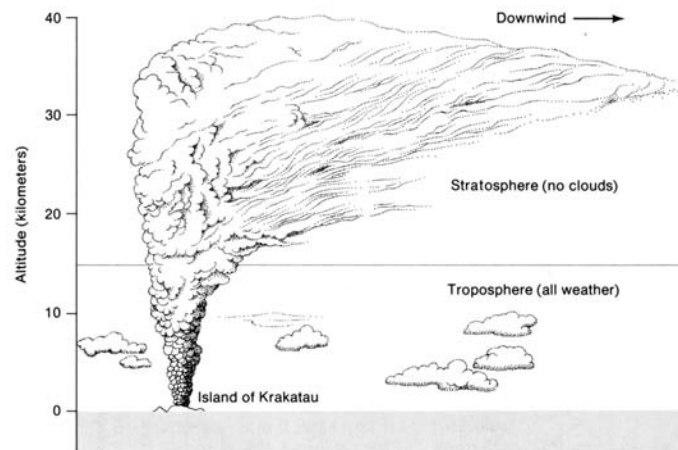


Abbildung 5.51: Eruptionswolke des Krakatau-Ausbruches im Jahre 1883 [66]

dings trägt nur ein kleiner Teil der vulkanischen Einträge in die Stratosphäre zur Zerstörung der Ozonschicht durch die PSCs bei: die Wirkungsweise der PCSs basiert auf Salpetersäure und anderen Stickstoffverbindungen während die vulkanischen Aerosole, wie auch die Hintergrundaerosole der Stratosphäre, im wesentlichen auf Schwefelsäure basieren. Auffallend ist, dass die vulkanisch eingetragenen Partikel um durchschnittlich 2 Größenordnungen größer sind als die stratosphärischen Hintergrundaerosole.

Die Betrachtung vulkanischer stratosphärischer Aerosole kann bereits mit einfachen Mitteln eine Anschauung über Transportprozesse in der Stratosphäre vermitteln. Aufgrund der großen Energie des Vulkanausbruches wird der größte Teil der ausgestoßenen Asche- und Staubwolke praktisch sofort in die Stratosphäre injiziert. Dabei ergibt sich eine Explosionswolke, die aus einem relativ schmalen Schaft direkt über dem Vulkan besteht und einer weit ausgedehnten Wolke in der Stratosphäre (vgl. Abb. 5.51, Beispiel der Eruption des Krakatau im Jahre 1883). Der schmale troposphärische Schaft markiert den Kanal, durch den der Vertikaltransport in die Stratosphäre erfolgt. Die Ausweitung der Wolke in der Stratosphäre markiert die Beendigung des Aufstieges und den dann in der Stratosphäre erfolgenden horizontalen Transport.

Die Ausbreitung dieser Staub- und Aschewolke in der Stratosphäre ist an Hand der Aufzeichnungen über optische Erscheinungen in der Atmosphäre rekonstruiert worden. Zu diesen optischen Erscheinungen gehören insbesondere spektakuläre Sonnenauf- und -untergänge durch die verstärkte Streuung des Sonnenlichts an den Aerosolen. Während der ersten 10

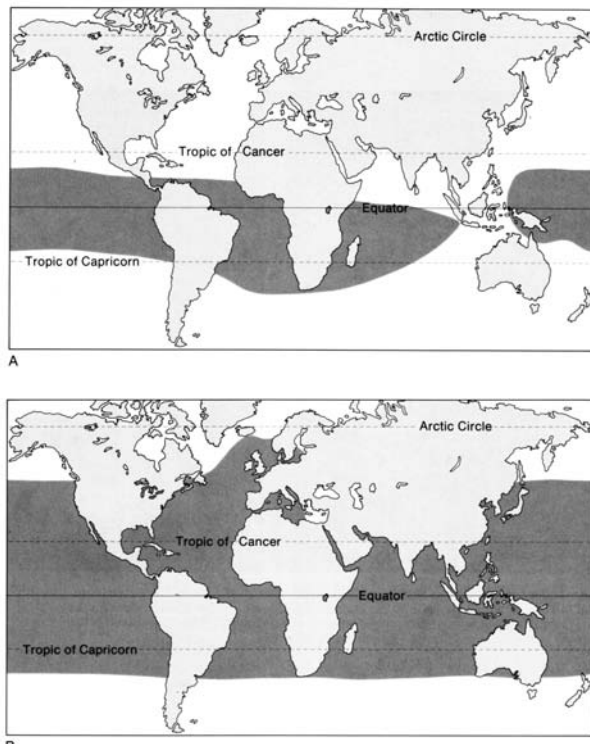


Abbildung 5.52: Aufweitung der Staub- und Aschewolke des Krakatau bestimmt aus der Verteilung ungewöhnlicher Himmelsphänomene, im oberen Teil während der ersten 10 Tage nach der Explosion, unten ungefähr 3 Monate nach der Explosion [66]

Tage nach der Eruption des Vulkans hatte sich die Wolke in einem ca.  $\pm 20^\circ$  breiten Band um den Äquator einmal um die gesamte Erde verteilt (oberer Teil von Abb. 5.52). In den folgenden 3 Monaten hatte der stratosphärische Dunst infolge dieser Vulkaneruption bereits mehr als 70% der Erdoberfläche bedeckt. Mit den heutigen durch Satelliten eröffneten technischen Möglichkeiten lässt sich die Ausbreitung einer Eruptionswolke natürlich wesentlich exakter verfolgen, allerdings hat dieses historische Beispiel einen gewissen Charme, da es zeigt, mit welchen einfachen Mitteln ein aufmerksamer Beobachter bereits recht viel über seine Umwelt lernen kann – auch über Bereiche, die nicht direkt zugänglich sind.

#### 5.8.4 Aerosole und Strahlungstransport

Aerosole kommen sowohl in der Tropo- als auch in der Stratosphäre vor. Der entscheidende Unterschied besteht darin, dass troposphärische Aerosole schnell durch Regen aus der Atmosphäre ausgewaschen werden, während stratosphärische Aerosole eine sehr lange Lebensdauer haben (in der Größenordnung von Jahren bis Jahrzehnten). Gerade in der Stratosphäre können Aerosole daher aufgrund ihrer langen Lebensdauern klimatische Auswirkungen haben, während die Auswirkungen der troposphärischen Aerosole mehr die direkten Einwirkungen auf die Biosphäre betreffen. Die Einflussnahme stratosphärischer Aerosole kann direkt über den Strahlungshaushalt erfolgen oder indirekt über eine chemische Modifikation der Ozonschicht, die dann ihrerseits wieder auf den Strahlungshaushalt zurückwirken kann (vgl. Kap. 6).

Direkte Eingriffe in den Strahlungshaushalt durch Aerosole können über drei Mechanismen erfolgen:

- die Erhöhung der planetaren Albedo durch Rückstreuung solarer Strahlung in den Weltraum,
- die Absorption solarer Strahlung in der Stratosphäre, und
- die Absorption terrestrischer Strahlung in der Stratosphäre.

Wie die Bilanz dieser drei Effekte aussieht, hängt von den Eigenschaften der Partikel ab. Pollack et al. [232] kommen in einer Studie über den Zusammenhang zwischen Klimaänderungen



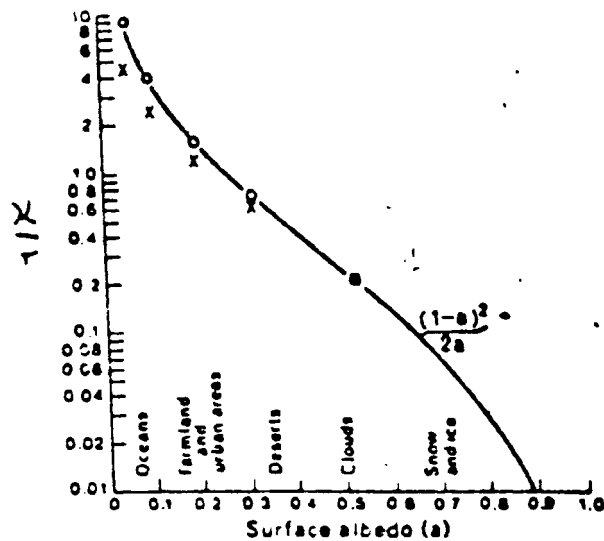


Abbildung 5.53: Klimatische Eigenschaften der Aerosole (vgl. Text)

und Vulkaneruptionen zu dem Schluss, dass sich die drei Mechanismen beim mineralischen Eruptionsmaterial praktisch kompensieren, während von den stratosphärischen Sulfat- und Schwefelsäurepartikeln eine Abkühlung der bodennahen Luftschichten und eine Erwärmung der Stratosphäre zu erwarten ist.

Für die klimatischen Auswirkungen dieser Aerosole sind in erster Näherung deren Reflektionsvermögen  $r$  für die einfallende solare Strahlung (das entspricht einer Veränderung der globalen Albedo) und das Absorptionsvermögen  $\kappa$  für solare Strahlung (das führt im wesentlichen zu einer Erhöhung der Temperatur in der höheren Atmosphäre gekoppelt mit einer Abnahme der am Boden ankommenden solaren Einstrahlung) von Bedeutung. In Abhängigkeit vom Quotienten  $\kappa/r$  dieser beiden Größen lässt sich nach Abb. 5.53 in Abhängigkeit von der Oberflächenalbedo abschätzen, ob die Aerosole zu einer Erwärmung (oberhalb der Kurve) oder einer Abkühlung (unterhalb der Kurve) führen. Dieses Modell sagt für fast alle Oberflächen eine Abkühlung voraus, lediglich oberhalb von Eisflächen kann eine Erwärmung erfolgen. Bei dieser Betrachtung ist zwar noch nicht berücksichtigt, dass einige Aerosole auch einen zusätzlichen Treibhauseffekt erzeugen können, allerdings legen Beobachtungen nahe, dass die abkühlende Wirkung der Aerosole überwiegt.

Der abkühlende Effekt der Aerosole hat sich in der Vergangenheit bei einigen der größeren Vulkanausbrüche gezeigt. Diese bewirken einen Eintrag von Aerosolen in die Stratosphäre (der Pinatobu 1991 bis ca. 35 km, der El Chicon, 1982, über 30 km, der Mt. St. Helens, 1981, bis ca. 25 km, u.v.a.m., vgl. auch Abb. 5.51 und 5.52). Dieser Vulkanstaub hat in der Stratosphäre eine Verweildauer von Jahren und verteilt sich mit der Zirkulation um die Erde herum, bei Vulkanausbrüchen in der Nähe des Äquators relativ schnell über beide Hemisphären, wie in Abb. 5.52 angedeutet, bei Vulkanausbrüchen in höheren Breiten bevorzugt nur in der jeweiligen Hemisphäre. Der Vulkanstaub bewirkt eine Verringerung der solaren Einstrahlung und damit auch der Temperaturen am Boden. So wurden z.B. Ende des vergangenen Jahrhunderts und Anfang dieses Jahrhunderts nach Vulkanausbrüchen des Krakatau und anderer Vulkane besonders kalte und nasse Sommer beobachtet. Dazu zeigt Abb. 5.54 im oberen Teil die Veränderung der auf den Erdboden auftreffenden solaren Strahlung für die Jahre 1882-1918. Reduktionen der einfallenden Strahlung um bis zu 20% ergaben sich nach den Ausbrüchen des Krakatau 1883, von Pelee, Soufriere und Santa Maria 1902 und von Katmai 1912. Entsprechend dieser reduzierten Einstrahlung nahm auch (im Rahmen der Schwankungen) die Temperatur ab, wie in Abbildung 7.7 unten gezeigt ist.

Baldwin et al. [11] haben diese Änderungen der optischen Tiefe infolge von Vulkanausbrüchen quantitativ betrachtet. Versuche, die Veränderung der optischen Tiefe mit der Temperaturkurve in Abb. 1.6 zu vergleichen, liefern eine sehr grobe Übereinstimmung: So nimmt die

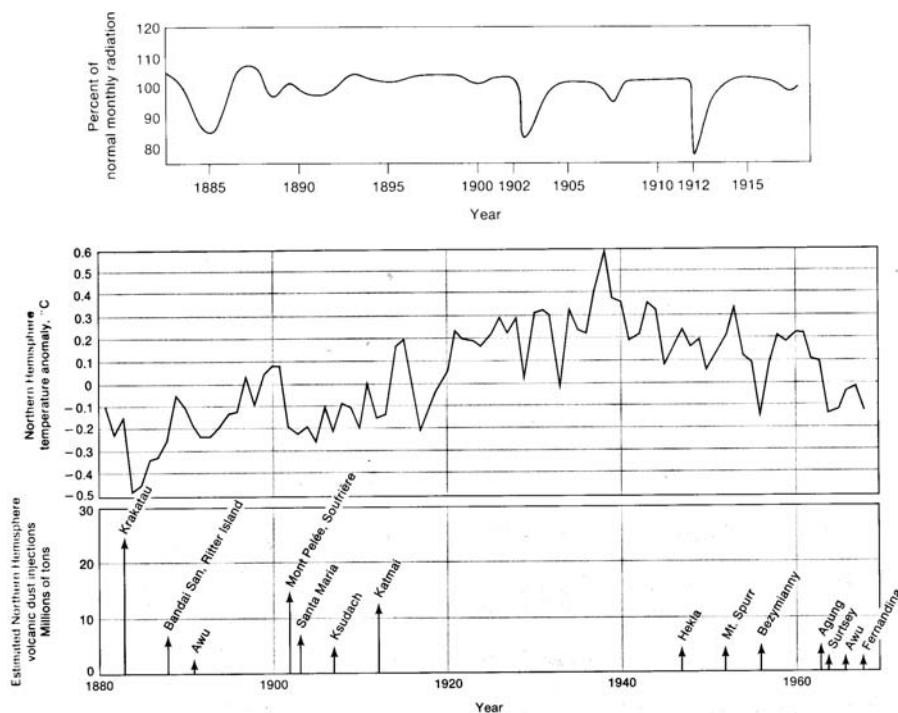


Abbildung 5.54: Abnahme der solaren Einstrahlung infolge von Vulkanausbrüchen (oben) und damit verbundenen Temperaturanomalien (unten) [66]

Temperatur seit ca. 1880 zu, parallel zu einem Abnehmen der vulkanischen Aktivität, Anfang des Jahrhunderts sinkt die Temperatur nochmals geringfügig gekoppelt mit einer Zunahme vulkanischer Aktivität. Der starke Temperaturabfall zwischen 1940 und 1970 steht jedoch in keinem Zusammenhang mit starker vulkanischer Aktivität. Die klimatischen Auswirkungen vulkanischer Aerosole alleine vermögen also die Temperaturkurve nicht zu erklären, andererseits sind jedoch die Einflüsse von Vulkaneruptionen auf die Temperatur deutlich. Insgesamt ist es daher sicherlich zu einfach, die Temperaturkurve nur mit Hilfe der TWS oder nur mit Vulkanen erklären zu wollen. Sicherlich muss ein gutes Modell beide Effekte (und natürlich noch weitere wie z.B. die Änderung der solaren Einstrahlung) berücksichtigen. Unter diesen Randbedingungen ist es sicherlich noch schwieriger zu entscheiden, in wieweit wir bereits anthropogene Klimaveränderungen sehen.

Außerhalb des Zeitrahmens der Abbildung erfolgten nach der Eruption des Mt. St. Helens im Jahre 1980 noch die starken Eruptionen des El Chichon (4. April 1982, Mexiko) und des Pinatubo (Juni 1991). Die Aschewolke des El Chichon war ungewöhnlich stark schwefelhaltig und die Verteilung dieser Aschewolke über die Nordhemisphäre hat zu einer Abkühlung um ungefähr 0.2 K geführt [218]. Diese Abkühlung ist im Temperaturtrend in Abb. 1.6 nur relativ schwach zu erkennen als eine Unterbrechung im allgemeinen Anstieg der Temperatur.

Die Eruption des Pinatubo war die gewaltigste Eruption nach der des Krakatau im Jahre 1883. Dabei wurden 20 bis 30 Megatonnen schwefelhaltiger Aerosole in die Stratosphäre injiziert. Satellitenbeobachtungen haben gezeigt, dass diese Aerosolwolke in den Monaten nach der Eruption zu einer Erhöhung der in den Weltraum zurück reflektierten solaren Strahlung um 3.8% geführt haben. Damit verbunden hat sich für das folgende Jahr eine Verringerung der mittleren Temperatur um 0.6°C ergeben, wodurch der Trend eines Anstieges der Bodentemperaturen deutlich unterbrochen wurde [218].

Modellbetrachtungen über Aerosole haben neuen Auftrieb erfahren durch die Diskussionen im Zusammenhang mit dem Nuklearen Winter [268].

### Einschub: Aerosole und Dinosaurier

Aerosolen wird eine große Bedeutung für das Leben auf der Erde zugemessen. Das zeigt sich z.B. in den Theorien über das Aussterben der Saurier beim Übergang von der Kreidezeit zum Tertiär vor ca. 65 Mio. Jahren. Sedimente aus dieser Zeit zeigen eine dünne Schicht völlig ungewöhnlicher Zusammensetzung, so finden sich sehr hohe Anteile an Iridium, Nickel, Zink, Eisen und Antimon in dieser Schicht, jedoch weder darüber noch darunter. Diese iridiumreiche Schicht kann nahezu überall auf der Erde (sowohl auf dem Land als auch in Tiefseebohrkernen unter Wasser) nachgewiesen werden, d.h. was immer diese ungewöhnliche Schicht erzeugt hat, hatte globale Auswirkungen. In den Sedimenten unterhalb dieser Schicht (d.h. also in den älteren Ablagerungen) finden sich, sowohl im Meer als auch auf Land, Hinweise auf eine Vielfalt von Lebewesen und Pflanzen, in den Sedimenten oberhalb dieser anomalen Schicht finden sich wesentlich weniger Spuren von Leben. Skelette/Fossilien von Dinosauriern finden sich ausschließlich unterhalb dieser Schicht. Daher wird diese Trennschicht mit einem globalen und umfassenden Artensterben assoziiert, ausgelöst durch ein Ereignis, dass auch diese anomale Schicht erzeugt hat.

Da die Schicht global vorhanden ist, muss das Ereignis, selbst wenn es nur lokal gewirkt hat, seine Spuren global verteilt haben. Am wahrscheinlichsten erscheinen hier Ereignisse, die für einen großen Eintrag von Aerosolen in die Stratosphäre gesorgt haben (diese Ereignisse können dann lokal mehr oder weniger begrenzt gewesen sein, aufgrund der Ausbreitungsmöglichkeiten in der Stratosphäre hätten sich die Aerosole jedoch global verteilt). Diese Aerosole würden eine Abkühlung bewirkt haben. Damit verringert sich das Pflanzenwachstum, die Vegetationsperioden werden kürzer, und da die Pflanzen in der Nahrungskette jeden Lebewesens stehen, verringert sich das Nahrungsangebot. In diesem Fall hat sich das Nahrungsangebot anscheinend sogar unter eine kritische Schwelle abgesenkt, die nicht nur zur Reduzierung der Populationen sondern zum Aussterben ganzer Arten geführt hat.

Für den Ursprung dieser Aerosole gibt es zwei Theorien, zum einen Aerosoleintrag durch extreme vulkanische Aktivität [314] oder durch den Einschlag eines größeren Meteoriten mit entsprechendem Staubeintrag [3, 4]. Für beide Theorien gibt es Für- und Gegenargumente, ein starkes Argument für die Alvarez-Hypothese eines Meteoriteneinschlags ist die chemische Zusammensetzung in der Schicht, insbesondere das Iridium spricht eher für einen Meteoriten als für Vulkane. Lange Zeit galt die Meteoritenhypothese als unhaltbar, da kein ausreichend großer Einschlagkrater mit dem richtigen Alter gefunden werden konnte. Zur Zeit wird als potentieller Einschlagkrater ein Bereich des Golfes von Mexiko diskutiert, der auch die mexikanische Halbinsel Yukatan umfasst. Der größte Teil des Kraters liegt unter Wasser, so dass er erst in jüngster Zeit durch die Auswertung von Satellitenbeobachtungen bei der Bestimmung des Reliefs des Meeresbodens entdeckt wurde. Die Vulkanismus-Hypothese ist jedoch auch nicht völlig von der Hand zu weisen, insbesondere wenn man bedenkt, dass die Erde in früheren Zeiten wesentlich aktiver gewesen sein muss, so gibt es Kalderen (das sind die Krater, die ein Vulkan bei seinem Einsturz in die nach einem Ausbruch entleerte Magnakammer zurücklässt) mit Durchmessern von einigen 10 Kilometern (z.B. im Yosemite und in New Mexico), d.h. die Gewalt der Vulkaneruptionen früherer Zeit war unvergleichlich viel größer als selbst die starken Eruptionen wie Krakatau (Kaldera von 8 km), El Chicon und Mt. St. Helens (Kaldera von ca. 1.5 km).

### 5.8.5 Aerosole als Kondensationskeime

Aerosole sind u.a. von Bedeutung als Kondensationskeime bei der Wolkenbildung. Sie verändern, da sie häufig ionisiert sind, die elektrischen Eigenschaften der Atmosphäre, so hat seit der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts die Leitfähigkeit der Luft abgenommen, ein Effekt, der auf die kontinuierlich wachsende Luftverschmutzung zurückgeführt wird (vgl. z.B. Keppler, 1988).

Der wichtigste Prozess bei der Ausbildung von Wolken ist die adiabatische Abkühlung beim Aufsteigen feuchter Luft. Dies führt zur Bildung von Wolken, oft mit sehr scharf definierter Untergrenze. Die Bildung von Wassertröpfchen aus dem gesättigten Wasserdampf

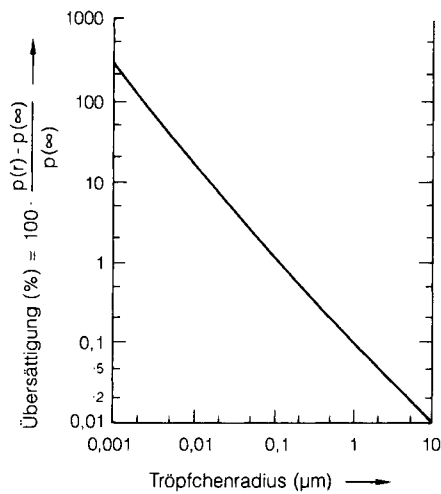


Abbildung 5.55: Für das Gleichgewicht über der Oberfläche kleiner Tröpfchen notwendige Wasserdampfübersättigung [260]

oberhalb des Kondensationsniveaus kann auf zwei Weisen erfolgen:

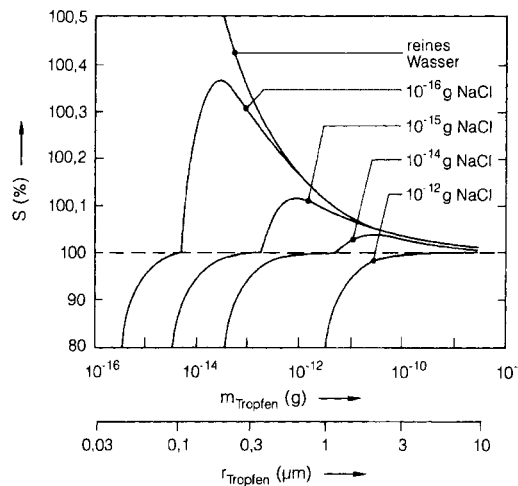
- *Homogene Kondensation* oder *Nukleation*: durch das statistische Zusammentreffen von Dampfmolekülen entsteht in einem zuvor rein gasförmigen Medium ein neues Wassertröpfchen. Hierzu sind Übersättigungen von mehreren hundert Prozent erforderlich.
- *Heterogene Kondensation*: die Wassertröpfchen lagern sich an einem bereits vorhandenen Partikel ab, dem *Kondensationskeim*. Liegen nicht zu kleine Kondensationskeime mit Lineardimensionen oberhalb  $0,1\mu\text{m}$  vor, so ist für diese Art der Tröpfchenbildung eine Übersättigung von wenigen zehntel Prozent ausreichend.

In der realen Atmosphäre erfolgt die Tröpfchen- und damit die Wolkenbildung ausschließlich durch heterogene Kondensation, da die stets vorhandenen Aerosolpartikel schon bei niedriger Wasserdampfübersättigung eine heterogene Kondensation einleiten.

Sehr kleine Tröpfchen, die ja am Beginn der Tröpfchenbildung aus Wasserdampf stehen, können nur dann existieren, wenn der Dampf um mehrere hundert Prozent übersättigt ist, während größere Tropfen bei Dampfdrücken stabil sind, die nur wenige zehntel Prozent über dem Dampfdruck einer ebenen, unendlich ausgedehnten Wasseroberfläche liegen. Das wichtigste Stichwort ist hier der Krümmungsradius: je kleiner das Tröpfchen, um so stärker ist die Krümmung an der Tröpfchenoberfläche und umso größere Übersättigung ist zur Anlagerung eines Wassermoleküls notwendig. Mit wachsender Größe des Tröpfchens nimmt der Einfluss der positiven Oberflächenenergie gegenüber der negativen Bindungsenergie immer stärker zu, da das Verhältnis von Oberfläche zu Radius umgekehrt proportional zum Radius zunimmt. Abbildung 5.55 zeigt dazu das Gleichgewicht über einem Tröpfchen in Abhängigkeit von der Größe des Tröpfchens und von der Übersättigung. Liegt ein Tröpfchen oberhalb der Kurve, so ist es in seiner Umgebung stabil und wirkt als Kondensationskeim zur weiteren Anlagerung. Unterhalb der Kurve kann keine Tröpfchenbildung erfolgen, gerät ein bereits vorhandenes Tröpfchen in einer Umgebung mit derartigen Bedingungen, verdunstet es sofort. Hat ein Tröpfchen allerdings erst einmal eine gewisse Größe erreicht, so wirkt es selbst als Kondensationskeim in einer nur noch geringfügig übersättigten Luft.

Die 'Initialzündung' für die Tröpfchenbildung ist also ein größeres Problem als das spätere Wachstum eines Tröpfchens. Ein Aerosol-Partikel, zumindest wenn es eine hinreichende Größe hat, stellt letztendlich einen gewissen Anfangsradius für die Tröpfchenbildung zur Verfügung. Voraussetzung dabei ist, dass das Aerosol selbst zumindest benetzbar ist. Dank der polaren Eigenschaft der Wassermoleküle werden die Partikel fast spontan mit einer Wasserhaut überzogen - der Kondensationskern liefert dann eine feuchte Oberfläche mit hinreichend geringer Krümmung, so dass die für eine Kondensation notwendige Übersättigung klein bleibt. Aus Abb. 5.55 kann man entnehmen, dass ein benetzbares Tröpfchen mit einem Radius von  $1\mu\text{m}$  schon bei  $0,1\%$  Übersättigung einen Kondensationskeim darstellt.

Abbildung 5.56: Gleichgewichtssättigung über reinem Wasser und über Tröpfchen einer Kochsalzlösung als Funktion von Tröpfchenmasse bzw. -radius bei 20°C. Der Maßstab wechselt bei 100%-Sättigung [260]



Bei nicht vollständig benetzbaren Aerosol-Partikeln sind die Verhältnisse etwas ungünstiger als durch Abb. 5.55 dargestellt. Sind Aerosolteilchen allerdings nicht nur benetzbar sondern sogar ganz oder teilweise löslich, so wird die heterogene Kondensation noch weiter erleichtert, weil die gelöste Substanz den Gleichgewichtsdampfdruck erniedrigt (Raoult'sches Gesetz). Durch lösliche Kerne (hier spielen natürlich insbesondere die Salzpartikel eine Rolle) wird die für die Bildung von Wolken- oder Nebeltröpfchen notwendige Übersättigung herabgesetzt oder verschwindet sogar ganz (vgl. Abb. 5.56). Wenn lösliche Kerne vorhanden sind, binden diese schon bei Untersättigung (relative Feuchte unter 100%) Wasser und bilden stabile Lösungströpfchen oder zumindest nasse Kerne. Eine Folge davon ist unter anderem, dass lösliche Aerosolteilchen bei hohen, aber doch unter der Sättigung liegenden Feuchten durch Wasseraufnahme merklich anwachsen können mit der Konsequenz deutlich größerer optischer Streuquerschnitte: feuchte aber noch ungesättigte Luft wirkt dann dunstig. Löslichkeit setzt auch den zur Bildung von Wassertröpfchen erforderlichen Radius herab: relativ kleine Aerosolpartikel mit Radien bis herunter ca.  $0.1 \mu\text{m}$  können als Kondensationskeime wirksam werden, solange sie nur ganz oder teilweise wasserlöslich sind.

Hydrometeore bilden sich bereits bei relativ geringer Übersättigung der Atmosphäre mit Wasserdampf durch Anlagerung an Kondensationskeime, die durch Aerosole zur Verfügung gestellt werden. Diese Tröpfchen selbst sind jedoch zu klein, als dass sie ausregnen und den Boden als Niederschlag erreichen könnten, da sie in der ungesättigten Luft unterhalb der Wolke sofort verdunsten. Diese sehr kleinen Hydrometeore bewirken daher eine 'Umverteilung' der in ihnen enthaltenen Aerosole und Spurengase von höheren in niedrigere Schichten. Für das Auswaschen bzw. Ausregnen selbst sind die Tröpfchen von Bedeutung, die ausreichend gross geworden sind, um den Erdboden zu erreichen. Ihre Bildung erfolgt innerhalb der Wolke insbesondere in den mittleren und höheren Breiten meist im gefrorenen Zustand, d.h. als Eiskristalle (Bergeron-Findeisen-Prozess).

Innerhalb der Wolke sind in Abhängigkeit von der Tröpfchengröße und vom Aggregatzustand der Hydrometeore unterschiedliche Transportprozesse und -geschwindigkeiten zu erwarten ebenso wie unterschiedliche Formen der Wechselwirkung des Hydrometeors mit der ihn umgebenden Atmosphäre. Auch unterhalb der Wolke ergeben sich Unterschiede: während die kleinen Tröpfchen verdunsten und ihren Gehalt an Aerosolen und Spurengasen an die Umgebung abgeben, verflüssigen sich die Eiskristalle zu Tröpfchen, wobei sie einerseits einen Teil ihrer chemischen und aus Aerosolen bestehenden 'Zuladung' an die Umgebung abgeben können, andererseits aber auch eine Zuladung aus dieser wieder aufnehmen können. Die abgegebene und aufgenommene Zuladung werden sich dabei nicht zwingend kompensieren, insbesondere da sich sowohl die Eigenschaften des Hydrometeors als auch die seiner Umgebung kontinuierlich verändern.

Abbildung 5.57 fasst verschiedene Prozesse zusammen, über die Aerosole zur Tröpfchen-

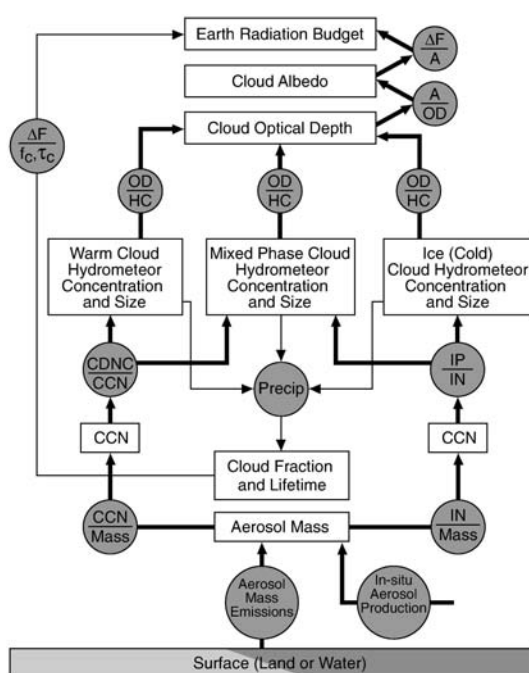


Abbildung 5.57: Aerosole und Tröpfchenbildung [146]; CCN steht für Cloud Condensation Nuclei

und Wolkenbildung beitragen können sowie die Einbettung dieser Prozesse in die Strahlungsbilanz der Erde.

### 5.8.6 Einfluss der Aerosole auf die Chemie der Atmosphäre

Ein direkter Einfluss der Aerosole auf die Chemie der Atmosphäre im Sinne einer Reaktion zwischen Aerosol und atmosphärischen Bestandteilen tritt eigentlich nur bei Gasen auf. Einige Beispiele dazu sind in den beiden vorangegangenen Kapiteln diskutiert worden. Eine wichtige Rolle in der Chemie spielen die Aerosole dann, wenn sie als Senken für andere Reaktionen fungieren (sie tragen dann letztendlich zum Auswaschen dieser Bestandteile bei, da sie sowohl die für die Wolkenbildung notwendigen Kondensationskeime stellen als auch zusammen mit den angelagerten Substanzen durch die Niederschläge selbst ausgewaschen werden), oder wenn die sie umgebende Wasserhülle inklusive der darin enthaltenen anderen Substanzen ein geeignetes Milieu für Reaktionen bilden, die sonst in der Atmosphäre nicht stattfinden könnten.

## 5.9 Gekoppelte Ozean-Atmosphäre Modelle

Ein ideales Klimamodell sollte die folgenden wichtigen Module enthalten:

- eine sehr detaillierte Beschreibung des Strahlungstransportes in der Erdatmosphäre – der anthropogene Treibhauseffekt bewirkt letztendlich nichts anderes als eine Veränderung der optischen Tiefe  $\tau_\nu$ .
- ein Modell der atmosphärischen Zirkulation zur Beschreibung des meridionalen Energietransports und der Ausbildung von Wettersystemen.
- ein Modell des Ozeans zur Beschreibung des noch fehlenden Drittels des meridionalen Energietransports, als Randbedingung für die Atmosphäre und als wichtiges Glied in den verschiedenen Stoffkreisläufen. Außerdem kann der Ozean als Wärmespeicher dienen – und er kann sich bei Erwärmung ausdehnen, so dass der Wasserspiegel steigt.
- ein Modell des Bodens, in dem der Austausch an Energie und Spurenstoffen sowie die Beeinflussung der atmosphärischen Bewegung durch Reibung berücksichtigt wird.
- Modelle der Stoffkreisläufe der relevanten treibhauswirksamen Spurengase.

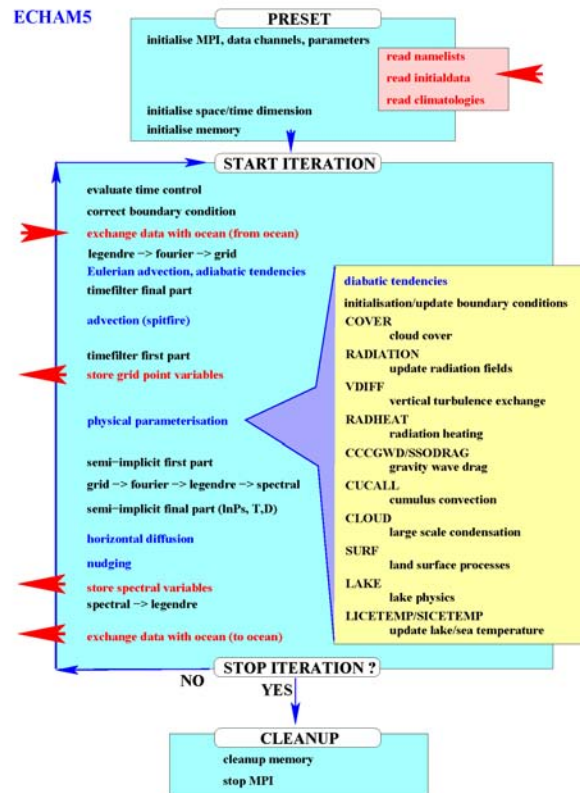


Abbildung 5.58: Kopplung Ozean–Atmosphäre in ECHAM5

- Prognosen über die Emission der relevanten treibhauswirksamen Spurengase.

Diese Module sind jedoch nicht unabhängig von einander. Dies wird deutlich, wenn wir ein Klimamodell stärker aus physikalischer Sicht betrachten: Modellierung basiert stets auf der Berücksichtigung der Erhaltungsgrößen [164], d.h. ein mathematisches Modell des Atmosphäre/des Klimas sollte die Kontinuitätsgleichungen für Masse, Energie und Impuls berücksichtigen. Die Energieerhaltung jedoch koppelt den Ozean und die Atmosphäre im Meridionaltransport. Die Massenbilanz dagegen koppelt Ozean, Atmosphäre, Boden, Stoffkreisläufe und Emissionsszenarien.

### 5.9.1 Die einzelnen Module

Ein modernes Klimamodell ist durch seine Geschichte geprägt. Frühe Klimamodelle waren, wie am Anfang dieses Kapitels vorgestellt, ein- oder maximal zweidimensional, d.h. sie berücksichtigten im wesentlichen den Strahlungstransport und eventuell auch einen Meridionaltransport.

Aus diesen Wurzeln haben sich die Klimamodelle durch 'Zukauf' weiterer Modelle entwickelt. Das Modul der atmosphärischen Zirkulation ist die globale Variante eines regionalen Wettervorhersage-Modells – allerdings mit deutlich reduzierter räumlicher Auflösung. Die Berücksichtigung der Ozeane ist einfach – hier haben die Ozeanographen geeignete Modelle entwickelt, die Zirkulation und weitere Eigenschaften der Ozeane beschreiben. Die Aufgabe des Klimatologen beschränkt sich darauf, ein Interface zu entwickeln, das Ozean und Atmosphäre koppelt. Auf ähnliche Weise wird mit den anderen Modulen verfahren.

Die Kopplung zwischen Ozean und Atmosphäre erfolgt derart, dass beide Modelle neben einander rechnen und nur gelegentlich ihre Daten austauschen, vgl. Abb. 5.58. Nach der Initialisierung des Programms im oberen Block beginnt die Iteration. Die Anfangsdaten

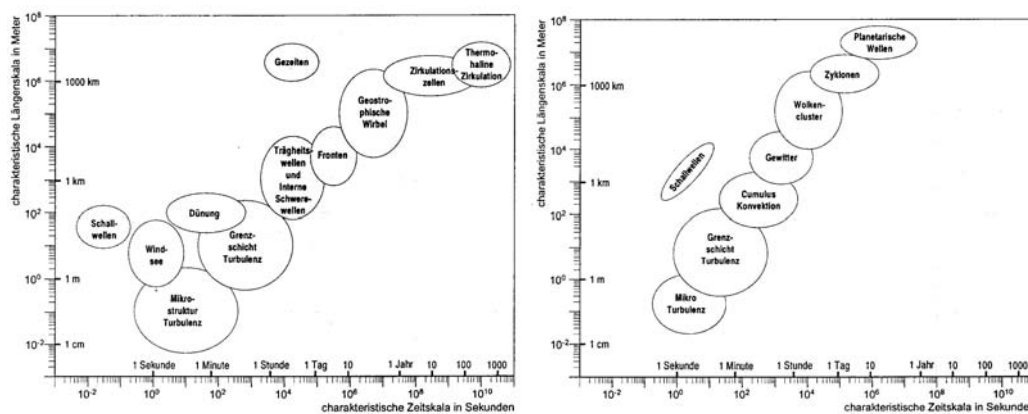


Abbildung 5.59: Charakteristische räumliche und zeitliche Skalen für Ozean (links) und Atmosphäre (rechts) [316]

werden kontrolliert und an die Randbedingungen angepasst. Aus dem Ozeanmodell werden die für die Atmosphäre relevanten Eigenschaften des Ozeans übernommen. Jetzt beginnt die eigentliche Atmosphärensimulation, wobei die z.Z. in ECHAM5<sup>6</sup> berücksichtigten Prozesse und Module im Kasten zusammen gefasst sind. Die Werte an den einzelnen Gitterpunkten des Modells werden abgespeichert. Für einen Teil der Parameter wird auch eine Spektralanalyse vorgenommen, z.B. zur Identifikation der planetaren Welle. Auch diese Werte werden abgespeichert. Am Ende werden die Ergebnisse der Modellrechnung, d.h. insbesondere die Temperaturen in der untersten Luftschicht und die Windvektoren an den Ozean zur weiteren Verarbeitung übergeben.

Ein derartiges Verfahren hat den Vorteil, dass sowohl das Ozean- als auch das Atmosphärenmodell für die Kopplung nicht modifiziert werden müssen. Beide Modelle werden abwechselnd angewandt, lediglich die Ergebnisse des einen Modells an der Grenzschicht zum anderen Modell liefern jeweils die Randbedingungen in diesem Modell für den nächsten Zeitschritt.

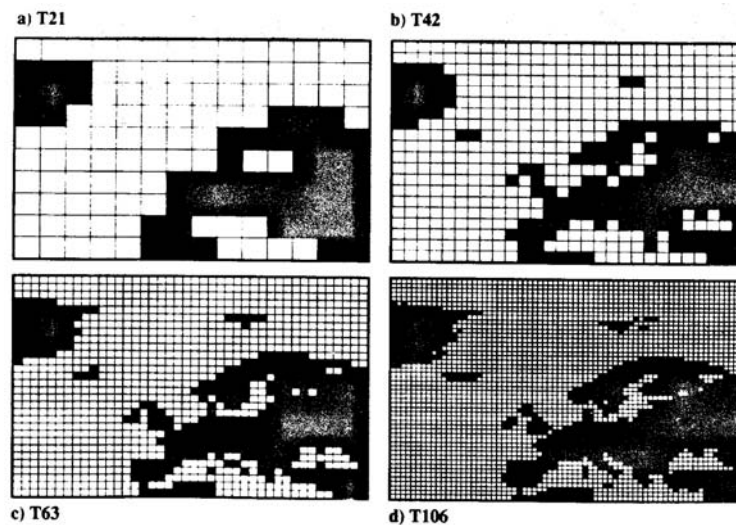
## 5.9.2 Die Skalen

Wie bei jedem numerischen Modell stellt sich auch bei einem Klimamodell die Frage nach der angestrebten Genauigkeit und nach der gewünschten räumlichen Auflösung. Der letzten Frage kommt dabei eine doppelte Bedeutung zu: wie in jedem numerischen Verfahren bestimmt die Schrittweite die Genauigkeit. Allerdings bestimmt in einem natürlichen System, das sich wie in Abb. 5.59 auf räumlichen und zeitlichen Skalen über etliche Größenordnungen erstreckt, die Schrittweite auch, welche Prozesse überhaupt noch erfasst werden können. Für eine große Abschätzung können wir  $1^\circ$  mit 100 km annehmen. Ein modernes Klimamodell hat eine horizontale Auflösung von ca.  $3^\circ \times 3^\circ$  oder 300 km mal 300 km – damit lässt sich die planetare Welle sicherlich auflösen, auch Zyklone können in einem derartigen Modell dargestellt werden. Bei Wolken und Gewittern sowie allen turbulenten Prozessen dagegen gelangt ein derartiges Modell an seine Grenzen. Diese Prozesse können nicht mehr detailliert im Modell berücksichtigt werden, d.h. nicht durch die sie beschreibenden Differentialgleichungen, sondern werden parametrisiert.

<sup>6</sup>ECHAM5 ist das Klimamodell des MPI Meteorologie in Hamburg, d.h. Deutschlands Beitrag zur Klimaforschung. Die wichtigsten Artikel bezüglich ECHAM5 sind in einer Sonderausgabe des Journal of Climate zusammen gefasst und können von der MPI-Site <http://www.mpimet.mpg.de/en/wissenschaft/modelle/j-climate-mpi-m-special-issue-2006.html> herunter geladen werden. ECHAM5 ist genauer beschrieben in den technischen Reports des MPI, die Sie unter <http://www.mpimet.mpg.de/en/wissenschaft/modelle/echam/echam5.html> finden. Die Variante ECHAM5-HAM enthält ein besseres Modell für Aerosole; sie ist ebenfalls unter diesem Link zu finden.



Abbildung 5.60: Land–Meer-Verteilung im Nordatlantik für verschiedene Modellgitter [64]



Das räumliche Gitter hat auch Konsequenzen für die Möglichkeit, eine realistische Topographie zu verwenden. Abbildung 5.60 zeigt die Land–Meer-Verteilungen im Nordatlantik für verschiedene in der Atmosphären- und Wettersimulation gebräuchliche Gitter. Das T21-Gitter führt auf ein Gaußsches Gitter von  $5.6^\circ$  und wurde bis in die Mitte der 1990er Jahre als Standard in der Klimasimulation verwendet – obwohl in ihm die Ostsee ein Binnensee ist und Europa fest mit Afrika verbunden ist, d.h. auch das Mittelmeer ist nur ein Binnensee. Die Britischen Inseln gibt es in diesem Gitter noch nicht einmal – daher macht es auch keinen Sinn, auf der Basis eines derartigen Modells Vorhersagen für regionale Klimaänderungen zu treffen. Der heutige Standard ist das T42-Gitter, d.h. die Gitterweiten sind halbiert. Hier kann man aus den Konturen zumindest schon erahnen, dass das Bild Europa zeigen soll, das Problem der ‘Binnenseen’ ist allerdings erhalten geblieben. Die beiden unteren Gitter, entsprechend  $1.9^\circ$  und  $1.1^\circ$  werden nicht in der Klimamodellierung sondern in der Wettervorhersage verwendet. Das ist rechentechnisch möglich, da zum einen eine Wettervorhersage nicht zwingend ein globales Gitter beinhalten muss (d.h. die Gesamtzahl der Gitterzellen muss nicht einmal größer sein als in einem Klimamodell mit schlechterer Auflösung) und zum anderen Wettervorhersage nur über einen Zeitraum von Tagen gerechnet wird, nicht wie bei einer transienten Analyse in einem Klimamodell über Jahrzehnte oder gar Jahrhunderte.

### 5.9.3 Klimanachsage und Einschwingverhalten

Bevor man allerdings ein derartig komplexes (und trotz allem noch unvollständiges) Modell für eine Vorhersage verwendet, muss man es testen. Wie kann man aber ein Klimamodell testen, wenn man mit der Atmosphäre keine Kontrollexperimente durchführen kann? Dann existiert zwar das Ergebnis des numerischen Modells aber es fehlt zum Vergleich die Beobachtung.

Eine Testmöglichkeit ist die Klimanachsage. Hierbei verwendet man eine transiente Simulation und startet nicht mit der heutigen Atmosphäre sondern z.B. der Atmosphäre zu Beginn der Industrialisierung oder am Anfang des 20. Jahrhunderts. Ein korrektes Modell sollte dann in der Lage sein, den Temperaturverlauf bis heute einigermaßen korrekt zu reproduzieren. Dieses Verfahren wurde früher angewandt (Abb. 5.61 zeigt ein Beispiel dazu); das Hauptproblem dabei ist die ungenaue Kenntnis der historischen Parameter, d.h. der Startwert für das Modell wird eigentlich nur geraten.

Die Klimanachsage in Abb. 5.61 liefert ein zwispältiges Ergebnis. Gezeigt ist der beobachtete Temperaturtrend wie in Abb. 1.6 im Vergleich mit dem bis weit in die 1990er üblichen Klimaszenario, in dem davon ausgegangen wurde, dass durch anthropogene Einflüsse nur die  $\text{CO}_2$ -Konzentration verändert wird (gestrichelte Linie). In diesem Szenario stimmen die beob-

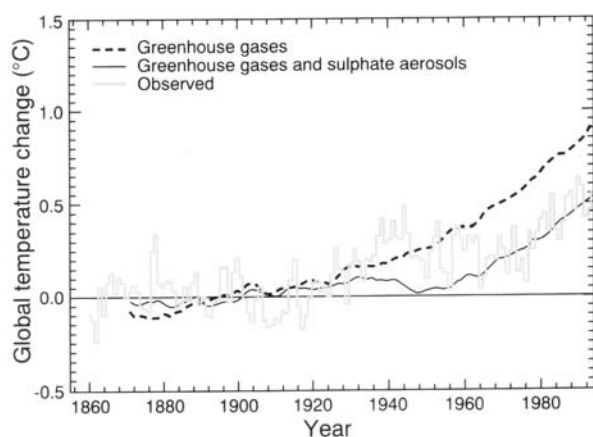


Abbildung 5.61: Simulierte Temperatur seit 1870 [132]; wird im Modell nur die  $\text{CO}_2$  Zunahme berücksichtigt, ergibt sich bis 1960 eine gute Übereinstimmung, danach sind die Temperaturen allerdings zu hoch. Werden zusätzlich die Sulphate (Aerosole) berücksichtigt, so ist der spätere Temperaturtrend gut reproduziert, allerdings liefert das Modell in den 1940ern zu niedrige Temperaturen

achteten und die simulierten Temperaturen bis ca. 1960 recht gut überein. Für spätere Zeiten steigen die modellierten Temperaturen allerdings deutlich schneller als die beobachteten. Zum Vergleich gibt die durchgezogene Linie Modellergebnisse für ein verändertes Klimamodell, in dem auch die Sulphate und damit ein Großteil der Aerosole berücksichtigt werden. In diesem Szenario wird der Temperaturtrend ab ca. 1970 gut reproduziert, allerdings liefert das Szenario für die 1940er deutlich geringere Temperaturen als beobachtet. Ein Vergleich der beiden Szenarien lässt den Schluss zu, dass es außer der  $\text{CO}_2$ -Zunahme und den Aerosolen noch andere Ursachen für Temperaturschwankungen geben sollte.

Während Abb. 5.61 nur eine gemittelte Größe, nämlich die globale Mitteltemperatur betrachtet, zeigt Abb. 5.62 die regionale Verteilung modellierter und beobachteter Temperaturänderungen im Zeitraum 1957–1994 versus 1955–1974. Im oberen Bild wird nur die Zunahme von  $\text{CO}_2$  berücksichtigt. In diesem Fall zeigt sich überall eine Temperaturzunahme, allerdings gibt es regionale Unterschiede. So fällt die Temperaturzunahme in hohen Breiten der Südhemisphäre besonders stark aus. Im mittleren Teilbild ist eine Simulation gezeigt, in der außer der  $\text{CO}_2$ -Zunahme auch die Sulphate berücksichtigt sind. Zwar finden wir auch hier in die maximale Temperaturzunahme in hohen Breiten der Südhemisphäre, jedoch ist diese etwas geringer als bei dem reinen  $\text{CO}_2$ -Szenario. Der wesentliche Unterschied zeigt sich jedoch über den Kontinenten der Nordhemisphäre, d.h. dort, wo auch die meisten Sulphate emittiert werden: im Gegensatz zum  $\text{CO}_2$ -Szenario nimmt hier die Temperatur nicht zu sondern ab. Die Beobachtungen im Bild darunter stützen keines der Szenarien richtig und hinterlassen einen ratlosen Leser.

Ein alternatives Testverfahren ist die Untersuchung des Einschwingverhaltens. Heutige Modelle können auf Grund der kleineren Skalen mehr relevante Phänomene der Atmosphäre reproduzieren. Daher ist es nicht mehr wichtig, mit welchen Werten die Simulation gestartet wird. Im Gegenteil, man verwendet gezielt unrealistische Werte (z.B. eine vollständig isotherme Atmosphäre) und betrachtet das Einschwingverhalten dem Modells. Sind die für die Atmosphäre relevanten Prozesse in dem Modell korrekt enthalten, so sollte es nach dem Einschwingen typische saisonale und regionale Variationen wichtiger Atmosphärenparameter reproduzieren können. Auch sollten sich Ozean-Atmosphäre-Wechselwirkungen wie El Niño in dem Modell zeigen.

Abbildung 5.63 zeigt ein Beispiel für ein derartiges Einschwingverhalten. Bei der Initialisierung des Modells wurden folgende Annahmen gemacht: die Atmosphäre ist isotherm, sie ist in Ruhe und sie ist hydrostatisch geschichtet. Bereits im Laufe des ersten Tages bilden sich durch die unterschiedliche Erwärmung von Wasser und Land in niedrigen Breiten Tiefdruckbereich über den Ozeanen und Hochdruckzonen über den Landmassen aus. In den ersten Tagen sind die Druckgebilde noch stark an die Meer-Verteilung gebunden und vertiefen sich. Mit zunehmender Vergrößerung der Druckunterschiede treiben diese jedoch auch in atmosphärische Bewegung. So bildet sich um Tag 20 herum auf der Südhälfte ein Westwindgürtel mit eingelagerten Zyklonen aus; nach ca. 6 Wochen beschreiben die simulierten

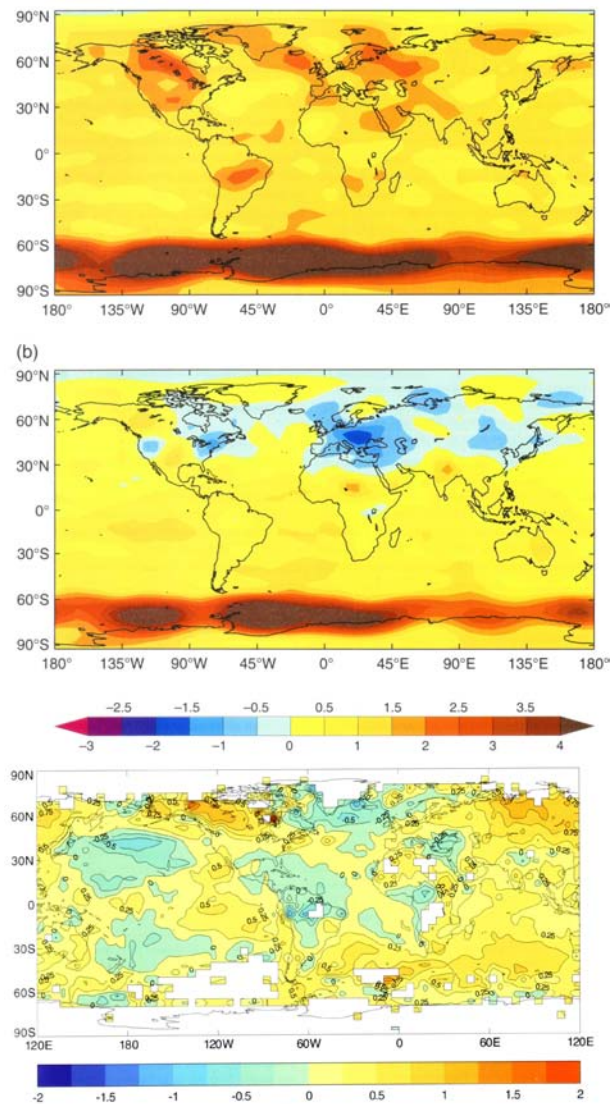


Abbildung 5.62: Modellierte Temperaturänderungen 1975–1994 versus 1955–1974 ohne Aerosole (oben) sowie mit Aerosolen (Mitte); zum Vergleich die Beobachtungen (unten) [145]

Druckgebilde auf beiden Hemisphären die Beobachtungen bereits recht gut. Würde man die Daten nicht auf der Karte sondern als Blick auf den Pol darstellen, so würde man auf den beiden Hemisphären das typische Muster der planetaren Welle erkennen. Und ein Start zu unterschiedlichen Jahreszeiten (d.h. mit unterschiedlicher Verteilung der solaren Einstrahlung), würde auch die jahreszeitliche Variation der Welle beschreiben.

#### 5.9.4 Methodik

Ein Klimamodell ist auf Grund des feinen Gitters, der großen Zahl der zu berücksichtigenden variablen und Prozesse sowie der langen Zeiträume, über die zu simulieren ist, sehr anspruchsvoll im Hinblick auf Rechnerressourcen. Insbesondere die Zeitskala der Simulation ist ein Problem: die Veränderung der Spurengaskonzentrationen erfolgt auf Zeitskalen von Jahrzehnten während die atmosphärischen Phänomene auf eher Zeitskalen von Minuten erfolgen – daher ist in einer transienten Simulation eine große Zahl von Zeitschritten erforderlich. Um diesen Aufwand zu vermeiden und lieber eine größere Zahl von verschiedenen Szenarien rechnen zu können, verwendet man häufig Zeitscheibenexperimente oder  $\text{CO}_2$ -Verdopplungsszenarien.

Bei einem Zeitscheibenexperiment werden die Randbedingungen wie Spurengaskonzentrationen konstant gehalten und die Simulation erfolgt über einen Zeitraum, der dem Modell das

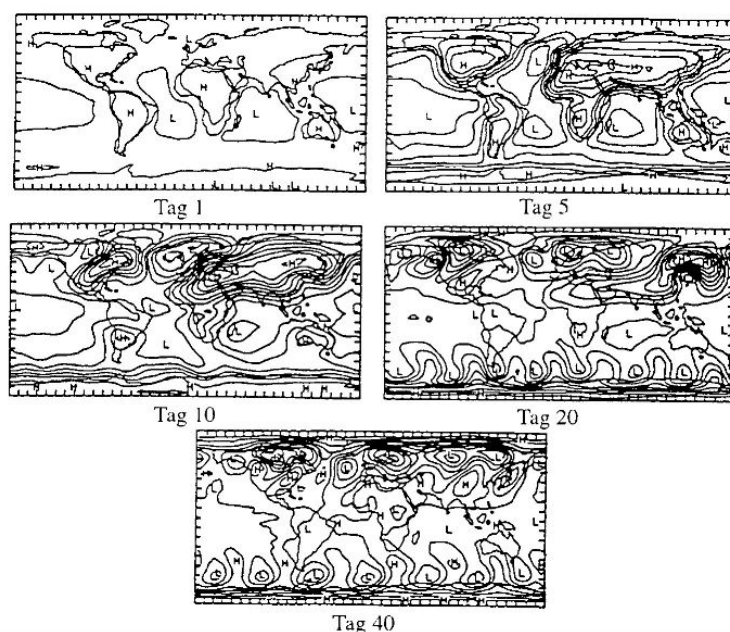


Abbildung 5.63: Ein-schwingverhalten eines Klimamodells [319]

Erreichen eines stabilen Zustandes erlaubt. Durch die Variation z.B. der Spurengaskonzentration kann man dann verschiedenen Zeitscheiben simulieren, z.B. die Dekaden 1860–1870, 1910–1920 und 1990–2000 und mit den Beobachtungen vergleichen. Ebenso kann man auch in der Zukunft zu erwartenden Spurengaskonzentrationen in das Modell stecken und z.B. die Dekade 2040–2050 simulieren. Im Vergleich zur transienten Simulation hat dieses Verfahren Vor- und Nachteile:

- + der größte Vorteil ist technischer Art: die reduzierte Rechenzeit.
- + bei der Prognose muss nur eine sinnvolle Annahme über die zu erwartende  $\text{CO}_2$ - und/oder Spurengaskonzentration gemacht werden – es ist aber nicht wichtig, wann genau diese erreicht wird. Dadurch muss nicht wie bei der transienten Simulation auch eine möglichst akkurates Emissionsszenario berücksichtigt werden.
- Zeitscheibenexperimente setzen ein gewisses Wohlverhalten des Systems Erde–Atmosphäre voraus: das System entwickelt sich annähernd wie ein lineares System, so dass man die Zeiten zwischen den einzelnen Zeitscheiben getrost weglassen kann – da passiert schon nichts dramatisches.

Dieser letzte Punkt ist konzeptionell sehr problematisch. Das System Erde–Atmosphäre ist mit seinen vielen Wechselwirkungen sicherlich hochgradig nicht-linear, d.h. der Endzustand eines Systems kann sich bei einer geringen Änderung der Anfangsbedingungen stark verändern. Dies wurde sehr prägnant von dem amerikanischen Meteorologen Lorentz beschrieben und wird als Schmetterlingseffekt bezeichnet: “Does the flap of a butterfly’s wing in Brazil set off a tornado in Texas?” [193]<sup>7</sup> Allerdings war auch Lorentz nur ein Zwerg auf den Schultern von Riesen [210]; eine allgemeinere Formulierung gab mehr als ein Jahrzehnt früher Turing [309]: “The system of the ‘universe as a whole’ is such that quite small errors in the initial conditions can have an overwhelming effect at a later time. The displacement of a single electron by a billionth of a centimeter at one moment might make the difference between a man being killed by an avalanche a year later, or escaping.” Folgt man diesen

<sup>7</sup>Lorentz hat sich am MIT mit der numerischen Wettervorhersage beschäftigt, er gilt als Pionier auf diesem Gebiet. Die Legende will, dass er den Schmetterlingseffekt nur auf Grund eines Absturzes seines Rechners entdeckte. Um Zeit zu sparen, hat er den letzten Datensatz, den der Rechner noch gespeichert hatte, als Startwert für die Fortsetzung der Simulation verwendet. Glücklicherweise war Lorentz vorsichtig und hat zur Überprüfung den vollständigen Run noch einmal neu gestartet – und siehe, die kleinen Rundungsfehler, die durch das Abschneiden der Zahlen beim Speichern entstanden, waren ausreichend, um zu einem deutlich verschiedenen Ergebnis zu führen.

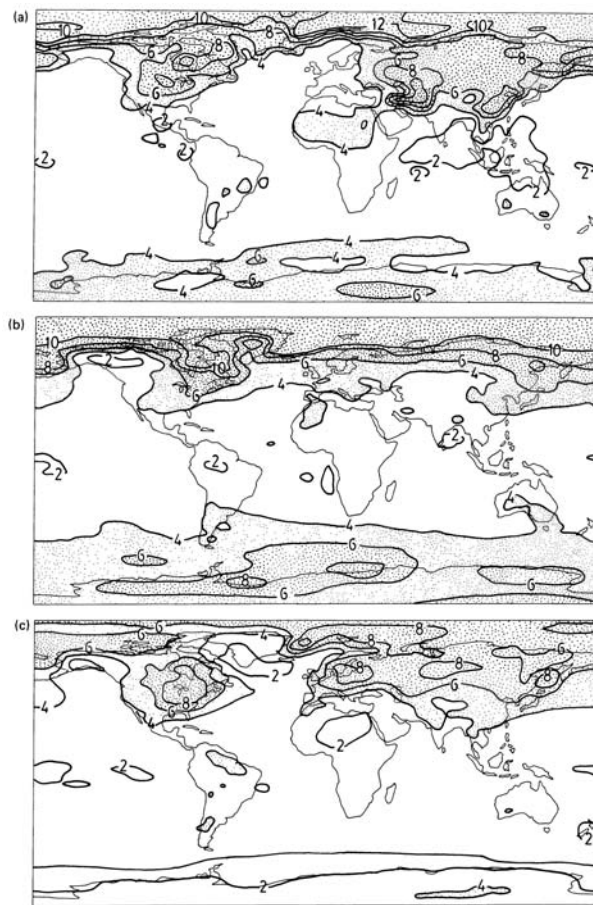


Abbildung 5.64: Veränderung der Lufttemperatur an der Erdoberfläche bei Verdopplung der atmosphärischen Kohlendioxid-Konzentration für die Monate Dezember bis Februar für drei verschiedene Modelle: (a) kanadisches Klimamodell CCC, (b) Modell des Geophysical Fluid Dynamics Laboratory GFDL, und (c) UKMO. [130] in [226]

beiden Statements, so erscheint es als nahezu unverständlich, dass Zeitscheibenexperimente funktionieren können – und dass sie funktionieren wissen wir aus der Simulation vergangener Zustände der Atmosphäre. Hier hilft die Tatsache, dass selbst moderne Klimamodelle häufig nicht die Physik beschreiben sondern viele Zusammenhänge in einfacher Weise parametrisieren. Damit wird das ganze System mathematisch linearisiert und gegen ein Ausbrechen oder Aufschwingen gedämpft. Bei der weiteren Entwicklung der Modelle muss man dann jedoch auch beachten, dass eine verbesserte physikalische Beschreibung nahezu zwangsweise auch den Übergang zu transienten Simulationen und die Abkehr von Zeitscheibenexperimenten erfordern wird.

Ein  $\text{CO}_2$ -Verdopplungsexperiment ist nur ein spezieller Fall eines Zeitscheibenexperiments, so dass die dort erwähnten Vor- und Nachteile auch hier gelten.  $\text{CO}_2$ -Verdopplungsexperimente sind lange Zeit das Standardverfahren in der Klimamodellierung gewesen; auch die älteren Berichte des IPCC (inkl. [145] und dessen Zusammenfassung in [132]) basieren auf  $\text{CO}_2$ -Verdopplungsexperimenten. Erst mit dem Bericht von 2001 [146] betreten zunehmend transiente Simulationen die Bühne.

Bei der Darstellung der Ergebnisse werde ich mich daher auf die Verdopplungsexperimente konzentrieren. Die Ergebnisse der transienten Simulationen liefern keine prinzipiell unterschiedlichen Resultate, sind jedoch noch komplizierter darzustellen, da zum einen die Zeit als zusätzliche unabhängige Variable auftritt und zum anderen die Emissionsszenarien eine zusätzliche Verfielfachung der Simulationsergebnisse bewirken.

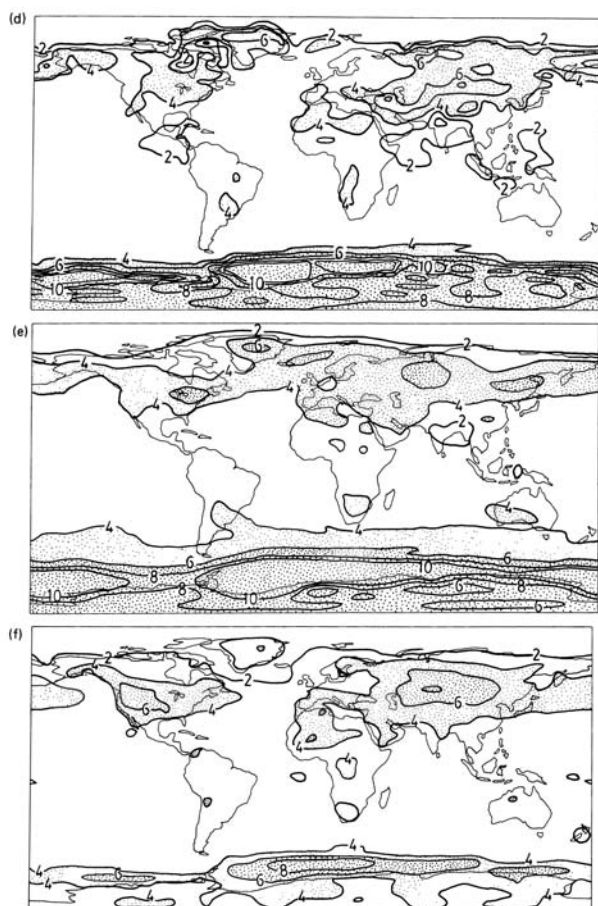


Abbildung 5.65: Wie Abb. 5.64, jedoch für die Monate Juni bis August ([130] in [226])

### 5.9.5 Ergebnisse CO<sub>2</sub>-Verdopplung

Lesen Sie bitte erst die Bedienungsanleitung [64]: Im Hinblick auf den Aufwand und die Komplexität der Modelle ist man leicht versucht, die Ergebnisse der Treibhaus-Erwärmungsrechnungen mit diesen Modellen als ‘die Wahrheit’ anzusehen. ... sollte man die Simulationen aber ‘cum grano salis’ interpretieren. Die modernsten Klimasimulationen geben uns intern konsistente Bilder eines möglichen zukünftigen Klimas und können uns die physikalischen Mechanismen erläutern, die bei einer Klimaänderung wichtig werden. Man sollte Simulationen der Klimaänderungen als eine intelligente Abschätzung des zukünftigen Klimas, nicht jedoch als deterministische Vorhersagen ansehen.

#### Lufttemperatur an der Erdoberfläche

Der am direktesten der Erfahrung zugängliche Parameter ist die Lufttemperatur an der Erdoberfläche. Ihre Veränderung wird als ein Maß für die Folgen eines anthropogen erhöhten Treibhauseffektes verwendet. Dies gilt sowohl im Rahmen der einfachsten 1D-Modelle als auch für die wesentlich komplizierteren und weiter fortgeschrittenen allgemeinen Zirkulationsmodelle.

Abbildungen 5.64 und 5.65 geben die Änderungen der Lufttemperatur in Bodennähe, wie sie mit drei verschiedenen Modellen bestimmt wurde. Alle Modelle berechnen die Veränderungen, die sich im Gleichgewichtszustand nach einer Verdopplung des Kohlendioxid-Gehaltes der Atmosphäre ergeben (diese Verdopplung wäre ungefähr im Jahre 2030 zu erwarten, der Wert hängt allerdings stark von den verwendeten Szenarien zum Weltenergieverbrauch ab, vgl. Diskussion in den betreffenden Kapiteln in Houghton et al. [130]). Die Änderungen sind in Abhängigkeit von der Jahreszeit angegeben. In Abb. 5.64 wird der Zeitraum von

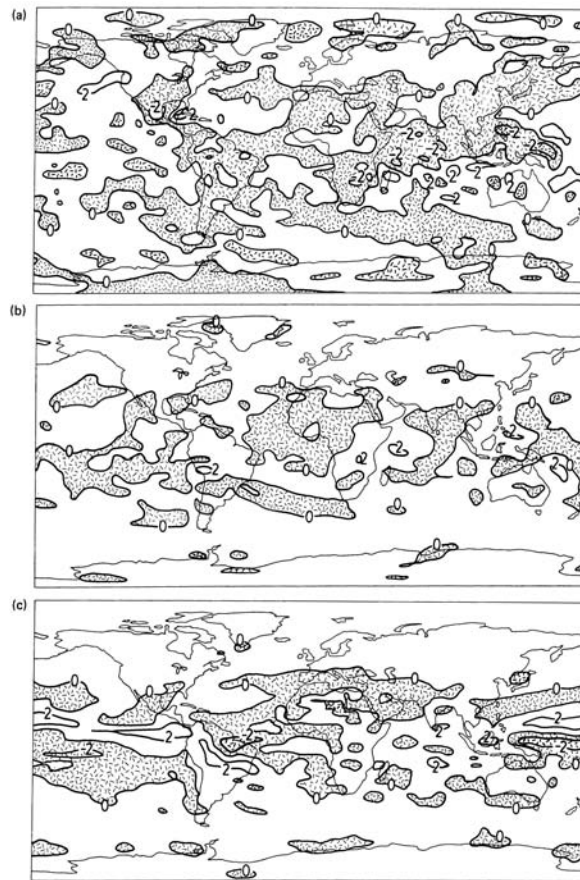


Abbildung 5.66: Veränderung der mittleren Niederschläge in mm/Tag im Gleichgewicht nach Verdopplung der Kohlendioxidkonzentration. Es wurden die gleichen Modelle wie in Abb. 5.64 verwendet. Die Abbildungen beziehen sich auf den Zeitraum Dezember bis Februar ([130] in [226]). Regionen, in denen die Niederschlagsmenge abnimmt, sind durch Musterung gekennzeichnet.

Dezember bis Februar betrachtet, d.h. der Winter der Nordhalbkugel bzw. der Sommer auf der Südhalbkugel. Die Linien sind Linien gleicher Temperaturänderung. Fein gepunktete Flächen markieren Änderungen zwischen 4 und 10 K, bei geringerer Punktdichte betragen die Änderungen mehr als 10 K. Die nicht-unterlegten Flächen markieren Änderungen um weniger als 4 K.

Die verwendeten Modelle sind die Modelle mit hoher Auflösung, in denen die Modellierung des Ozeans nur durch die Mischungsschicht erfolgt. Wolken sind außer im oberen Modell, mit festen Strahlungseigenschaften angenommen, im mittleren Modell ist auch die Behandlung der SST (Meeresoberflächentemperaturen) eingeschränkt. Die Modelle unterscheiden sich etwas im Absolutwert der Temperaturänderung; im globalen Mittel ergibt sich eine Erhöhung der Temperatur an der Erdoberfläche um 3.5 bis 4 K. Die größten lokalen Änderungen der Temperatur ergeben sich im obersten Modell, die geringsten im untersten. In allen drei Modellen zeigt sich eine vergleichbare geographische Verteilung der Temperaturerhöhung: in niedrigen Breiten fällt die Temperaturerhöhung vergleichsweise moderat aus während in höheren Breiten starke Temperaturerhöhungen zu verzeichnen sind. Dabei sind die Temperaturerhöhungen im arktischen Winter deutlich größer (in allen drei Modellen ungefähr um einen Faktor zwei) als im antarktischen Sommer. Der entgegengesetzte Trend zeigt sich in Abb. 5.65: im antarktischen Winter ist die Temperaturerhöhung ebenfalls deutlich größer als im arktischen Sommer. Insgesamt führt der Treibhauseffekt also zu einer stärkeren Erhöhung der Temperaturen im Winter als im Sommer, so dass die Temperaturdifferenz zwischen Sommer und Winter in hohen Breiten insgesamt deutlich geringer wird.

Diese Verringerung der Differenz zwischen Sommer und Winter zeigt sich ebenfalls über den ausgedehnten Landmassen der nördlichen Halbkugel (Nordamerika, Eurasien). Hier ist allerdings ganzjährig eine deutliche Temperaturerhöhung zu beobachten, insbesondere in Bereichen, die sich eher durch kontinentales Klima auszeichnen. In den mittleren Breiten wird

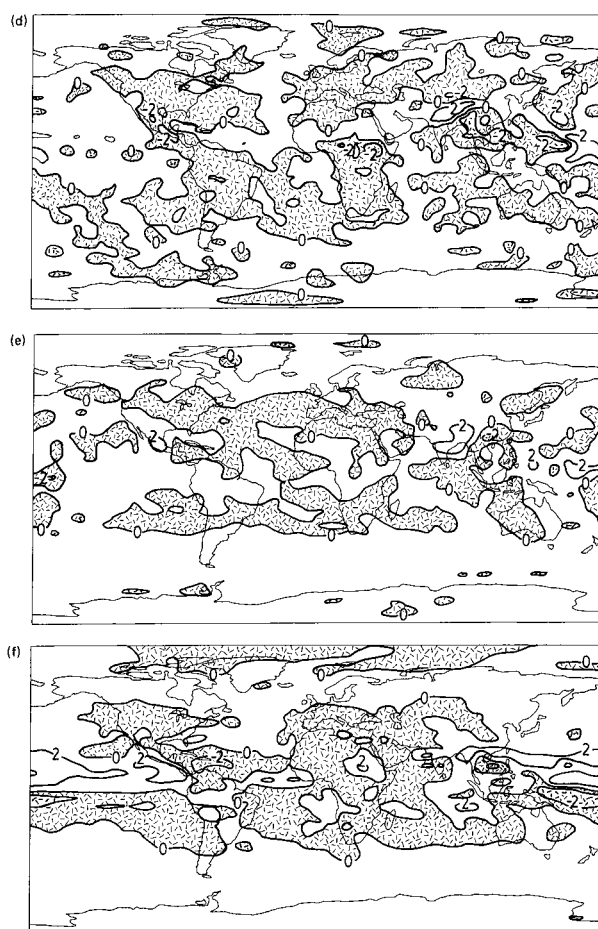


Abbildung 5.67: wie Abb. 5.66, jedoch für den Zeitraum Juni bis August ([130] in [226])

die jahreszeitliche Temperaturdifferenz also nur etwas verringert, es entsteht aber zusätzlich ein größerer Temperaturgradient zwischen Gebieten mit maritimem und kontinentalen Klima, auch verschiebt sich die Grenze zwischen diesen beiden Einflussbereichen.

Am Beispiel der Verringerung der Temperaturdifferenz zwischen Äquator und Pol zeigt sich unmittelbar, warum ein einfaches 1D-Modell zwar eine grundsätzliche Abschätzung der Folgen eines erhöhten Treibhauseffektes gestattet, es aber andererseits die Realität nicht ausreichend beschreiben kann. Das Temperaturgefälle zwischen Äquator und Pol ist ja der Motor der planetaren Zirkulation, eine Veränderung dieses Temperaturgefälles, wie von den Klimamodellen vorausgesagt, verändert damit aber auch das Zirkulationsmuster oder zumindest die Lage der quasi-stationären Druckgebilde. Dadurch können sich lokal starke Variationen ergeben, im Extremfall kann eine Region aus dem Einfluss eines maritimen Klimas in ein kontinentales gedrängt werden oder umgekehrt. Wir werden im Zusammenhang mit den kleinräumigen Auswirkungen des anthropogenen Treibhauseffektes nochmals auf diesen Punkt zurückkommen.

Die Änderungen auf der Südhalbkugel der Erde sind generell geringer als auf der Nordhalbkugel, da abgesehen von den Polregionen die nördliche Halbkugel stark durch die Landmassen, die südliche dagegen durch die Ozeane bestimmt ist. Letztere wirken aufgrund ihrer hohen Wärmekapazität moderierend auf das Klima.

Während die Modelle für die Troposphäre eine allgemeine Erwärmung voraussagen, erfolgt in der Stratosphäre, wie auch von den einfachen 1D-Klimamodellen vorhergesagt, eine Abkühlung. Die Details der Temperaturschichtung allerdings hängen stark von den Eigenschaften des verwendeten Modells ab, insbesondere von den Annahmen über die Details der Wolken wie Bildung, Ausregnen und Strahlungseigenschaften.



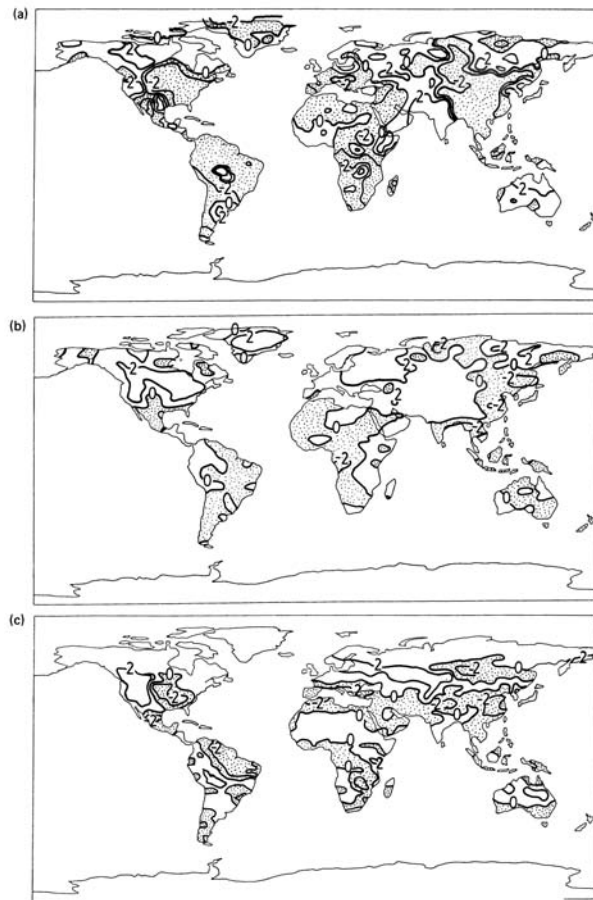


Abbildung 5.68: Veränderung der Bodenfeuchte im Gleichgewichtszustand bei einer Verdoppelung der Kohlendioxidkonzentration. Eingezeichnet sind Linien gleicher Feuchtigkeitsveränderung im Boden in cm. Regionen, in denen die Bodenfeuchtigkeit sinkt, sind punktiert markiert. Es wurden die gleichen Modelle verwendet wie in Abb. 5.64–5.67 ([130] in [226]). Betrachtet sind die Monate Dezember bis Februar

## Niederschläge

Eine Veränderung der Bodentemperatur bzw. der Temperatur in den bodennahen Luftschichten hat natürlich auch Folgen für den Wasserhaushalt des Systems Atmosphäre - Boden/Ozean. Vorausgesetzt dass ein ausreichender Wasservorrat vorhanden ist, bewirkt die Erhöhung der Bodentemperatur eine erhöhte Verdunstung, wie wir es ja bereits im Zusammenhang mit der Wolkenbildung diskutiert haben, da die warme Luft eine größere Wassermenge aufnehmen kann als kalte Luft. Insgesamt würde man daher dazu tendieren, eine Zunahme der Niederschläge zu erwarten.

Andererseits ist jedoch die Wolkenbildung auch davon abhängig, wann das Kondensationsniveau erreicht wird. Hier ist es bereits wesentlich schwieriger, eine einfache Abschätzung zu treffen. Sicher ist, dass die erhöhte Lufttemperatur zu einer Erhöhung der Verdunstung führt und damit zu einem erhöhten Wasserdampfgehalt in der Luft. Ob dieser Wasserdampf aber kondensiert (d.h. sich eine Wolke bildet) und diese Wolke dann ausregnet, ist nicht mehr einfach abzuschätzen.

Die Klimamodelle erlauben es, eine ungefähre Abschätzung der Veränderung des Niederschlages unter den im Modell gemachten Annahmen über das Verhalten der Wolken zu geben. Abbildungen 5.66 und 5.67 zeigen dazu die Veränderung der Niederschlagsmenge in mm/Tag für die gleichen Modelle, wie sie in Abb. 5.64 verwendet wurden. In Abb. 5.66 ist wieder der Zeitraum von Dezember bis Februar gezeigt, in Abb. 5.67 der von Juni bis August.

Die Tendenzen im Niederschlag ergeben ein auf den ersten Blick verwirrendes Muster. Allerdings lassen sich einige allgemeine Trends identifizieren. In hohen Breiten nimmt der Niederschlag eher zu als ab. Hier zeigt sich keine deutliche jahreszeitliche Tendenz, so dass man als Mittel angeben kann, dass die Niederschlagsmenge in den hohen Breiten ganzjährig

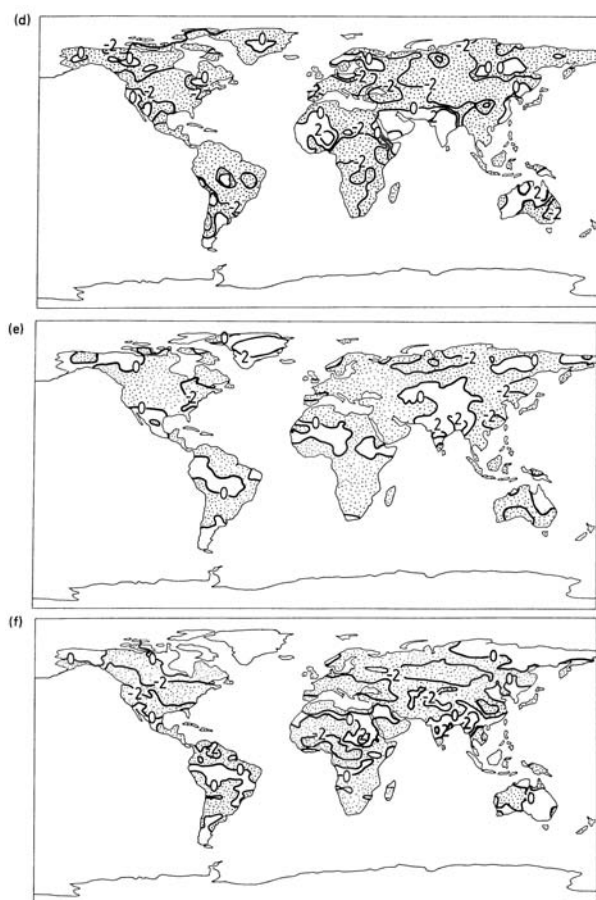


Abbildung 5.69: Wie Abb. 5.68, aber für die Monate Juni bis August ([130] in [226])

zunimmt. In den mittleren Breiten der Nordhalbkugel dagegen ergeben sich deutliche jahreszeitliche Unterschiede: hier wird für die Winter eine größere Niederschlagsmenge vorhergesagt, für die Sommer dagegen eine geringere. Für den Subtropengürtel ergibt sich kein einheitliches Bild: in diesem ohnehin schon sehr trockene Bereich kann es zu Erhöhungen wie auch Verringerungen der Niederschlagsmenge kommen. Für die Tropen liefern die unterschiedlichen Modelle recht unterschiedliche Vorhersagen, die im Mittel aber vielleicht eher eine geringfügige Abnahme der Niederschlagsmenge andeuten als eine Zunahme.

### Bodenfeuchte

Eine Zunahme der Niederschläge alleine sagt jedoch noch nichts über das Klima bzw. die Möglichkeiten der Landwirtschaft in einem bestimmten Bereich aus. Hier ist die Wasserbilanz wesentlich wichtiger als die Gesamtniederschlagsmenge. Im englischen Cambridge fällt genauso viel Regen wie am Rand der südafrikanischen Wüste Kalahari. Dennoch ist Cambridge normalerweise keine trockene Halbwüste sondern feucht und grün, da es dort kühler ist und daher die Verdunstung geringer ist. Um die Folgen der in Abb. 5.66 und 5.67 gezeigten Niederschlagsveränderungen beurteilen zu können, muss man diese daher entweder im Zusammenhang mit der Verdunstung und dem Abfluss von Wasser betrachten oder man muss sich den Feuchtigkeitsgehalt des Bodens ansehen.

Abbildungen 5.68 und 5.69 geben dazu die Veränderungen der Bodenfeuchte (in cm) an, die sich in den drei bisher betrachteten Modellen im Gleichgewicht nach Verdopplung der  $\text{CO}_2$ -Konzentration einstellt. Abbildung 5.68 bezieht sich dabei wieder auf den Zeitraum Dezember bis Februar, Abb. 5.69 auf den Zeitraum Juni bis August. Die punktierten Bereiche sind Regionen, in denen die Bodenfeuchte sinkt. Diese Abbildungen sind in einem gewissen

Sinne wichtiger als die vorangegangenen, da eine Erhöhung der Bodentemperatur alleine eigentlich noch keine direkten Folgen nach sich zieht, während die Bodenfeuchte z.B. ein für die Bewirtschaftung entscheidender Faktor ist. Damit geben diese Abbildungen auch an, in welcher Weise wir uns auf eine veränderte Bewirtschaftung dieser Bereiche - und damit auch eine Veränderung in der Art, Menge und Qualität der global zur Verfügung stehenden Nahrungsmittel - einstellen müssen.

Allerdings erkennt man in dieser Abbildung auch besonders gut, dass die Modelle nur mögliche Klimate beschreiben: gerade in diesem Parameter Bodenfeuchte zeigen sich zwischen den einzelnen Modellen deutliche Differenzen. Der gemeinsame Trend in allen Modellen ist eine Abnahme der Bodenfeuchte im Sommer der jeweiligen Halbkugel und eine geringere Abnahme oder teilweise auch Zunahme im Winter.

Einige Regionen verdienen hierbei eine gesonderte Betrachtung, weil sie für die Nahrungsversorgung von besonderer Bedeutung sind. Die inneren Bereiche auf den Kontinenten der Nordhalbkugel werden in allen drei Modellen im Sommer wesentlich trockener. Damit werden die für die Nordhalbkugel klassischen großflächigen Anbaugeländer trockener (nordamerikanische Prärie, Eurasien), so dass trotz höheren technischen Einsatzes (Bewässerung, Düngung) als Nettoeffekt geringere Getreideerträge zu erwarten sind. Oder alternativ müsste auf den Anbau von Feldfrüchten umgestellt werden, die auch mit geringerer Bodenfeuchte gedeihen könnten. Als besonders unglücklich ist in diesem Zusammenhang anzusehen, dass die geringere Bodenfeuchte im Sommer, d.h. in der Hauptwachstumsphase der Pflanzen, stärker ausgeprägt ist als im Winter, wo in einigen Bereichen (in Abhängigkeit vom Modelle) teilweise sogar eine eher höhere Bodenfeuchte vorausgesagt wird. An dieser Stelle zeigt sich wieder, wie wichtig es ist, Klima nicht nur über einen Mittelwert zu definieren, sondern auch die Schwankungen um diesen Wert herum zu berücksichtigen. Veränderungen in der Bodenfeuchte treffen natürlich neben diesen Kornkammern insbesondere die stark bevölkerten Regionen der Erde, d.h. China, Indien und Afrika.

Klimamodelle der heutigen Generation eignen sich noch nicht dazu, vorherzusagen *wie* sich die Bodenfeuchte verändern wird. Was sie aber mit Sicherheit vorhersagen, ist *dass* sie sich im Zusammenhang mit dem anthropogen verstärkten Treibhauseffekt verändern wird. Millionen von Menschen werden in Gebieten, die zu trocken geworden sind, Missernten erleben. Millionen Menschen werden versuchen, traditionelle Feldfrüchte anzubauen, und feststellen, dass diese unter feuchter gewordenen Bedingungen nicht gedeihen. Diese Menschen werden entweder ihre Heimat verlassen oder sich neue Anbaumethoden aneignen müssen. Die natürliche Vegetation wird ebenfalls unter Umweltbedingungen leiden, denen sie nicht angepasst ist, seien dies zu große Trockenheit oder Feuchtigkeit und Wärme. In Gebieten mit gestiegenem Niederschlag wird die Anpassung der Entwässerungssysteme Jahrhunderte brauchen, und Überschwemmungen können zunehmen, vor allem in Flussdeltas, die Becken entwässern, deren obere Bereiche kahlgeschlagen sind und das Wasser nicht mehr zurückhalten können. In Südostasien könnte jede Klimaveränderung dazu führen, dass der Monsun verschoben wird. Dadurch könnten in China oder Indien starke Hungersnöte oder große Wanderungsbewegungen ausgelöst werden - oder beides.

### Druck auf Meeresniveau

Mit den Bodentemperaturen ändert sich auch das globale Muster im Luftdruck. Abbildung 5.70 zeigt dazu die zu erwartenden Veränderungen im Druck auf Meeresniveau (Bodendruck korrigiert um die Höhe, auf der er gemessen wurde) wie sie sich im CCC-Modell als Gleichgewicht nach einer Verdopplung der  $\text{CO}_2$ -Konzentration ergeben. Die Linien beziehen sich auf Druckänderungen um 1 mb, gestrichelte Flächen markieren Bereiche, in denen der Druck abnimmt. Die obere Abbildung beschreibt den Zeitraum von Dezember bis Februar, die untere den von Juni bis August.

Das Muster dieser Druckänderungen lässt sich in zwei Teile untergliedern: (a) die Druckdifferenz zwischen Äquator und Pol, die zusammen mit der Temperaturdifferenz die planetare Zirkulation treibt, und (b) die Lage der quasi-stationären Druckgebilde, die für das regionale Wetter von Bedeutung sind (Leitsysteme für die wandernden Druckgebilde). Die-

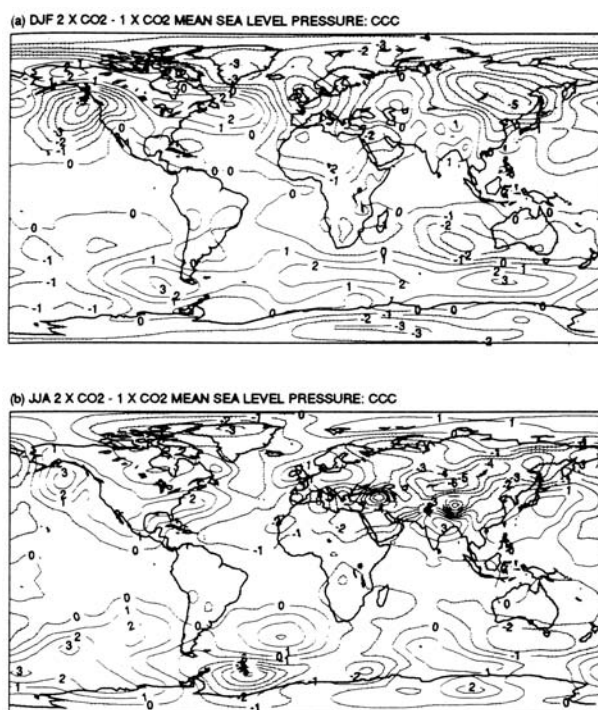


Abbildung 5.70: Veränderungen im mittleren Druck auf Meereshöhe bei einer Verdopplung der Kohlendioxidkonzentration im CCC-Modell. Die Linien geben Veränderungen des Drucks um 1 mb an, gepunktete Flächen markieren Bereiche einer Druckabnahme. Die obere Abbildung bezieht sich auf den Zeitraum von Dezember bis Februar, die untere auf den von Juni bis August [130]

se Veränderungen sind allerdings nicht alleine an Hand der Abb. 5.70 abschätzbar, sondern erfordern zusätzlich die Kenntnis der Änderung der Druckverhältnisse mit der Höhe. Da in höheren Lagen der Troposphäre der Temperaturgradient zwischen Äquator und Pol zunimmt, könnten sich hier sogar stärkere westliche Strömungen ergeben als sie zur Zeit vorherrschen.

Abbildung 5.70 erlaubt uns aber eine einfachere Abschätzung der eher spürbaren Auswirkungen dieser Druckänderungen: die Änderung in der Druckverteilung auf Meeresebene führen auf Änderungen in den Luftbewegungen in der unteren Atmosphäre, wozu insbesondere auch die Windrichtungen und -geschwindigkeiten gehören.

Die verschiedenen Modelle differieren in ihren Abschätzungen über die Änderungen der Druckverteilungen. Allerdings ist sicher, ähnlich wie bei der Bodenfeuchte, dass eine Zunahme der TWS auch eine Veränderung der Muster des Druckes auf Meereshöhe nach sich ziehen wird. Obwohl die genauen räumlichen Druckverteilungen differieren, lassen sich einige allgemeine Punkte festhalten: Im Nordwinter wird das Hoch über Neufundland stärker. Dabei verlagert sich das Island-Tief ostwärts und das Hoch über Sibirien wird schwächer. Aus den uns bekannten Änderungen der atmosphärischen Zirkulationsmuster, wie sie auch heute bei Verlagerungen der Polarfront gerade im Winter gut beobachtet werden können, können wir einfach abschätzen, welche Auswirkungen sich daraus ergeben. Die Ausprägung des sibirischen Hochs ist für uns in Mitteleuropa die bestimmende Größe für den Winter: ein starkes Hoch bedeutet einen kalten Winter mit östlichen Winden und eher geringen Niederschlägen in Form von Schnee. Ein schwaches sibirisches Hoch dagegen bedeutet, insbesondere im Zusammenspiel mit einem nach Osten verlagerten Island-Tief, Luftmassen, die über den Atlantik herangeführt werden. Damit ergibt sich ein relativ milder, niederschlagsreicher Winter ohne starke Schneefälle oder ausgedehnte Frostperioden. Genau das stimmt aber auch mit den Voraussagen überein, die wir im Zusammenhang mit Temperatur und Niederschlag für Mitteleuropa aus Abbildungen 5.64–5.67 entnehmen können. Daran können wir erkennen, dass die Vorhersagen zumindest in sich konsistent sind und damit wirklich eine mögliche Zukunft abbilden könnten. Vereinfacht können wir die hier beschriebenen Veränderungen auch so formulieren, dass sich im Winter die Grenze zwischen maritimem und kontinentalen Klima über Mitteleuropa nach Osten verlagern wird.

Die meisten Klimamodelle stimmen auch darin überein, dass sich das Druckmuster, dass

Tabelle 5.13: Abschätzung der Änderungen in Temperatur, Niederschlag und Bodenfeuchte für ausgewählte Regionen nach einer Verdopplung der Kohlendioxid-Konzentration. Die Zeiträume sind gegeben als Dezember bis Februar (DJF) und Juni bis August (JJA) [130]

REGION	M		TEMPERATURE		PRECIPITATION		SOIL MOISTURE	
	O	D	(°C)		(% change)		(% change)	
	E	L	DJF	JJA	DJF	JJA	DJF	JJA
Central North America (35-50°N, 80-105°W)	1	4	2	0	-5	-10	-15	
South East Asia (5-30°N, 70-105°E)	1	1	1	-5	5	0	5	
Sahel (10-20°N, 20W-40°E)	1	2	2	-10	5	0	-5	
Southern Europe (35-50°N, 10W-45°E)	1	2	2	5	-15	0	-15	
Australia (2-45°S, 9-155°E)	1	1	2	15	0	45	5	

für die Ausbildung des Monsuns verantwortlich ist, verändert wird. Zwar unterscheiden sich die Details dieser Veränderung in den verschiedenen Modellen, das Beispiel des Monsuns sollte uns aber dennoch als gute Ergänzung zum bisher gesagten dienen: der Monsum ist für Indien von entscheidender Bedeutung für die Landwirtschaft. Eine Verlagerung des Monsuns hätte damit für einen nicht geringen Teil der Weltbevölkerung einschneidende, wenn nicht sogar katastrophale Folgen.

### Lokale Änderungen

In den letzten Abschnitten sind wir zunehmend dazu übergegangen, auch eher regionale Veränderungen zu betrachten. Das IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change; [130, 131] hat dazu exemplarisch für fünf Regionen der Erde die sich aus einer Verdopplung der CO<sub>2</sub>-Konzentration ergebenden Veränderungen von Klimaparametern bestimmt. Ausgewählt wurden der zentrale Bereich Nordamerikas, Südostasien, die Sahel-Zone, Südeuropa und Australien.

Tabelle 5.13 illustriert noch einmal die Ergebnisse dieser regionalen Betrachtungen. Die meisten der Ergebnisse haben wir im Zusammenhang mit Abb. 5.64–5.69 bereits diskutiert. Die Tabelle macht aber noch einmal deutlich, wie schwierig Vorhersagen sind: während in der Temperatur zwischen allen Modellen insofern Übereinstimmung herrscht, dass es wärmer wird mit stärkerer Temperaturzunahme im lokalen Winter als im Sommer, differieren die Modelle doch in der Größe der Temperaturänderung. Deutlicher werden die Unterschiede zwischen den Modellen allerdings wenn man zu Niederschlag oder Bodenfeuchte übergeht. Dann können die verschiedenen Modelle für eine Region sogar entgegengesetzte Vorhersagen machen. Damit wird noch einmal die am Anfang gegebene Bedienungsanleitung für Klimamodellen illustriert: die Modelle liefern Abbilder möglicher Klimate, nicht jedoch eine Vorhersage eines zukünftigen Klimas im streng deterministischen Sinne.

### Eisflächen und Meeresspiegel

Im Zusammenhang mit der Diskussion um Klimaänderungen sollten die Eisflächen und der Permafrostboden sehr eingehend studiert werden. Dies hat mehrere Gründe:

1. Eisflächen, insbesondere die eher kleinen Eisflächen der Gletscher, reagieren sehr empfind-

lich auf Klimaschwankungen, und sind daher ein guter Indikator für Klimaänderungen. Diese lassen sich auch für historische Zeiträume am Vordringen und Zurückweichen von Gletschern rekonstruieren.

2. die größten Eisflächen (Arktis, Antarktis) liegen in den Bereichen, in denen die Änderungen der Bodentemperaturen am größten sind.
3. das Abschmelzen von Eisflächen kann zu einer positiven Rückkopplung führen: durch das Abschmelzen des Eises wird die Albedo verringert, d.h. der Boden absorbiert einen größeren Teil der einfallenden solaren Strahlung und erwärmt sich stärker. Dies verstärkt dann die ursprüngliche Erwärmung.
4. abschmelzende Eisflächen auf dem Festland, insbesondere in der Antarktis und auf Grönland, setzen große Mengen an Wasser frei, so dass es zu einem Anstieg des Meeresspiegels kommen wird.
5. das Auftauen von Permafrostboden auf den Festlandsflächen der nördlichen Hemisphäre würde wahrscheinlich mit einer Freisetzung von Methan verbunden sein, so dass sich auch hier eine positive Rückkopplung ergibt.

Direkt spürbare Folge einer Klimaänderung wäre in diesem Zusammenhang sicherlich der Anstieg des Meeresspiegels. Eine Verdopplung des  $\text{CO}_2$ -Gehalts gegenüber dem vorindustriellen Niveau bis zum Jahre 2030 würde zu einer Erhöhung des Meeresspiegels um 18 cm führen. Werden von dem Zeitpunkt an keine weiteren klimawirksamen Spurengase mehr in die Atmosphäre eingetragen, so würde sich der Meeresspiegel aufgrund der bereits erfolgten Temperaturerhöhung aber weiter erhöhen, im Jahre 2070 z.B. ergäbe sich eine Erhöhung um ca. 44 cm (vgl. Warrick und Oerlemans, in [130]). Setzt sich das Abschmelzen fort oder verstärkt sich aufgrund positiver Rückkopplungen, so könnten sich im schlimmsten Fall beim Abschmelzen des grönländischen Eisschildes Meeresspiegelerhöhungen von ca. 7 m ergeben, beim vollständigen Abschmelzen der Antarktis sogar um 70 m. Dabei muss aber berücksichtigt werden, dass aufgrund der Wärmekapazität des Wassers ein vollständiges Abschmelzen sehr lange Zeitskalen erfordern würde. Die Klimageschichte lehrt uns aber, dass es vollständig eisfreie Zeiten gegeben hat und das in den letzten Eiszeiten der Meeresspiegel aufgrund der großen Menge des auf den Landflächen als Eis gebundenen Wassers niedriger lag.

Aber selbst die scheinbar geringen Erhöhungen der Meeresspiegel um einige Dezimeter können fatale Folgen haben. Betroffen davon sind insbesondere die Deltas großer Flüsse, in denen das Land typischerweise nur knapp oberhalb des Wasserspiegels liegt und die bei einer Erhöhung des Meeresspiegels vollständig unter Wasser verschwinden würden. Diese Kopplung ist fatal insofern, als dass es sich dabei häufig um sehr fruchtbares und damit für die Nahrungsmittelproduktion wichtiges Land handelt, das zudem noch dicht besiedelt ist. Betroffen sind auch viele Inselstaaten im indischen oder pazifischen Ozean (z.B. Malediven), deren höchste Erhebungen oft nur wenige Meter über dem Meeresspiegel liegen. Bangladesh als ein sehr bevölkerungsreiches Land liegt ebenfalls sehr niedrig und wird selbst bei dem jetzigen Meeresspiegel schon häufiger von starken Überschwemmungen heimgesucht, die viele Opfer fordern.

Abschaulicher werden die Folgen einer Zunahme des Meeresspiegels, wenn man von 'worst case'-Szenarien ausgeht, die ein Ansteigen des Meeresspiegels um bis zu 6 m voraussagen. In diesem Falle würde sich die Weltkarte bereits bedeutend verändern: 20% Floridas würden geflutet, das gesamte Becken des unteren Mississippi bis hin nach St. Louis stünde unter Wasser, Wasser würde auch in die argentinische Pampa vordringen, Venedig ertränken und die Bahamas, die Niederlande und die Malediven überspülen. Allerdings sei nochmals betont: diese Beispiele beziehen sich auf die Annahme des Schlimmsten, nicht auf eine Voraussage aus Modellen. Dennoch sollten wir diese Szenarien nicht auf die leichte Schulter nehmen, die Beobachtungen deuten an, dass sich der Meeresspiegel im letzten Jahrhundert um 1–2 mm/Jahr gehoben hat.

### Zusammenfassung Verdopplungsexperiment

Wir haben in diesem Abschnitt die Vorhersagen einiger Modelle zu Klimaänderungen aufgrund einer Verdopplung der Kohlendioxid-Konzentration (oder eines Äquivalents anderer TWS) kennengelernt. Diese Modelle stimmen in vielen Punkten überein, die wichtigsten Resultate im Hinblick auf globale Veränderungen lassen sich zusammenfassen als:

#### 1. Temperaturänderungen

- (a) Alle Modelle sagen eine Erwärmung der Erdoberfläche und der Troposphäre voraus und eine Abkühlung der Stratosphäre.
- (b) Alle Modelle sagen eine erhöhte Erwärmung in hohen Breiten voraus, insbesondere im Herbst und Winter.
- (c) Die Erwärmung ist kleiner als das globale Mittel über dem Meereis im arktischen Sommer und um die Antarktis im antarktischen Sommer.
- (d) In allen Modellen ist die Erwärmung in niedrigen Breiten mit 2 bis 3 K geringer als das globale Mittel und variiert kaum in Abhängigkeit von der Jahreszeit.
- (e) In den meisten Modellen ist die Erwärmung in den mittleren Breiten der Kontinente der nördlichen Halbkugel größer als der globale Mittelwert.

#### 2. Veränderungen der Niederschläge

- (a) Alle Modelle führen auf eine ganzjährige Erhöhung des Niederschlages in hohen Breiten und in den Tropen und auf eine Erhöhung im Winter in mittleren Breiten.
- (b) Die Veränderungen im Niederschlag in den trockenen Subtropen sind nur gering, es kann lokal zu Erhöhungen oder Verringerungen kommen.
- (c) In den Modellen sind Diskrepanzen im Bezug auf die Änderungen auf kleineren als auf kontinentalen Skalen enthalten, insbesondere in den Tropen. Alle Modelle sagen eine Zunahme im Niederschlag in Verbindung mit einer Stärkung des Südwestasiatischen Monsuns voraus.

#### 3. Bodenfeuchte

- (a) Alle Modelle sagen eine Zunahme der Bodenfeuchtigkeit in den hohen Breiten der Kontinente der nördlichen Halbkugel voraus.
- (b) Die meisten Modelle sagen eine zunehmende großflächige Austrocknung der Erdoberfläche in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel während des Sommers voraus.

#### 4. Druck auf Meereshöhe

- (a) Während des ganzen Jahres erfolgt eine Abschwächung des Nord-Süd-Druckgradienten in der südlichen Hemisphäre außerhalb der Tropen mit einer entsprechenden Abschwächung der Westwinde der mittleren Breiten.
- (b) Im Nordwinter sagen die meisten Modelle einen höheren Druck vor Neufundland voraus, der eine Verschiebung des Island-Tiefs nach Osten bewirkt. Gleichzeitig schwächt sich das sibirische Hoch ab (Schwächung der Antizyklone über Sibirien).
- (c) Im Nordsommer nimmt der Druck auf Meeresebene über dem eurasischen Kontinent ab, was zu einer Verstärkung des Monsum-Tiefs führt, während gleichzeitig über Indien der Druck zunimmt, so dass sich der Monsum-Trog in diesen Längen insgesamt verschiebt. Gleichzeitig schwächt sich das Azorenhoch ab.

#### 5. Meer-Eisbedeckung

- (a) Die von Meereis und (jahreszeitenabhängigem) Schnee bedeckte Fläche verringert sich.

Diese Vorhersagen sind natürlich sehr einfach, da sie keine zeitliche Entwicklung berücksichtigen. Für derartige kompliziertere Modelle und die den entsprechenden Modellen zugrunde liegenden Szenarien sei auf Houghton et al. [130] und die darin zu findenden Verweise auf die Originalarbeiten hingewiesen.

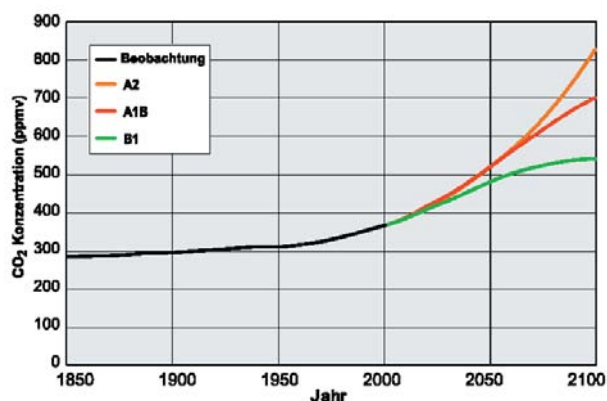


Abbildung 5.71: CO<sub>2</sub>-Konzentrationen für verschiedene Emissionsszenarien, vgl. Text [259]. Der Zeitraum 1860–2000 ist aus den Beobachtungen entnommen

### 5.9.6 Ergebnisse transiente Simulation

Die Ergebnisse transienter Simulationen sind im Detail im IPCC-Bericht von 2001 [146] vorgestellt, inklusiver der verschiedenen Emissionsszenarien und eines Vergleiches der verschiedenen Modelle. Ich werde mich, im Interesse einer vereinfachten Darstellung hier auf etwas neuere Klimarechnungen des MPI-Hamburg [259] beschränken, die auch nur drei Szenarienfamilien pauschal behandelt. Wenn wir im Kopf behalten, dass Klimamodelle nur mögliche Zukünfte beschreiben, so ist es auch relativ egal, welche Modelle/Szenarien wir uns ansehen. Falls Sie die ganze Bandbreite an Vorhersagen kennen lernen wollen, so können Sie sich [146] aus dem Netz ziehen.

#### Emissionsszenarien

Im Gegensatz zu einem einfachen Verdopplungsexperiment wird für eine transiente Modellierung ein Emissionsszenario benötigt. Während in [146] eine Vielzahl verschiedener Szenarien diskutiert wird, beschränkt sich [259] auf drei wesentliche Szenarienfamilien. Alle diese Szenarien basieren auf Annahmen über die wirtschaftliche und gesellschaftliche Entwicklung, die Energienutzung und -effizienz sowie die Homo- oder Heterogenität der Welt.

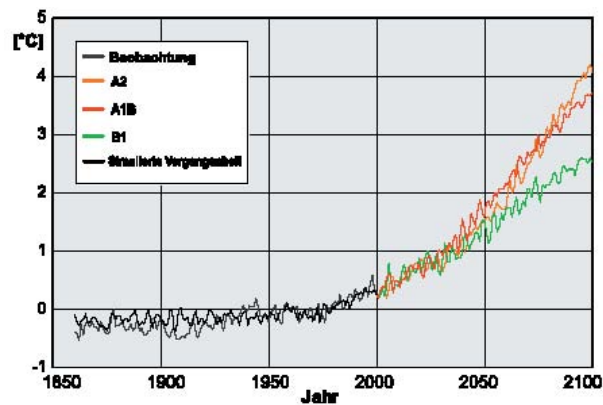
Die Szenarienfamilie A2 geht von einer heterogenen Welt mit unterschiedlichen Geburtenraten und regional orientierter Wirtschaft aus. Dadurch wächst die Weltbevölkerung weiter und wirtschaftliches Pro-Kopf-Wachstum und technologischer Wandel vollziehen sich in unterschiedlichen Bereichen mit sehr unterschiedlicher Geschwindigkeit. Dieses Szenario ist eine Art Worst-Case Szenario: zwar wachsen Technologie und Energieeffizienz in den Industrienationen, jedoch lebt der Großteil der Weltbevölkerung unter wesentlich ungünstigeren Bedingungen und verbraucht auf Grund seiner Zahl und der schlechten Effizienz trotz der deutlich suboptimalen Lebensbedingungen sehr viel Energie. In diesem Szenario hat sich die CO<sub>2</sub>-Konzentration im Jahr 2100 gegenüber dem vorindustriellen Wert fast verdreifacht, vgl. Abb. 5.71.<sup>8</sup>

Die Szenarienfamilie A1 ist sehr inhomogen. Sie beschreibt eine homogenere Welt mit raschem Wirtschaftswachstum, einer raschen Einführung neuer und effizienter Technologien sowie einer Bevölkerung, die bis zur Mitte des Jahrhunderts anwächst und dann, mit der

<sup>8</sup>Bitte Vorsicht bei diesem Modell: es beschreibt eine Fortsetzung eines Verhaltens ohne die Begrenztheit von Ressourcen zu berücksichtigen. Wir haben mit den bis jetzt verfeuerten fossilen Brennstoffen den CO<sub>2</sub>-Gehalt der Atmosphäre um ca. 1/3 gegenüber seinem vorindustriellen Wert erhöht. Andererseits lernen wir jetzt im Zusammenhang mit den steigenden Ölpreisen auch, dass wir möglicherweise den Fördergipfel erreicht haben: wir haben möglicherweise ungefähr die Hälfte der förderbaren Ressourcen verbraucht und die weiteren Ressourcen sind kleiner und schwerer abzubauen. Unter diesen Bedingungen ließe sich das Äquivalent der prognostizierten CO<sub>2</sub>-Konzentration wahrscheinlich auch unter Berücksichtigung der anderen TWS nicht erreichen. Aber auch mit dieser Prognose müssen Sie vorsichtig sein. Der Club of Rome hat in den 1970er Jahren viel über die Grenzen des Wachstums nachgedacht – aber nach deren Abschätzungen dürften wir heute schon kaum noch Erdöl haben – und dass, obwohl in den damaligen Szenarien das Wachstum der asiatischen Staaten und insbesondere Chinas gar nicht berücksichtigt wurde. Prognosen sind halt eben schwierig – insbesondere, wenn sie die Zukunft betreffen.



Abbildung 5.72: Zeitliche Entwicklung der global und jährlich gemittelten Temperaturänderung in Erbodennähe gegenüber dem klimatologischen Mittel 1961–1990. Auch die Vergangenheit wurde simuliert, um natürliche Einflüsse (Wulkanismus, Änderung der Solarkonstante) auszuschließen [259]



globalen Verbreitung der Technologien abnimmt. Diese Szenarienfamilie unterteilt sich in drei Untergruppen, je nach technologischem Schwerpunkt: (A1FI) intensive Nutzung fossiler Brennstoffe, (A1T) intensive Nutzung nicht-fossiler Energieträger und (A1B) Ausgeglichenheit über alle Energieträger hinweg. Für die Prognose wurde von [259] Szenario A1B gewählt: in ihm hat sich die  $\text{CO}_2$ -Konzentration bis 2100 etwas mehr als Verdoppelt gegenüber dem vorindustriellen Wert, vgl. Abb. 5.71. Szenario A1T ist wahrscheinlich nicht realistisch: dies würde für eine wachsende Weltbevölkerung eine wesentlich intensivere Nutzung der Kernenergie erfordern als z.Z. realisiert und vorgesehen – was sowohl an Akzeptanz als auch an Bauzeiten scheitern dürfte. Und für A1FI gelten die gleichen Anmerkungen, wie in der Fußnote zu A2.

Das letzte Szenario B1 ist im Hinblick auf die  $\text{CO}_2$ -Emission das optimistischste. Wie in A1 ist die Welt relativ homogen und Wirtschaft und Technologie wachsen rasch. Allerdings entwickelt sich die Wirtschaft in diesem Szenario zu einer Dienstleistungs- und Informationswirtschaft mit geringerer Materialintensität und emissionsarmen und ressourcenschonenden Technologien. Globale Nachhaltigkeit und verbesserte Gerechtigkeit sind die Ziele dieser globalen Gesellschaft. In diesem Szenario steigt die  $\text{CO}_2$ -Konzentration anfangs noch relativ stark an (allerdings ist der Anstieg geringer als in den anderen beiden Szenarien) und strebt zum Jahr 2100 gegen einen Grenzwert, der ungefähr dem Doppelten des vorindustriellen entspricht, vgl. Abb. 5.71.

## Temperaturen

Die direkteste Information aus diesen Modellrechnungen – und eine, die wir in einem Zeitscheibenexperiment natürlich nicht erhalten – ist die Entwicklung der Temperatur über den Simulationszeitraum wie in Abb. 5.72 dargestellt. Beachten Sie, dass dort auch die Vergangenheit 1860–2000 simuliert wurde, so dass diese Kurve nicht direkt den Beobachtungen entspricht, da natürliche Einflüsse wie Vulkane und Änderungen der Solarkonstante nicht berücksichtigt wurden.

Die Temperaturkurven in Abb. 5.72 ordnen sich, wie erwartet, ähnlich den  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen in Abb. 5.71. Allerdings zeigen sich zwei auffällige Merkmale: trotz unterschiedlicher  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen sind die Temperaturkurven für die Szenarien A2 und A1B unerwartet ähnlich, messbare Unterschiede ergeben sich erst zum Ende des Simulationsintervalls. Hier kommen wieder die Schwefelaerosole ins Spiel. Ihre abkühlende Wirkung sinkt in der zweiten Hälfte des 21. Jahrhunderts in A1B deutlich schneller als in A2 (Fluch der verbesserten Technologien): die durch verringert Schwefelemission bedingte Erwärmung ist in A1B größer als in A2 und kompensiert damit zum Teil den schwächeren  $\text{CO}_2$ -Anstieg in A1B.

Das zweite auffällige Merkmal zeigt Szenario B1: obwohl die  $\text{CO}_2$ -Konzentration sich in der zweiten Hälfte des Jahrhunderts einem konstanten Wert annähert, steigt die Temperatur weiter an, der Trend scheint sich erst zum Ende des Jahrhunderts abzuflachen. Dies ist ein Zeichen für die Trägheit des Klimasystems: die erhöhte  $\text{CO}_2$ -Konzentration bewirkt

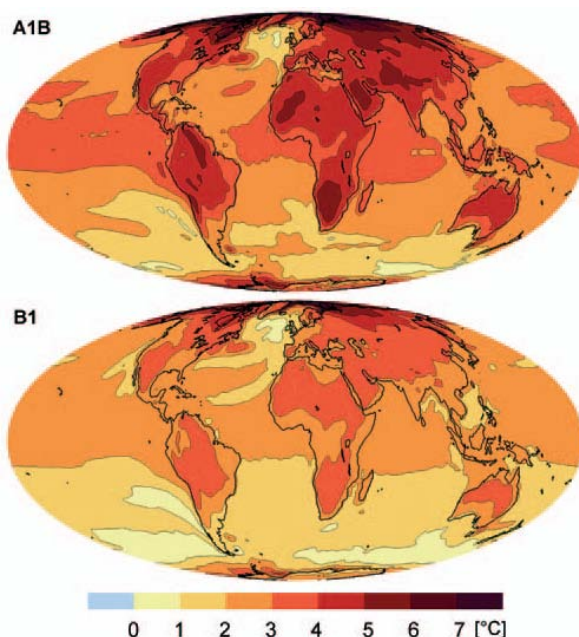


Abbildung 5.73:  
Temperaturänderungen am Erdboden in den Szenarien A1B und B1. Gezeigt ist die Differenz 2071–2100 minus 1961–1990 [259]

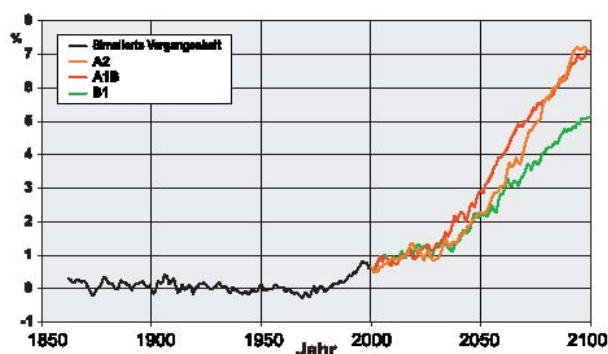


Abbildung 5.74: Zeitliche Entwicklung der global und jährlich gemittelten Niederschlagsänderungen bezogen auf das klimatologische Mittel 1961–1990 [259]

Änderungen in Transportvorgängen, die sich erst langsam wieder in ein neues Gleichgewicht einfinden.

Die räumlichen Muster der Temperaturverteilung können wir, insbesondere auf Grund der Schwankungen in den Temperaturkurven wie in Abb. 5.72, wie bei einem Verdopplungsexperiment nur für feste Zeiten betrachten. Dazu zeigt Abb. 5.73 die Änderung der Temperatur in Erdbodennähe im Zeitraum 2071–2100 verglichen mit dem klimatologischen Mittel 1961–1990 für die Szenarien A1B und B1. Beide Abbildungen unterscheiden sich, wie aus Abb. 5.72 zu erwarten, in den Absolutwerten der Temperaturänderungen. Die räumlichen Muster dagegen sind einander sehr ähnlich – und unterscheiden sich in den Grundzügen auch nicht von dem, was wir bereits in den CO<sub>2</sub>-Verdopplungsexperimenten gesehen haben. Die Kontinente heißen sich auf Grund ihrer geringeren Wärmekapazität (und der fehlenden Durchmischungsprozesse) schneller auf als die Ozeane, die Erwärmung ist an den Polen größer als in den niedrigeren Breiten und die Erwärmung ist hohen nördlichen Breiten am stärksten, da hier die Ausdehnung der Schnee- und Meereisflächen abnimmt: in diesem Falle führt das Eis-Albedo-Feedback zu einer verstärkten Erwärmung. Die sich nur schwach erwärmenden Bereiche im Nordatlantik sind Merkmal der besonders intensiven Mischungsprozesse: hier sinkt der Golfstrom ab, so dass Oberflächenwasser effizient mit Tiefenwasser gemischt wird und damit Wärme von der Oberfläche abgeführt werden kann.

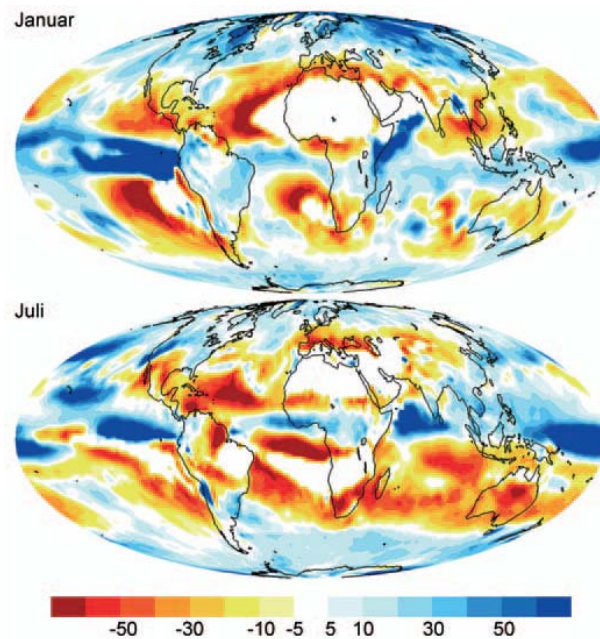


Abbildung 5.75:  
Niederschlagsänderungen im Januar und Juli für das Szenario A1B [259]. Gezeigt sind relative Änderungen im Zeitraum 2071–2100 bezogen auf die Mittelwerte der Jahre 1961–1990

### Niederschlag

Erwärmung bedeutet, wie schon hinreichend oft erwähnt, erhöhte Verdunstung. Dies wird auch über den gesamten Zeitraum sichtbar, vgl. Abb. 5.74. Am Ende des Simulationszeitraums werden Niederschlagsänderungen zwischen 5 und 7% erreicht. Während im Szenario B1 der zeitliche Verlauf im wesentlichen dem der Temperatur folgt, scheint der Vergleich der Szenarien A2 und A1B auf den ersten Blick etwas verwirrend: diese divergieren im zweiten und dritten Viertel des 21. Jahrhunderts obwohl zu der Zeit die Temperaturen in Abb. 5.72 praktisch identisch sind, liegen jedoch im letzten Viertel gut übereinander, obwohl dort die Temperaturen divergieren. Hier zeigt sich nochmals der Einfluss der Aerosole: diese greifen nicht nur in die Temperaturtrends in Abb. 5.72 ein sondern haben auch ihre Rolle als Kondensationskeime, so dass in A1B die Niederschläge anfangs recht stark sind, dann aber mit dem Rückgang der Aerosole auch zurück gehen und die Ordnung der Niederschlagskurven zum Ende des Simulationszeitraums dem der Temperaturkurven anpasst.

Die räumliche Verteilung der Änderungen der Niederschläge für die Zeitscheibe 2071–2100 im Vergleich zum klimatologischen Mittel 1961–1990 ist für Szenario A1B in Abb. 5.75 gezeigt. Höhere Niederschläge treten vor allem in der Nähe des Äquators, d.h. in der ohnehin schon recht feuchten innertropischen Konvergenzzone, und in hohen geographischen Breiten auf. Geringere Niederschläge finden sich vor allem in den Subtropen, d.h. in den ohnehin schon recht trockenen Bereichen, vgl. Abb. 3.17. Damit verstärkt sich der Unterschied zwischen trockenen und feuchten Klimazonen.

Die Änderungen der Niederschläge in Europa hängen eng mit der jahreszeitlichen Verschiebung der Klimazonen zusammen: die Simulation liefert eine ausgeprägte Niederschlagsabnahme im Mittelmeergebiet im Winter. Diese Anomalie wandert im Sommer nordwärts, so dass auch Teile Süd- und Mitteleuropas von der Niederschlagsabnahme betroffen sind. In Mitteleuropa und insbesondere in Skandinavien dagegen nehmen die Niederschlagsmengen insbesondere im Winter zu.

### Meeresspiegel und Ozenazirkulation

Eine globale Erwärmung kann aus drei Gründen zu einer Veränderung der Meeresspiegel führen:

- auf Grund der thermischen Ausdehnung nimmt das Wasservolumen zu, selbst wenn keine

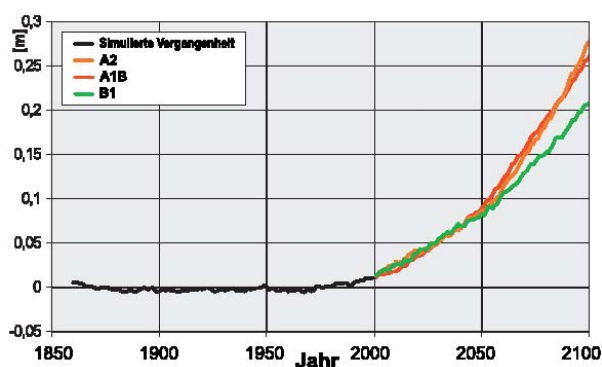


Abbildung 5.76: Zeitliche Entwicklung des globalen Meeresspiegels relativ zum klimatologischen Mittel 1961–1990 [259]

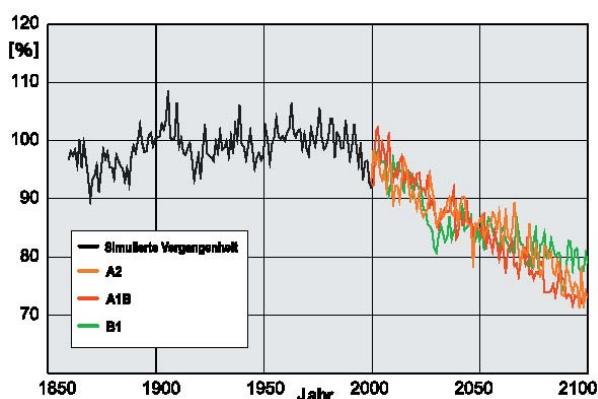


Abbildung 5.77: Zeitliche Entwicklung der Umwälzbewegung im Nordatlantik in Prozent des Mittelwerts der Jahre 1961–1990 [259]

zusätzliche Wassermasse zugeführt wird.

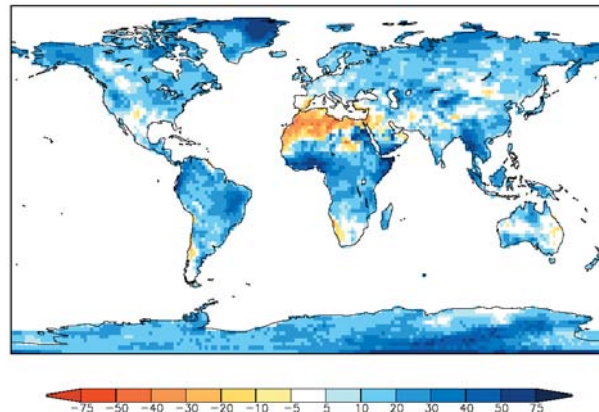
- das Abschmelzen von Gletschern und Eisschilden führt zusätzliche Wassermassen zu und erhöht damit das Wasservolumen zusätzlich.
- Änderungen in der Ozeanzirkulation treiben auf einige Küstenabschnitte mehr, auf andere weniger Wasser. Dadurch kann es selbst bei festem Wasservolumen lokal zu Änderungen im Meeresspiegel kommen.

Alle drei Prozesse sind in einem gekoppelten Ozean–Atmosphäre Modell berücksichtigt: der letzte Punkt betont allerdings auch noch einmal, wie wichtig es ist, den Ozean vernünftig in das Klimamodell einzukoppeln.

Abbildung 5.76 zeigt die zeitliche Entwicklung des globalen Meeresspiegels für alle drei Szenarien relativ zum klimatologischen Mittelwert 1961–1990. Je nach Szenario ergibt sich im globalen Mittel ein Anstieg des Meeresspiegels zwischen 21 und 28 cm, wobei sich die Meeresspiegelanstiege in den Szenarien A1B und A2 kaum unterscheiden, der Anstieg in B1 dagegen ab der Mitte des 21. Jahrhunderts geringer ist als in den anderen beiden Szenarien. Diesem globalen Anstieg überlagern sich auf Grund veränderter Ozeanzirkulationen regional unterschiedliche Anstiege – auch solche mit negativer Amplitude. So ergibt sich im östlichen Nordatlantik ein zusätzlicher, strömungstechnisch bedingter Anstieg von ca. 20 cm, s.g. in der Nordsee ergibt sich ein Gesamtanstieg von fast 0,5 m. Die Intensivierung des hydrologischen Zyklus bedeutet eine höhere Verdunstung in niedrigen Breiten und höhere Niederschläge in hohen Breiten. Dadurch verändert sich auch der Salzgehalt des Wassers und damit seine Dichte. In der Arktis trägt dieser Effekt entscheidend zur Erhöhung des Meeresspiegels bei während dieser sich in den niedrigen Breiten eher senkt. Insgesamt ergeben sich geringe Absenkungen im südlichen Ozean und Anstiege bis und zu einem Meter.

Veränderungen der Dichte des Ozeanwasser führt hat auch Rückwirkungen auf die thermohaline Zirkulation und damit auf das Klima. Eine verringerte Wasserdichte in den oberflächennahen Schichten der hohen Breiten durch Erwärmung oder Süßwasserzufuhr infolge erhöhter Niederschläge (wie in einem wärmeren Klima zu erwarten) würde diese Umwälz-

Abbildung 5.78: Prozentuale Änderung von jährlichen Extremniederschlägen im Zeitraum 2071–2100 im Vergleich zum Zeitraum 1961–1990, Szenario A1B [259]



bewegung stören oder im Extremfall zusammenbrechen lassen. Während solche Zusammenbrüche in der Klimageschichte ihre Spuren durchaus hinterlassen haben, zeigen die Klimasimulationen für das 21. Jahrhundert zwar eine deutliche Reduktion mit zunehmender globaler Erwärmung, jedoch keinen totalen Zusammenbruch, vgl. Abb. 5.77: bis zum Jahr 2100 wird eine Verringerung von bis zu 30% erwartet.<sup>9</sup> Der schwächere Wärmetransport wirkt der allgemeinen Erwärmung entgegen, so dass sich im Nordatlantik nur geringe Erwärmungsraten bis zu einer leichten Abkühlung in der Nähe von Grönland feststellen lassen.

### Extremereignisse

Extremereignisse sind durch ihr Potential zu einer Katastrophe zu führen interessant – nicht nur für die potentiell betroffenen Menschen sondern auch für die Versicherungswirtschaft. Zu den Extremereignisse zählen Stürme und insbesondere Hurrikans sowie Starkregenereignisse, verbunden u.U. mit extremem Hagelschlag und starken Gewittern, gegebenenfalls auch Überflutungen. Die Intensivierung des hydrologischen Zyklus lässt vermuten, dass Starkregenereignisse in einem veränderten Klima häufiger auftreten.

Dies wird auch durch die in Abb. 5.78 gezeigte Veränderung der jährlichen Extremniederschläge deutlich. In weiten Teilen Europas nimmt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Starkregenereignissen und damit die Hochwassergefahr zu. Dies gilt insbesondere für die Wintermonate. Gleichzeitig wächst die maximale Dauer der Trockenperioden, insbesondere in Mittel- und Südeuropa. Die Simulationen ergeben also Extreme in beiden Richtungen: Starkniederschläge haben einen immer größeren Anteil am mittleren Niederschlag, während gleichzeitig die Abstände zwischen Niederschlagsereignissen wachsen.

### Regionale Vorhersage: Europa

Die regionalen Vorhersagen für Europa sind alle mit einem feineren Modellgitter erstellt. Dazu wird ein regionales Klimamodell REMO mit einer räumlichen Auflösung von 50 km an das reguläre globale Modell angekoppelt. Die hier gezeigten Vorhersagen beschränken sich auch das Szenario A1B, die Ergebnisse sind veröffentlicht z.B. in [154].

Abbildung 5.79 zeigt die Veränderungen der bodennahen Lufttemperatur im Szenario A1B für den Zeitraum 2041–2050 im Vergleich zum klimatologischen Mittel 1961–1990. Die Abbildung ist aufgeteilt in die vier Jahreszeiten. Während des gesamten Jahres ist eine Zunahme der Temperatur zu erkennen, die lokal von weniger als 1 K bis zu mehr als 6 K reichen kann. Die geringsten Temperaturänderungen ergeben sich wieder über dem Nordatlantik, da die reduzierte Umwälzung einen Teil der Temperaturerhöhung kompensiert. Über Deutschland liegt die Temperaturerhöhung im Bereich von 1 bis 2 K mit den höheren Werten im

<sup>9</sup>Anfang 2006 wurden die ersten Beobachtungen präsentiert, die eine Reduktion der Umwälzung während der voran gegangenen Dekaden nahe legen; D. Kieke, UBremen. Dabei handelt es sich jedoch nur um die Beobachtung – eine Interpretation, ob es sich um eine natürliche oder anthropogene Veränderung handelt, steht noch aus.

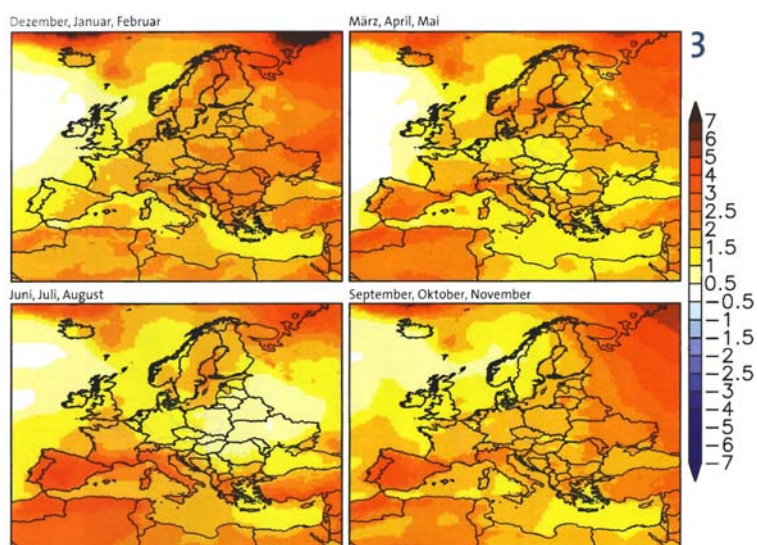


Abbildung 5.79: Veränderung der Temperatur in Europa im Zeitraum 2041–2050 im Vergleich zum klimatologischen Mittel 1961–1990 für das Szenario A1B [154]

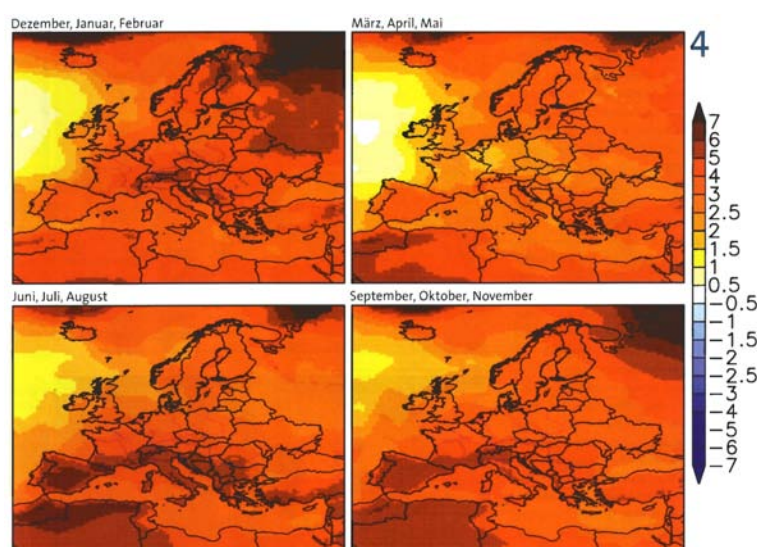


Abbildung 5.80: Wie Abb. 5.79 jedoch für den Zeitraum 2091–2100 [154]

Winter und den niedrigeren im Sommer, d.h. die Amplitude im Jahresgang der Temperatur wird geringer. In Spanien und Portugal dagegen verstärkt sich die Amplitude im Jahresgang bei einer insgesamt größeren Temperaturzunahme. Maximale Werte der Temperaturzunahme ergeben sich im westlichen Mittelmeerraum sowie über der Russland.

Abbildung 5.80 hat die gleiche Struktur wie Abb. 5.79, es wird jedoch der Zeitraum 2091–2100 betrachtet. Die wesentlichen Befunde von Abb. 5.79 gelten auch hier, jedoch sind die Absolutwerte der Temperaturzunahme größer und liegen über den Landmassen zu keiner Zeit unter 1.5 K, meistens sogar deutlich über 2 K.

Diesem Temperaturmuster und den veränderten Zirkulationssystemen entsprechend, ergibt sich auch ein relativ komplexes Muster der Niederschlagsänderungen. Dazu zeigt Abb. 5.81 die Veränderung der Niederschläge im Zeitraum 2041–2100 relativ zum klimatologischen Mittel 1961–1990 in Prozent. Hier fällt insbesondere eine zonale Teilung auf. Während es in Mitteleuropa eher feuchter wird (mit Ausnahme einiger Bereiche im Frühjahr oder Sommer), wird es im Mittelmeerraum deutlich trockener. Dieser Trockenbereich verschiebt sich im Laufe des Jahres mit dem Sonnenstand, die direkten Mittelmeeranlieger sitzen jedoch fast die ganze Zeit im Trocknen.

Dieses Trockenband findet sich auch in den Veränderungen der Niederschläge im Zeitraum 2091–2100 wieder, vgl. Abb. 5.82. Allerdings werden die Niederschlagsvariationen in diesem

Abbildung 5.81: Veränderung der Niederschläge in Europa im Zeitraum 2041–2050 relativ zum klimatologischen Mittel 1961–1990 im Szenario A1B [154]

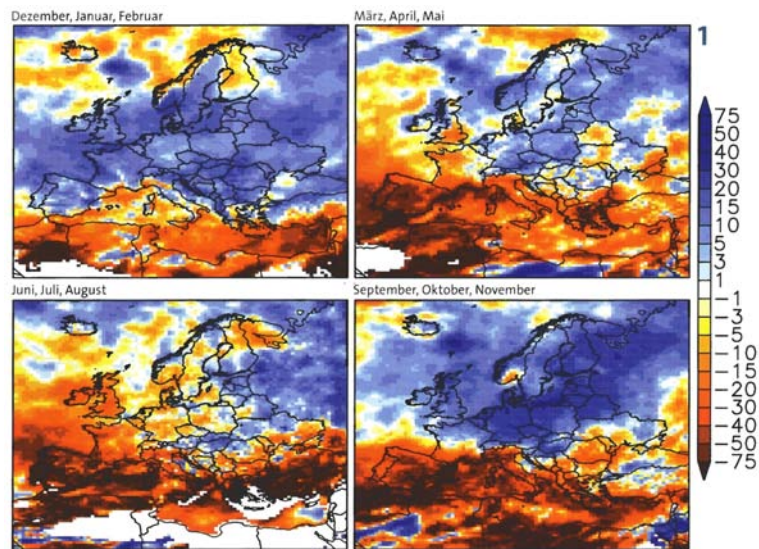
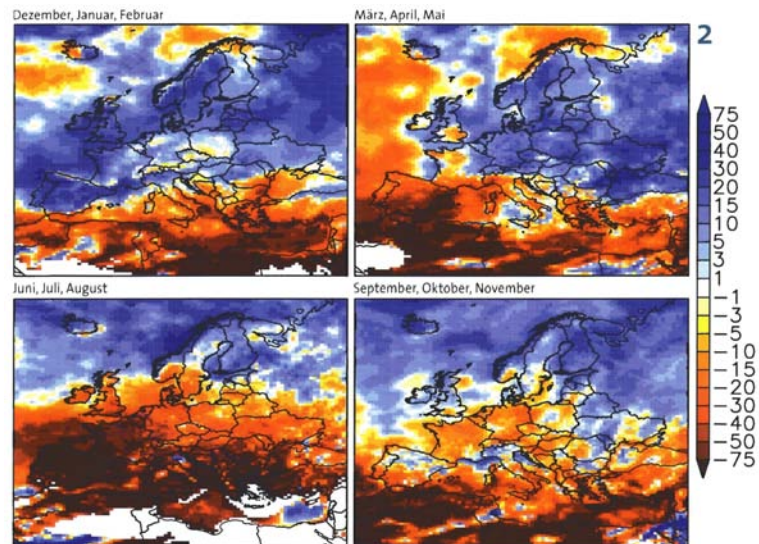


Abbildung 5.82: Wie Abb. 5.81 jedoch für den Zeitraum 2091–2100 [154]



Hall in den mittleren Breiten deutlich variabler. Insbesondere geht hier die Tendenz zu trockenen Sommern und nasseren Wintern, d.h. die zeitliche Niederschlagsverteilung verändert sich während die Jahresniederschlagssumme annähernd konstant bleibt.

Auch die extremeren Ereignisse wurden in diesem Szenario untersucht. dazu gehören die Frosttage, d.h. die Tage, an denen die Temperatur nicht über den Gefrierpunkt steigt, sowie die heißen Tage, d.h. die Tage, an denen die Temperatur  $30^{\circ}\text{C}$  übersteigt. Abbildung 5.83 zeigt die Veränderung in der Zahl der Frosttage (links) und der heißen Tage (rechts) für die Zeiträume 2041–2050 (oben) und 2091–2100 (unten). Insbesondere die Abbildung mit der Zahl der Frosttage folgt in einem gewissen Sinne der heutigen Verteilung von Mittel- und Frosttemperaturen: die Zahl der Frosttage kann nur dort geringer werden, wo überhaupt Frosttage auftreten. Und dort kann sie sich erheblich reduzieren. Wie zu erwarten, nimmt diese Reduktion mit der Zeit zu. Für die Zahl der heißen Tage gilt ein ähnlicher Befund: damit bei den vorhergesagten temperaturerhöhungen ein Tag zu einem heißen Tag werden kann, muss er vorher schon ein warmer Tag gewesen sein. Daher ist die Zunahme der heißen Tage geographisch sehr stark auf den Mittelmeerraum beschränkt, in mittleren Breiten nimmt die Zahl der heißen Tage um die Mitte des Jahrhunderts nur um weniger Tage zu, in Norddeutschland gar nicht. Zum Ende des 21. Jahrhunderts erhöht sich die Zahl der heißen Tage

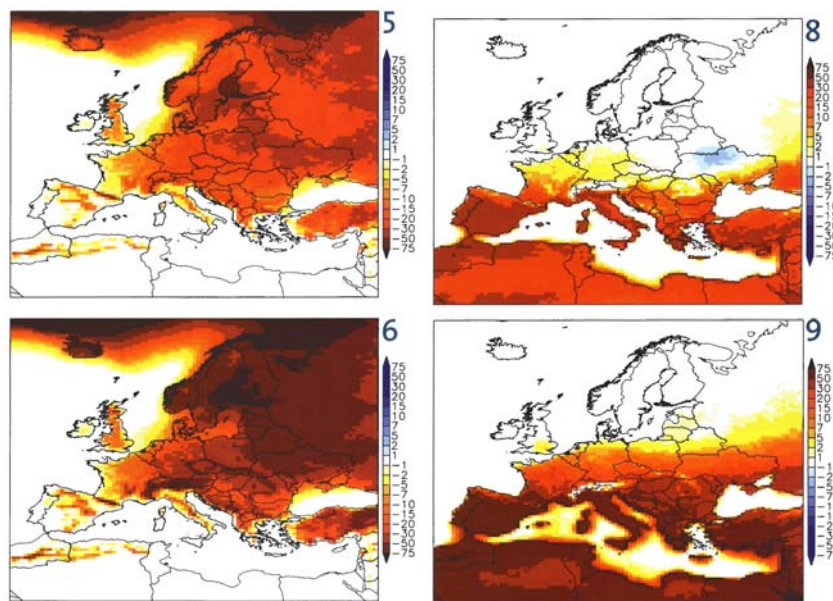


Abbildung 5.83: Veränderung der Zahl der Frosttage (links) und der heißen Tage (rechts) für den Zeitraum 2041–2050 (oben) und 2091–2100 (unten), jeweils bezogen auf das klimatologische Mittel 1961–1990 [154]

in allen diesen Bereichen, die Erhöhung im Mittelmeerraum ist wieder am stärksten ausgeprägt, in Deutschland ergeben sich 2–10 heiße Tage pro Jahr mehr als im Referenzzeitraum 1961–1990.

### Zusammenfassung

Die folgende Zusammenfassung ist direkt aus [259] übernommen (ich glaube, beim Umschreiben hätte weder ich noch hätten Sie etwas gelernt):

Seit Mitte des 19. Jahrhunderts ist die Erdoberfläche um fast 1 K wärmer geworden, vorwiegend infolge menschlicher Aktivitäten. Neueste Klimasimulationen mit Modellen des Max-Planck-Instituts für Meteorologie zeigen, dass sich die globale Mitteltemperatur bis Ende des 21. Jahrhunderts um weitere 2.5 bis 4 K erhöhen könnte, wenn die Emissionen von Kohlendioxid und anderen Treibhausgasen unvermindert ansteigen.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Studie sind:

- Die Kontinente erwärmen sich schneller als die Ozeane; die stärkste Erwärmung wird in der Arktis erwartet.
- In feuchten Klimazonen (Tropen sowie mittlere und hohe geographische Breiten) nimmt die Niederschlagsmenge zu, in trockenen Klimazonen (Subtropen) nimmt die Niederschlagsmenge ab.
- Die Intensität der Niederschläge und die damit verbundene Hochwassergefahr nehmen weltweit zu.
- In Europa nimmt die winterliche Schneemenge bis Ende des Jahrhunderts um 80–90% ab, in den Hochlagen der Alpen und der norwegischen Gebirge um 30–50%.
- Die mittlere Dauer von Trockenperioden nimmt weltweit zu, insbesondere im Mittelmeergebiet, in Südafrika und Australien.
- Damit vergrößern sich die Gegensätze zwischen feuchten und trockenen Klimazonen, aber auch die Niederschlagsextreme am jeweiligen Ort.
- In Mitteleuropa nimmt die Intensität der Winterstürme zu, im Mittelmeergebiet nimmt die Sturmintensität ab.



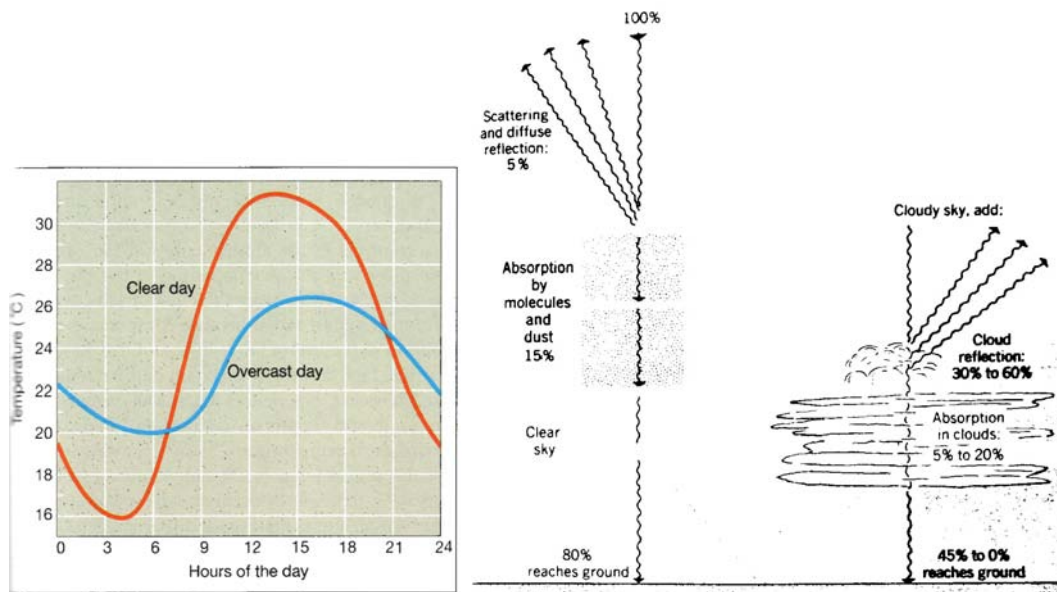


Abbildung 5.84: Links: Tagesgang der Temperatur an einem klaren Tag und einem bewölkten in Preoria im Juli [195]. Rechts: Unterschiede in der den Boden erreichenden kurzwelligen Strahlung an klaren und bewölkten Tagen [295]

- Infolge der thermischen Ausdehnung der Ozeane steigt der Meeresspiegel bis Ende des Jahrhunderts um 20 bis 30 cm an. Hinzu kommen etwa 15 cm durch die Schmelze von grönländischem Eis, während verstärkter Schneefall in der Antarktis den globalen Meeresspiegel um etwa 5 cm absenkt.
- Die ausgeprägte Erwärmung der Arktis führt zu dünnerem Eis im Winter und geringerer Eisfläche im Sommer. Die in den letzten Jahren beobachtete Eisabnahme im Sommer setzt sich in den Klimaprojektionen fort: Am Ende des Jahrhunderts wird die Arktis im Sommer eisfrei sein.
- Höhere Temperaturen und Niederschläge verringern die Dichte des Oberflächenwassers im Nordatlantik und damit auch die Ozeanzirkulation und die Wärmetransporte. Die Abschwächung um etwa 30% bis zum Ende des Jahrhunderts hat aber keinen nennenswerten Einfluss auf das europäische Klima, das sich infolge der zunehmenden Treibhausgaskonzentrationen weiter erwärmt.
- In der Vergangenheit ist ein Teil der Treibhauserwärmung durch die Zunahme anthropogener Aerosole (Schwefel, Ruß u.a.) 'maskiert' worden. Maßnahmen zur Luftreinhaltung führen zu einer zusätzlichen Klimaerwärmung, da ein Teil dieser Maskierung wegen der relativ kurzen Lebensdauer der Aerosole sehr schnell entfällt. Eine Kompensation dieses Effektes kann nur durch verstärkte Anstrengungen zur Minderung der Treibhausgasemissionen erreicht werden.

### 5.9.7 Exkurs: Die Rolle der Wolken

Wolken scheinen also, wie die deutlich unterschiedlichen UKMO-Resultate zeigen, in der Modellierung ein wichtiges Element zu sein. Allerdings ist die Bedeutung der Wolken im Rahmen einer Temperaturerhöhung durch den anthropogenen Treibhauseffekt noch nicht völlig verstanden. Dies kann man sich an einem einfachen Gedankenexperiment veranschaulichen: Eine Temperaturerhöhung führt sicherlich, zumindest solange eine ausreichende Menge Wasser zur Verdunstung zur Verfügung steht, auch zu einer erhöhten Verdunstung und damit zu einem höheren Wasserdampfgehalt der Atmosphäre. Dieser wiederum dürfte zu einer verstärkten Wolkenbildung führen. Was aber bewirken diese Wolken? Sicherlich absorbieren und reflek-

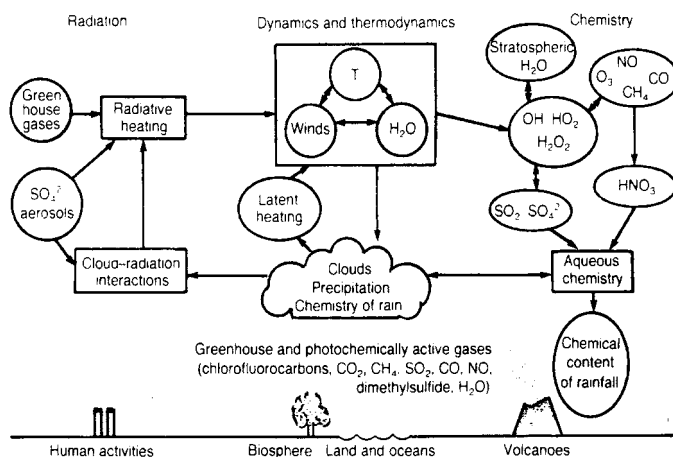


Abbildung 5.85: Kopplung zwischen Wolken, Klima und atmosphärischer Chemie (Crutzen et al., unveröffentlicht, in [243])

tieren sie einfallendes Sonnenlicht (vgl. rechter Teil in Abb. 5.84). Aber führen damit zu einer Abkühlung? Das wäre ein Beispiel für eine negative Rückkopplung, bei der die Zunahme der Bewölkung aufgrund der Temperaturerhöhung insofern einen stabilisierenden Effekt hat, als das sie die Temperatur mit Hilfe der verringerten Einstrahlung wieder herabsetzt. Oder ist die Wirkung der Wolken stärker im langwelligen Bereich? Dann würden sie vermehrt die langwellige terrestrische Ausstrahlung absorbieren, teilweise in Richtung auf den Erdboden zurück emittieren und damit zu einer Erhöhung des Treibhauseffektes und weiterer Erwärmung führen. In diesem Falle würde sich eine positive Rückkopplung ergeben und damit das Risiko, dass der Treibhauseffekt völlig aus dem Ruder läuft.

Beide Effekte, die abkühlende ebenso wie die wärmende Wirkung der Wolken, sind unserer täglichen Erfahrung zugänglich. Abbildung 5.84 zeigt dazu im linken Teil den Temperaturverlauf für einen klaren Tag und einen Tag mit geschlossener Wolkendecke. Der Tagesgang der Temperatur bei Bewölkung ist wesentlich schwächer als der an einem klaren Tag, mit geringeren Maximumtemperaturen (aufgrund der Abschirmung der kurzwelligen solaren Einstrahlung) und höheren Minimumtemperaturen (aufgrund der erhöhten Absorption und Re-Emission der langwelligen terrestrischen Ausstrahlung – selbst wenn diese aufgrund der geringeren Einstrahlung tagsüber ebenfalls abgeschwächt ist).

Die Wolken tragen also zu beiden Effekten bei: der Abkühlung ebenso wie der Erwärmung. Dabei treten nach heutigem Wissensstand beide, die positive ebenso wie die negative Rückkopplung auf. Ob die Wolken dann insgesamt kühlend oder wärmend wirken, hängt von der Art der Wolke und ihrer Höhe in der Atmosphäre ab. Als grobe Annäherung kann man dabei zwischen tiefliegenden und hohen Wolken unterscheiden. Fasst man die Strahlungswirkung an der Ober- und Unterseite einer Wolke zusammen, so überwiegt bei einer tiefliegenden Wolke der Energieverlust oben die wegen der geringen Temperaturunterschiede zwischen Wolke und Erdboden geringe Erwärmung unten, die Wolke wirkt also insgesamt als eine Kältequelle. Bei einer hochliegenden Wolke ist wegen des großen Temperaturunterschiedes Boden-Wolke die Erwärmung der Unterseite sehr stark, die Abkühlung oben wegen der geringen Größe von  $\sigma T^4$  dagegen nur schwach. Im ganzen wirkt daher eine geschlossene, hochliegende Wolkendecke als eine Wärmequelle (vgl. die Diskussion in Hauf et al., 1991). Ramanathan et al. [243] diskutieren diesen Effekt sowohl auf der Basis von Beobachtungen als auch im Bezug auf Klimamodelle. Aus den Beobachtungen des Earth Radiation Budget Experiments (ERBE) deutet sich der oben beschriebene Effekt an: Der Nettoeffekt der Wolken ist negativ, d.h. Wolken haben einen eher abkühlenden Effekt, der am stärksten in den mittleren und hohen Breiten von Atlantik und Pazifik zu wirken scheint. Diese Diskussion zeigt, dass der Treibhauseffekt nach einer kurzen Phase der Erwärmung möglicherweise über eine Zunahme der Bewölkung wieder teilweise kompensiert werden könnte. Die Möglichkeit einer Überkompensation (d.h. einer insgesamten Abkühlung), lässt sich ebenfalls nicht ausschließen. Diese partielle Kompensation erkennt man auch in den Resultaten des UKMO-Modells: betrachtet man Wolken mit vorgegebenen Strahlungseigenschaften so liefert die Verdopplung

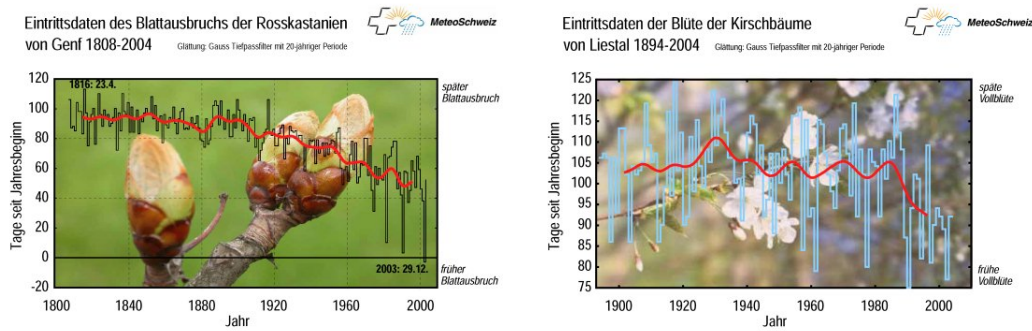


Abbildung 5.86: Aufbrechen der Kastanienblüten in der Stadt Genf (links) und Eintritt der Kirschblüte im Liestal (<http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimaentwicklung/phaenologie.html>)

des  $\text{CO}_2$ -Gehaltes eine Erhöhung der mittleren Bodentemperatur um 5.2 K, berücksichtigt man dagegen die variablen Strahlungseigenschaften der Wolke wie oben diskutiert, so ergibt sich eine Erwärmung von 1.9 K. Wolken sind leider ein Faktor, der in den älteren Klimamodellen kaum und selbst in den neueren nur in sehr stark vereinfachter Form berücksichtigt wird.

Die Rolle der Wolken in der Bestimmung des Klimas ist jedoch nicht alleine auf ihre Rolle im Strahlungshaushalt beschränkt (vgl. Abb. 5.85). Wolken haben auch in der Gesamtenergiebilanz eine Bedeutung (freiwerden latenter Wärme) und in der Chemie der Atmosphäre. Hierzu gehört das Auswaschen von Fremdstoffen (Reinigung der Luft, saurer Regen) und die Lösung gasförmiger Bestandteile. Einige dieser Fremdstoffe können ihrerseits in die Strahlungsbilanz eingreifen. Hier werden z.B. die Schwefelsäure und die Sulfide als mögliche abschirmende Substanzen diskutiert, die dem Treibhauseffekt zumindest teilweise entgegenwirken könnten.

### 5.9.8 Sehen wir schon was: das Messproblem Wärmeinsel Stadt

Bei der Beurteilung der Frage, ob der Klimawandel schon begonnen hat oder nicht, wird häufig auf die Zunahme der globalen mittleren Bodentemperatur seit Beginn der Industrialisierung verwiesen. Auch längerfristige Klimaparameter, z.B. die Tage der ersten Kirschblüte oder die Zeit, die ein See zugefroren ist, werden als Proxies für die Temperatur verwendet.

#### Ein Beispiel aus der Phaenologie

Ein Beispiel für den Wärmeinseleffekt der Stadt illustrieren phaenologische Daten. Abbildung 5.86 zeigt im linken Teil das Eintrittsdatum für den Blattausbruch der Rosskastanie in Genf für den Zeitraum von 1808 bis 2004. Bis zum Ende des 19. Jahrhunderts sind zwar jährliche Schwankungen im Blattausbruch zu erkennen, diese umfassen jedoch selten mehr als einen Zeitraum von 10 Tagen um den Mittelwert. Mit Beginn des 20. Jahrhunderts verlagert sich der Blattausbruch zu immer früheren Zeiten – Am Anfang des 21. Jahrhunderts erfolgt er bereits ca. 50 Tage früher als im 19. Jahrhundert. Ein klares Indiz dafür, dass die Genfer Rosskastanien den Frühling immer früher beginnen lassen. Und damit auch ein klares Indiz dafür, dass die Temperaturen zugenommen haben, entsprechend der Fieberkurve in Abb. 1.6?

Jein – ein klares Indiz dafür, dass die Temperaturen dort zugenommen haben, wo die Genfer Rosskastanien stehen. Aber nicht zwingend ein Indiz dafür, dass die Temperaturen allgemein zugenommen haben. Dazu ist im rechten Teil von Abb. 5.86 der Eintritt der Kirschblüte im Liestal gezeigt, allerdings nur für den Zeitraum 1894–2004. Während in Genf in dieser Periode der Blattausbruch immer weiter nach vorne rückte, zeigen sich im Liestal

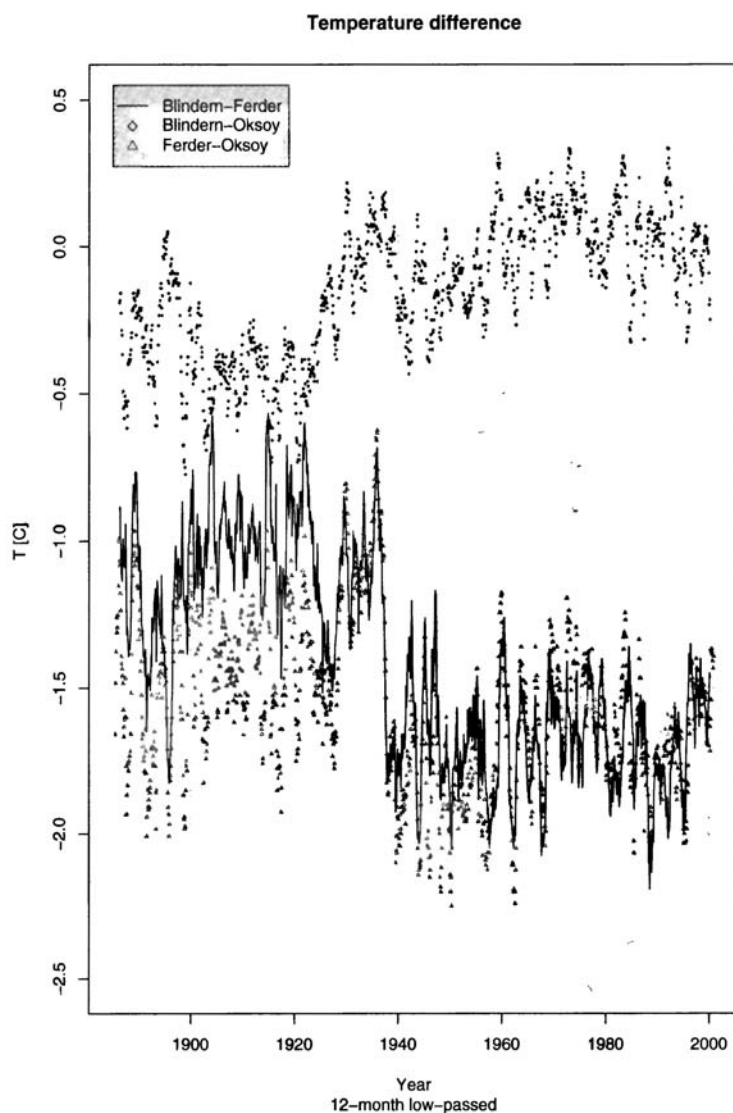


Abbildung 5.87: Temperaturdifferenzen zwischen Stadt (Oslo-Blindern) und Land (Ferder Lighthouse) sowie zwischen Land (Ferder Lighthouse) und Land (Oksøy Lighthouse) [22]

starke Schwankungen von Jahr zu Jahr. Im Rahmen dieser Schwankungen ist nicht einmal eindeutig, ob sich zum Ende des Zeitraums ein statistisch signifikanter Trend in der Vorverlagerung der Kirschblüte ergibt.

Während die Liestaler Kirschen über den gesamten Beobachtungszeitraum in der Nähe einer nur wenig veränderten und lockeren Besiedlungsstruktur wachsen und blühen, hat sich die Stadt Genf immer weiter ausgeweitet und die Genfer Rosskastanien in ihre Mitte genommen. Die durch Bebauung und Verkehr bewirkte Wärmezufuhr sowie der durch Reduktion der Windgeschwindigkeiten verringerte Luftaustausch mit der Umgebung führen zu höheren Temperaturen und damit zu einem früheren Einsätzen der entsprechenden Blüte.

### Und eine Wetterstation?

In einer Wetterstation/-hütte werden die Temperaturen zwar direkt gemessen und nicht über Proxies angenähert, das Problem aber bleibt: das Wachsen der Stadt wird parallel mit einer Zunahme der Umgebungstemperatur beobachtet. Um Zeitverläufe gegeneinander zu testen und die Robustheit von Trends in einer der Kurven zu bestätigen, ist es am einfachsten, ihre Differenz zu bilden: zeigen beide Kurven eine Erwärmung, so sollte der Abstand zwischen ihnen ungefähr konstant bleiben. Insbesondere sollten die jährlichen Schwankungen zwischen

nicht zu weit voneinander entfernten Stationen etwas gemildert werden: ein kalter Winter sollte an beiden Stationen ein kalter Winter sein.

Abbildung 5.87 zeigt dazu einen Vergleich zwischen einer städtischen Station (Oslo-Blindern) und zwei sicherlich nicht städtischen Stationen (Ferder Lighthouse und Oksøy Lighthouse) sowie zwischen den beiden städtischen Stationen. Der Vergleich der beiden Leuchttürme (obere Kurve) zeigt, dass sich deren Temperaturen im Zeitraum von 1920 bis 1940 aneinander annähern während sich in den Jahrzehnten davor ein, wenn auch geringer, Unterschied ergeben hat. Hierbei handelt es sich sicherlich nicht um einen Wärmeinseleffekt (beides sind frei stehende Leuchttürme), allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, dass die relative Erwärmung bei Oksøy durch die Advection wärmeren Wassers bedingt ist. Interessanter sind die beiden unteren Kurven: wenn, so würden wir hier den Wärmeinseleffekt erwarten. Was wir stattdessen finden, ist ein relativ scharfer Sprung in den Differenzen im Jahr 1937 – in diesem Jahr wurde die Osloer Messstation von St. Hanshagen nach Blindern verlegt und damit in einen größeren Abstand von der Stadt.

Derartige Stationsverlegungen sind aus klimatologischer Sicht genau so problematisch wie die nicht verlegbaren Genfer Rosskastanien. Wird ein meteorologischer Parameter aus klimatologischer Sicht betrachtet, so ist eine lange, homogene Messreihe erforderlich.<sup>10</sup> Die Homogenität der Messreihe wird jedoch gestört, wenn die ursprünglich im ländlichen Bereich gelegenen Messstation allmählich von der Stadt umwachsen wird. Die Verlagerung der Station an einen anderen Punkt ist jedoch auch keine Lösung; dann ergibt sich eine Diskontinuität in den Aufzeichnungen. Als Ergebnis bleibt: kontinuierliche und homogene Datensätze kann man nur von Stationen in sehr abgelegenen Gebieten erhalten – und dort hat man leider erst mit dem aufkommen automatischer Messstationen mit kontinuierlichen Beobachtungen begonnen, so dass keine lange Datenbasis vorliegt.

### Unbeabsichtigte selektive Auswahl

Die Fieberkurve in Abb. 1.6 hat jedoch neben den (zwar unter Verwendung von Annahmen) möglichst gut korrigierten messtechnischen Problemen wie dem Wärmeinseleffekt der Städte und dem simplen Problem, dass das Thermometer irgendwann mal das Ende seiner Lebensdauer erreicht hat und ersetzt werden musste, noch eine weitere Schwachstelle: das Klimanormal 1961–1990 ist eine willkürliche Auswahl. Endlich standen genug Messstationen zur Verfügung, um für eine globale Betrachtung einen ausreichenden Datensatz zur Verfügung zu stellen – also ließ sich der Zeitraum als Referenzperiode dienen. Klimatologisch hätte man jeden anderen Zeitraum genauso gut wählen können.

Die Fieberkurve des Planeten Abb. 1.6 ist auf ähnliche Weise instrumentell bestimmt: mit dem Beginn der Industrialisierung wurden auch immer mehr Wetterstationen und damit eine systematische Wetteraufzeichnung eingeführt. Daher beginnt die Temperaturkurve in der zwischen 1860 und 1880 – auch die klimatologischen Daten der Schweiz in Kap. 4 begannen, aus gleichem Grunde, in diesem Zeitraum.

Zum Nachweis eines anthropogenen Treibhauseffektes ist diese Wahl des Startzeitpunktes sinnvoll: (a) vor Beginn der Industrialisierung hat der Mensch ja ohnehin noch nicht genug an Fremdstoffen in die Atmosphäre eingetragen, um diese zu verändern, und (b) die Temperaturanomalien scheinen ja am Anfange recht konstant, d.h. dadurch wird der Zustand der ungestörten Atmosphäre vorgegeben.

Für einige Stationen gibt es jedoch länger zurück reichende Datensätze. So zeigt Abb. 5.88 die Jahresmitteltemperaturen seit 1799. Vergleicht man mit Abb. 1.6, so sind die Schwankungen von Jahr zu Jahr in der lokalen Kurve natürlich größer als in der globalen (wurde dort bereits angesprochen), allerdings folgt die Karlsruher Kurve dem globalen Trend insgesamt recht gut – für die Zeit, in der beide Kurven gegeben sind. Geht man in der Zeit jedoch weiter zurück, so ist die Kurve nicht wie erwartet konstant, sondern zeigt Variationen. Insbesondere in den 1820ern werden Temperaturen erreicht, wie sie erst wieder in den 1980ern auftreten. Die Karlsruher Kurve ist zwar nur eine Messung an einem Punkt, sie lässt sich jedoch nicht

<sup>10</sup>Für das aktuelle Klimanormal wird als Basis der Zeitraum 1961–1990 verwendet.

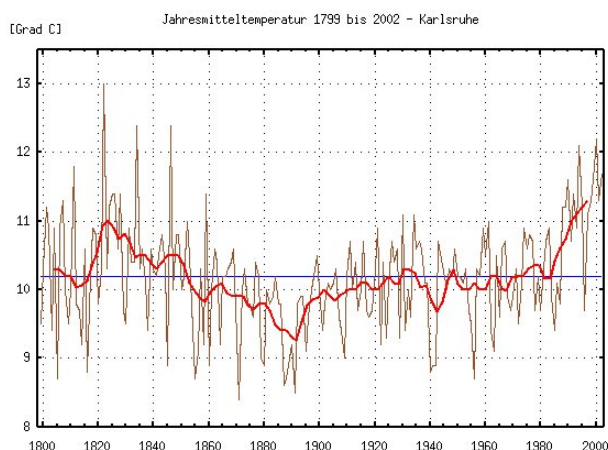


Abbildung 5.88: Jahresmitteltemperaturen Karlsruhe seit 1799, <http://www.klimadiagramme.de/Europa/Karlsruhe/kam13.gif>

einfach als lokales Phänomen oder messtechnisches Problem abtun: die Messungen auf dem Hohenpeißenberg in [125] erstrecken sich über einen vergleichbare Zeitraum – und zeigen einen vergleichbaren Trend.

### 5.9.9 Sehen wir schon was?

In Abb. 1.6 hatten wir die Veränderung der mittleren Bodentemperatur im Verlauf der letzten 130 Jahre gesehen. Der Trend in dieser Kurve ist eindeutig: die Bodentemperatur hat sich erhöht, diese oder ähnliche Kurven werden daher manchmal auch als die Fieberkurve unseres Planeten bezeichnet. Handelt es sich bei dieser Kurve aber bereits um einen Nachweis, dass anthropogene Einflüsse bereits jetzt zu einem deutlich verstärkten Treibhauseffekt geführt haben? Oder ist diese Kurve nur ein Beispiel für natürliche Klimavariabilität, wie in Abbildung 1.2 angedeutet?

Um Klimaveränderungen als anthropogen zu identifizieren, benötigt man Kenntnisse über (a) die Veränderung eines Klimaparameters (z.B. der Temperatur) über den zu betrachtenden Zeitraum, (b) Referenzgrößen, die (i) einerseits die Zeitskalen und Amplituden der natürlichen Schwankungen in diesem Klimaparameter beschreiben, und (ii) andererseits Vorhersagen über die zu erwartende Änderung des entsprechenden Klimaparameters aufgrund anthropogener Einflüsse beschreiben. Alle drei Datensätze sind jedoch mit Fehlern behaftet.

Veränderungen von Klimaparametern lassen sich mit halbwegs guter Genauigkeit nur für die vergangenen hundert Jahre bestimmen, da in früheren Zeiten die Messungen mit zu ungenauen Instrumenten und an zu wenigen repräsentativen Orten durchgeführt wurden. Auch der Wechsel von Instrumenten während einer längeren Messreihe kann zu Fehlern führen, da die verschiedenen Generationen von Instrumenten eigentlich aufeinander kalibriert werden müssten. Wir werden im folgenden Abschnitt verschiedene Beispiele für Änderungen von Klimaparametern oder indirekte Hinweise auf Änderungen in Klimaparametern kennenlernen. Als Lernziel sollte auch übrig bleiben, dass bei der Interpretation der Zeitverläufe der Klimaparameter Vorsicht geboten ist, da die meisten Klimaparameter von einer Vielzahl von Einflussgrößen abhängen, deren Berücksichtigung in einer reaktiv einfachen Beschreibung kaum möglich ist.

### Temperatur

Für einen Klimaparameter, die Temperatur, haben wir bereits in Abb. 1.6 die Veränderung während der letzten gut hundert Jahre betrachtet. Der Trend einer Temperaturzunahme ist in den Daten ganz offensichtlich. Allerdings gehen wir bei dieser direkten Interpretation davon aus, dass unsere Messung ideal ist: es gibt keine Veränderungen in der Instrumentierung, die Beobachtungszeiten, -häufigkeiten und -praktiken haben sich nicht verändert, Ort und

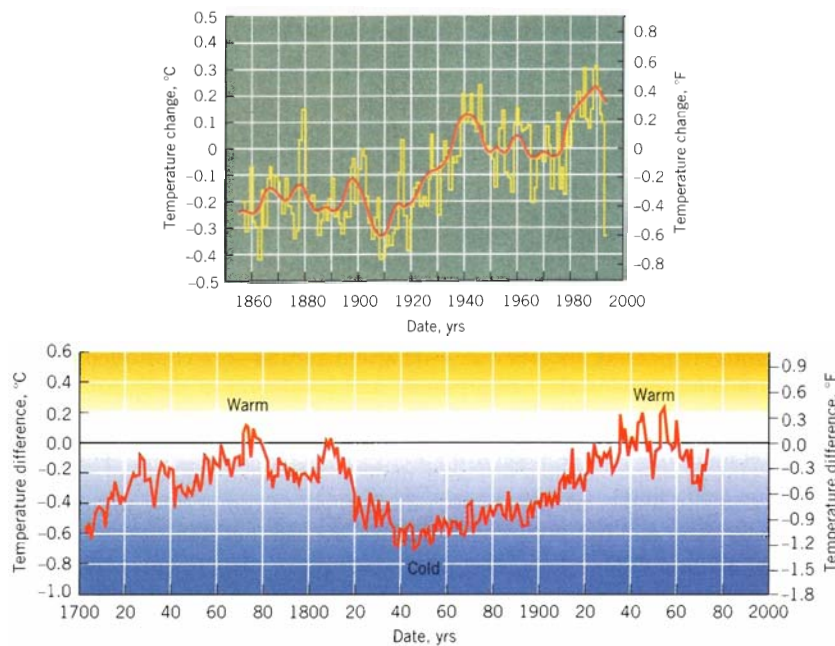


Abbildung 5.89: Oben: Mittlere jährliche Oberflächentemperatur der vergangenen 130 Jahre, die Nulllinie ist hier durch den Mittelwert der Jahre 1951 - 1980 gegeben (Jones und Wigley, in [296]), direkte Temperaturmessungen. Unten: Rekonstruktion der Temperatur auf der nördlichen Halbkugel auf Basis von Baumringen für den Zeitraum von 1700 - 1975, die Nulllinie ist der Mittelwert über den Zeitraum 1950 - 1965 (Jacoby, in [296]).

Höhe der einzelnen Beobachtungsstationen sind im gesamten betrachteten Zeitraum konstant geblieben, die Stationen befinden sich nicht in der Nähe schnellwachsender Städte oder anderer anthropogener Faktoren, die die Messung systematisch beeinflussen können, und unser Netz and Messstationen bedeckt den gesamten Globus engmaschig mit einer Gitterweite von wenigen hundert Kilometern.

Warum benötigen wir diese ganzen Anforderungen? Einige Beispiele sollen dies illustrieren. Die Meerestemperatur hat man in früheren Zeiten so bestimmt, dass mit einem Segeltucheimer Wasser entnommen wurde und dessen Temperatur gemessen wurde. Wird der Schöpfer aus dem Wasser gezogen, so sinkt aber die Temperatur aufgrund der Verdunstung. Später hat man die Temperaturmessung häufig am Wasserzulauf der Schiffsmaschinen bestimmt und erhielt dabei Temperaturen, die um ca.  $1/2$  K höher lagen. Die scheinbare Erwärmung der Weltmeere ist in diesem Fall also nur eine Folge der veränderten Probenentnahme. Für die Meeresoberflächentemperaturen werden die genauesten Daten heute von thermischen Infrarot-Sensoren an Bord von Satelliten bestimmt - vorausgesetzt, man verwendet keine Bildelemente, in denen sich auch Wolken befinden. Auch bei der Temperatur über Land hat sich die Messung im Laufe der Zeit verändert: zwar ist das Messverfahren (Wetterhütte) ziemlich unverändert geblieben, jedoch hat sich die Umgebung des Messplatzes verändert: während die Messstationen ursprünglich außerhalb oder am Rande kleinerer Orte oder Städte angelegt waren, haben sich die Orte im Laufe der Zeit zu wesentlich größeren Städten entwickelt, so dass die Messstation zwar weiterhin am gleichen geographischen Ort steht, die gemessenen Temperaturen aber durch den Wärmeinseleffekt der Stadt nicht mehr die für diesen Ort korrekte klimatologische Bedeutung haben. Die Messstation jetzt um ein gewisses Stückchen wieder an den Stadtrand zu verschieben bringt aber auch nicht den gewünschten Effekte, da damit zwar die Wärmeinsel Stadt vermieden werden könnte, dafür aber die Temperaturmessung an einem anderen Ort mit anderen lokalen Einflüssen (z.B. Abkühlung durch verstärkte Verdunstung an einem See, Feuchtgebiet) erfolgen würde.

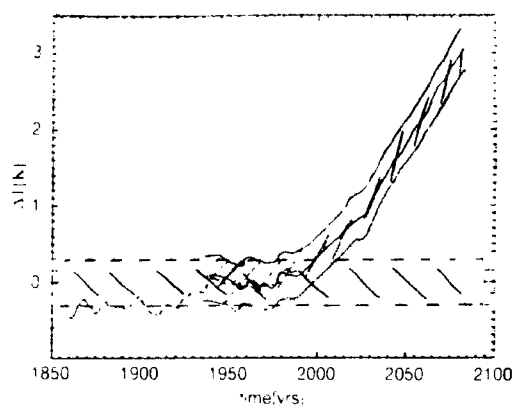


Abbildung 5.90: Entwicklung der bodennahen Lufttemperatur im Hamburger Klimamodell (Start 1935, Laufzeit 150 Jahre) im Vergleich mit der beobachteten Temperatur (gestrichelt). Die schraffierten Flächen geben die natürliche Variabilität des Klimas bzw. die interne Variabilität der Klimasimulation wieder. Klimaänderungen lassen sich erst dann als anthropogen erkennen, wenn die schraffierten Flächen von Modell und natürlicher Variation auseinanderlaufen [64]

Zumindest einen Teil der Einflüsse auf die Temperaturmessung (Wärmeinsel-Effekt der Städte, systematische Veränderungen in der Messgenauigkeit oder im Messverfahren z.B. durch die Methode der Probenentnahme oder das verwendete Gerät) lässt sich durch Fehlerabschätzungen korrigieren. Die in Abb. 1.6 gezeigten Daten sind bereits korrigiert auf diese beiden Effekte, d.h. sie sollten ein recht repräsentatives Maß für den Temperaturverlauf liefern. Abbildung 5.89 wiederholt im oberen Teil diese Darstellung noch einmal, jetzt aber erweitert bis zum Jahr 1992. Die wesentlichen Resultate der Abbildung sind: Im 19. Jahrhundert war die Erwärmung gering, erst in den zwanziger Jahren dieses Jahrhunderts begann ein Temperaturanstieg, der bis in die Mitte der vierziger Jahre anhielt. Danach blieb die Temperatur ungefähr konstant, um dann seit der Mitte der siebziger Jahre wieder anzusteigen. Dieser Anstieg ist wesentlich steiler, d.h. die Temperaturerhöhung erfolgt schneller als man es bisher gekannt hat. 1990 war das wärmste Jahr seit Beginn der Messungen. Das deutliche Absinken der Temperatur im Jahr 1992 ist auf den Ausbruch des Mount Pinatubo im April 1991 zurückzuführen (zur Bedeutung der bei Vulkanausbrüchen eingetragenen Aerosole für den Strahlungshaushalt der Erdatmosphäre vgl. auch Abschn. 5.8). Unabhängig von diesem 'Ausreißer' am Ende unserer Zeitskala können wir aus der Abbildung aber eindeutig entnehmen, dass sich die Bodentemperatur in den vergangenen hundert Jahren erhöht hat.

Jetzt bleibt aber noch die Frage, ob diese Temperaturzunahme natürliche oder anthropogene Ursachen hat. Im unteren Teil von Abb. 5.89 ist dazu der aus Baumringen rekonstruierte Temperaturverlauf auf der nördlichen Halbkugel seit 1700 gezeigt. Die Nulllinie in dieser Abbildung ist der Temperaturmittelwert im Zeitraum von 1950 bis 1961 und ist ungefähr mit der Nulllinie im oberen Teil der Abbildung vergleichbar. Aus dieser Abbildung können wir erkennen, dass Temperaturveränderungen, wie in den vergangenen hundert Jahren beobachtet, anscheinend auch schon deutlich vor der Industrialisierung auftraten und damit auch im Rahmen der natürlichen Schwankungen erklärt werden könnten (vgl. Darstellung der Klimavariabilität in Kap. 10). Lediglich der in dieser Abbildung noch nicht berücksichtigte starke Anstieg der Temperatur seit Mitte der siebziger Jahre fällt aus dieser natürlichen Variabilität heraus und könnte daher ein Anzeichen dafür sein, dass die Temperaturerhöhung anthropogenen Ursprungs ist.

Auf der Basis einer statistischen Analyse der Klimavariabilität lassen sich also zumindest bis zum Beginn der achtziger Jahre noch keine eindeutigen Anzeichen für einen anthropogen verstärkten Treibhauseffekt erkennen. Alternativ kann man versuchen, die Klimaänderungen mit Hilfe eines Klimamodells als anthropogen nachzuweisen. Dazu lässt man das Klimamodell zu einem früheren Zeitpunkt mit den dort beobachteten Parametern starten und vergleicht die vorhergesagten Temperaturtrends des Modells mit den beobachteten Temperaturen. Abbildung 5.90 zeigt dazu eine für das Jahr 1935 gestartete Klimasimulation mit dem Hamburger Modell (durchgezogene Linie). Der Schlauch um diese Linie gibt die internen Variationen im Klimamodell an. Zum Vergleich ist die beobachtete Temperatur gestrichelt eingezeichnet, der waagerechte Schlauch repräsentiert die natürliche Klimavariation. Erst wenn die beiden Feh-



lerschlauche auseinanderlaufen wird man in der Lage sein, einen möglichen anthropogenen Einfluss zu erkennen. Dies dürfte im Zeitraum 2015–2025 der Fall sein.

Abbildung 5.90 beruht auf einer globalen Betrachtung der Temperatur. Alternativ wendet man heute auch eine ‘Fingerabdruck-Methode’ an, bei der ein erwartetes zeitliches und räumliches Muster anthropogener Klimaänderungen durch die Anwendung eines geeigneten Filters in den Beobachtungen nachgewiesen wird [121]. Mit einem derartigen Verfahren lässt sich zeigen, dass die von 1976–1993 beobachtete Zunahme der Temperatur mit 95%-ger Wahrscheinlichkeit nicht auf natürliche Schwankungen zurückzuführen ist (vgl. [64]).

Allerdings bedeutet diese Wahrscheinlichkeitsaussage noch nicht, dass auch ein kausaler Zusammenhang zwischen der Änderung in der Konzentration der TWS und der Änderung in der Bodentemperatur vorliegt. Um die Klimaänderungen mit den Änderungen der Konzentration der TWS in Verbindung zu bringen, müssen wir alle anderen Ursachen einer Klimaänderung ausschließen können. Man müsste überzeugend darstellen, dass Änderungen in der Solarkonstante, der Konzentration vulkanischer Aerosole oder bei anderen externen Antriebsfaktoren nicht die beobachteten Klimaänderungen erzeugt haben können. Zumindest für die Aerosole deutet sich aber an, dass es einige Merkmale in der Temperaturkurve mit Vulkanausbrüchen in Verbindung gebracht werden können. Auch die solare Aktivität wird als eine mögliche Ursache der Temperaturzunahme diskutiert: Friis-Christensen und Lassen [95] vermuten einen Zusammenhang zwischen der Verkürzung der Solarzyklen und der Zunahme der Temperatur (vgl. auch Kap. 11). Und selbst wenn alle diese externen Einflüsse als bedeutungslos identifiziert worden wären, müsste man noch demonstrieren, dass auch keine eventuell nichtlineare Kombination von externer und interner Schwankung die beobachteten Änderungen erklären kann.

### Weitere Hinweise auf Klimaänderungen

Es gibt eine Fülle von weiteren Beobachtungen, die als Hinweise auf Klimaänderungen in den vergangenen 100 Jahren interpretiert werden können. Houghton et al. [130, 131] geben eine Übersicht über diese Beobachtungen. Dazu gehören Variationen in Niederschlag und Verdunstung, in der vertikalen Abhängigkeit von Klimaparametern wie Temperatur, Druck und Feuchtigkeit, in der Kryosphäre (Gletscher, Meereisbedeckung, Ausdehnung der Schneeflächen) sowie in der Zirkulation. Viele dieser Beobachtungen sind im wesentlichen eine Unterstützung der in Abb. 1.6 dargestellten Beobachtung, dass sich die Temperatur in den vergangenen hundert Jahren erhöhet hat. Der Vergleich dieser Parameter mit Klimamodellen zur möglichen Identifikation der Ursache der Veränderung erweist sich aufgrund der größeren internen Variabilität der Klimamodelle als noch schwieriger als im Falle der Temperatur – das heist, er kann im Rahmen der bisherigen Beobachtungen und Modellierungen zu keinem eindeutigen Ergebnis führen.

Unterstützung für die Behauptung, dass sich die Temperatur in den vergangenen Jahren erhöhet hat, liefert der arktische geothermische Temperaturgradient. Dabei wird durch Bohrungen im Permafrostboden der Temperaturverlauf mit der Höhe bis in Tiefen von einigen Kilometern bestimmt. Sind die jährlichen Durchschnittstemperaturen an der Oberfläche ungefähr konstant, so stellt sich ein monotoner Temperaturgradient mit einer Zunahme der Temperatur mit zunehmender Tiefe ein (Grade in Abb. 5.91). Wird dagegen die Oberfläche erwärmt (bei einer Zunahme der mittleren Oberflächentemperatur), so wird diese Wärme nur langsam nach unten geleitet und es bildet sich unter der Oberfläche ein negativer Temperaturgradient, der dann in einiger Tiefe in den ursprünglichen positiven Temperaturgradienten übergeht. Die Veränderung des Gradienten ist dabei bestimmt durch die Stärke der Erwärmung und deren Dauer. Nahezu alle Bohrungen in der Arktis zeigen ungefähr diesen Temperaturverlauf. Aus der Form der Kurven kann man abschätzen, dass sich die Arktis in den vergangenen 50 Jahren um mehrere K erwärmt haben muss. Eine stärkere Erwärmung der Arktis als durch das globale Mittel gegeben stimmt zwar qualitativ mit den Vorhersagen der meisten Modelle Klimamodelle überein (vgl. insbesondere Abb. 5.64 und 5.65), ist allerdings alleine noch nicht einmal ein Beweis für eine globale Erwärmung (die Temperatur mag ja im globalen Mittel konstant geblieben sein, aber aus irgendeinem Grunde hat sich der

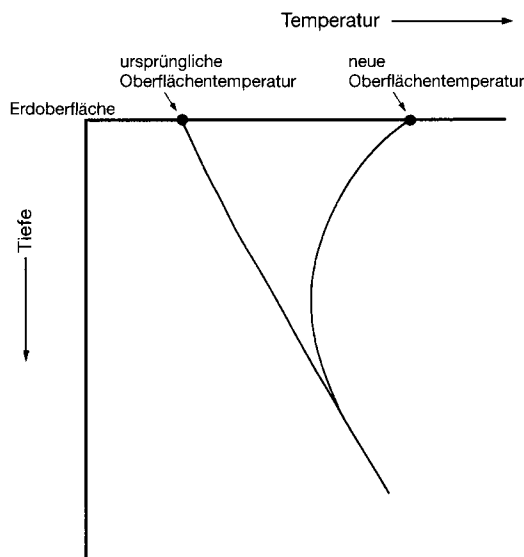


Abbildung 5.91: Arktischer geothermischer Temperaturgradient [226]

Wärmefluss vom Äquator zu den Polen verändert), geschweige denn für einen anthropogenen Einfluss auf das Klima.

Auf eher populärwissenschaftlicher Basis werden manchmal auch Hurrikan-Häufigkeiten als ein mögliches Indiz für eine globale Erwärmung zitiert. Globale Erwärmung würde auch wärmere Meeresoberflächen bedeuten, d.h. es könnte mehr Wasser verdunsten und dadurch mehr Kondensationswärme freisetzen, wodurch der normale Hurrikan-Mechanismus verstärkt würde. Die Hurrikane der letzten Jahre (insbesondere Andrew im August 1992) werden manchmal als außergewöhnlich stark zitiert. Aber auch hier zeigt sich wieder ein Beobachtungsproblem: zwar sind einige der Hurrikane im Vergleich zu denen der letzten 20 oder 30 Jahre sehr stark gewesen, aber andererseits werden Hurrikane heute besser beobachtet (Satelliten-Aufnahmen) und richten durch die dichtere Besiedlung mehr Schaden an (und gelangen darüber in die Aufmerksamkeit der Öffentlichkeit). Außerdem ist im Zusammenhang mit der immer dichter werdenden Besiedlung Floridas darauf hingewiesen worden, dass die geringe Zahl kräftiger Hurrikane in den vergangenen 50 Jahren die Menschen in eine trügerische Sicherheit verführt hat [218].

Insgesamt gibt es, abgesehen von dem letzten Beispiel, eine relativ große Zahl von Beobachtungen, die eine Klimaveränderung in den vergangenen hundert Jahre nahe legen. Allerdings ist es nicht einfach, aus diesen Beobachtungen herauszufiltern, ob die Änderungen anthropogene oder natürliche Ursachen haben.

## 5.10 Zusammenfassung

Aerosole werden durch natürliche und anthropogene Quellen in die Troposphäre eingetragen. Ein langsamer und teilweiser Eintrag in die Stratosphäre erfolgt durch die üblichen Transportprozesse, Vulkaneruptionen können Aerosole auch direkt in die Stratosphäre eintragen.

Troposphärische Aerosole sind als Kondensationskeime für die Wolkenbildung unverzichtbar. In Ballungsräumen stellen die durch menschliche Aktivität eingetragenen Aerosole eine gesundheitliche Belastung dar. Nach heutigem Verständnis ist der Beitrag der troposphärischen Aerosole zum Klima nicht zu vernachlässigen: die Aerosole wirken der Klimaerwärmung entgegen.

Stratosphärische Aerosole haben dagegen, auch aufgrund ihrer langen Verweildauern in der Atmosphäre, klimatische Einflüsse. Die durch Vulkanausbrüche eingetragenen Aerosole bewirken eine verstärkte Rückstreuung der einfallenden solaren Strahlung und führen darüber zu einer Abkühlung der Erdoberfläche. Dieser Zusammenhang kann für starke Vul-

kanausbrüche direkt beobachtet werden. So führte die Eruption des Pinatubo im Jahre 1991 zu einer Abnahme der mittleren Jahrestemperatur 1992 um  $0.6^\circ$  und führte damit zu einem deutlichen Einbruch in der in den letzten Jahren beobachteten stetigen Temperaturzunahme.

Während ein Teil der Variationen in der Temperaturkurve mit Vulkanismus in Verbindung gebracht werden kann, sind andere Teile dieser Kurve nicht durch Vulkanismus alleine erklärbar. Vulkanismus ist also ein klimabestimmender Parameter, der auch berücksichtigt werden muss, sicherlich aber nicht der einzige.

## Fragen

**Frage 70** Was versteht man unter einer Rückkopplung? Wie unterscheiden sich positive und negative Rückkopplung? Nennen Sie Beispiele.

**Frage 71** Ist das Klimasystem ein abgeschlossenes System? Begründen Sie.

**Frage 72** Welche Komponenten gehören zum Klimasystem?

**Frage 73** Nach welchen Kriterien werden die Parameter bestimmt, die in einem Klimamodell berücksichtigt werden sollen?

**Frage 74** Skizzieren Sie, wie die Effektivtemperatur der Erde in einem 0D-Modell abgeschätzt werden kann.

**Frage 75** Wie ist die differentielle Intensität einer Strahlungsquelle definiert, wie die Gesamtrahlung und wie der Strahlungsstrom?

**Frage 76** Wie sind die Energiestromdichte bzw. der Strahlungsstrom definiert?

**Frage 77** Welche anschauliche Bedeutung hat die optische Tiefe? Welche Vor- bzw. Nachteile hat der Begriff gegenüber der geometrischen Tiefe?

**Frage 78** Was versteht man unter einem schwarzen Körper?

**Frage 79** Was versteht man unter dem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht?

**Frage 80** Was beschreibt das Stefan–Boltzmann-Gesetz und in welchem Zusammenhang steht es zum Planck'schen Strahlungsgesetz?

**Frage 81** Was beschreibt das Wien'sche-Verschiebungs-Gesetz und in welchem Zusammenhang steht es zum Planck'schen Strahlungsgesetz?

**Frage 82** Was versteht man unter der Effektivtemperatur eines Körpers? Gibt es eine feste Regel für den Zusammenhang zwischen Effektivtemperatur eines Körpers und seiner realen Temperatur (z.B. gleich, größer, kleiner)?

**Frage 83** Warum ist es möglich, den Transport der solaren Einstrahlung durch die Atmosphäre und den der terrestrischen Ausstrahlung durch die Atmosphäre so unterschiedlich zu behandeln?

**Frage 84** Geben Sie einige treibhauswirksame Spurengase an und skizzieren sie grob die Bereiche, in denen diese elektromagnetische Strahlung absorbieren.

**Frage 85** Was versteht man unter dem Treibhauseffekt?

**Frage 86** Warum ist es sinnvoll, zwischen dem natürlichen und dem anthropogenen Treibhauseffekt zu unterscheiden? Welche Probleme sind andererseits mit dieser Unterscheidung verbunden?

**Frage 87** Wie sind eine optisch dicke und eine optische dünne Schicht definiert? Welche Eigenschaften haben sie?

**Frage 88** Skizzieren Sie grob ein einfaches 1D-Modell zum Strahlungstransport in einer Atmosphäre. Was sind die relevanten Gleichungen? Welche Probleme treten in der Verknüpfung dieser Gleichungen auf.

**Frage 89** Geben Sie ein anschauliches Modell für den 1D-Strahlungstransport.

**Frage 90** Was versteht man unter einer grauen Atmosphäre?

**Frage 91** Was ist Konvektion? Unter welchen Bedingungen tritt Konvektion auf?

**Frage 92** Was versteht man unter dem Transport latenter Wärme? In welchem Zusammenhang zur Konvektion steht dieser Prozess?

**Frage 93** Was sind feucht- und trockenadiabatischer Temperaturgradient? Stehen beide in einer festen Beziehung oder kann in einem gegebenen Medium mal der eine, mal der andere größer sein? Begründen Sie.

**Frage 94** Was versteht man unter erzwungener Konvektion? Ist diese energetisch möglich? Geben Sie Beispiele für Situationen, in denen erzwungene Konvektion auftritt.

**Frage 95** Wie unterscheidet sich der Aufstieg eines feuchten Luftpakets in der Atmosphäre von dem eines trockenen Luftpakets?

**Frage 96** Skizzieren Sie die Temperaturverläufe in der Umgebungsluft und im Luftpaket für stabile und für labile Schichtung der Atmosphäre. Betrachten Sie trockene und feuchte Luftpakete getrennt.

**Frage 97** Macht es Sinn, bei einem trockenen Luftpaket zwischen absoluter und konditioneller Instabilität zu unterscheiden? Begründen Sie.

**Frage 98** Warum wirkt die Stadt als Wärmeinsel? Welche Konsequenzen hat dieser Effekt für das Stadtklima?

**Frage 99** Skizzieren Sie die Energiebilanz des Systems Erde–Atmosphäre. Markieren Sie die Bereiche/Prozesse, die für den Treibhauseffekt relevant sind.

**Frage 100** Die Tropopause wird als eine Inversion dargestellt, d.h. es soll kein Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre stattfinden. Das Auftreten von FCKWs in der Stratosphäre zeigt jedoch, dass diese Grenzschicht etwas undicht ist. Beschreiben Sie Prozesse für den Transport zwischen Troposphäre und Stratosphäre.

**Frage 101** Beschreiben Sie mindestens zwei Beobachtungen, die zeigen, dass ein Transport über die Tropopause stattfindet. Findet dieser Transport nur in einer Richtung statt oder in beiden?

**Frage 102** Was versteht man unter potentieller Temperatur? Welchen Sinn macht es, diese Größe einzuführen?

**Frage 103** Skizzieren Sie die Meridionalzirkulation in der Stratosphäre und vergleichen Sie diese mit der in der Troposphäre.

**Frage 104** Von welchen Faktoren hängt die Lebensdauer eines Spurenstoffes in der Atmosphäre ab?

**Frage 105** FCKWs und CO<sub>2</sub> werden beide bevorzugt auf der Nordhalbkugel emittiert. Warum verteilen sich die FCKWs über beide Hemisphären während man beim CO<sub>2</sub> deutliche Unterschiede zwischen den Hemisphären erkennen kann?

**Frage 106** Welche Eigenschaften muss ein Spurengas haben, damit es treibhauswirksam sein kann?

**Frage 107** Warum haben verschiedenen TWS eine unterschiedliche Treibhauswirksamkeit? Nennen Sie ein Beispiel?

**Frage 108** Auf welche Weise hat sich der relative Beitrag verschiedener anthropogener emittierter Spurengase am Treibhauseffekt über die letzten Dekaden verändert?

**Frage 109** Ist es heute noch angemessen, den anthropogenen Treibhauseffekt als  $\text{CO}_2$ -Problem zu bezeichnen? Wird sich dies in den nächsten Dekaden ändern?

**Frage 110** Skizzieren Sie die wesentlichen Komponenten eines Klimamodells und begründen Sie, warum diese Komponenten berücksichtigt werden sollten bzw. welche Fehler man bei ihrer Vernachlässigung machen würde.

**Frage 111** Diskutieren Sie den Zusammenhang zwischen räumlicher und zeitlicher Auflösung eines Klimamodells und den darin beschreibbaren Prozessen.

**Frage 112** Wie kann man ein Klimamodell testen?

**Frage 113** Beschreiben Sie, auf welche Weisen ein Klimamodell zur Prognose betrieben werden kann.

**Frage 114** Diskutieren Sie die Einschränkungen/Probleme von Klimamodellen bei der Prognose unter (a) physikalischen Aspekten und (b) allgemein.

**Frage 115** Im Zusammenhang mit der variablen Sonne haben wir gehört, dass Sonnenflecken wesentlich kühler sind als ihre Umgebung. Wie misst man ihre Temperatur? Warum funktioniert dieses Verfahren nicht, wenn man die Temperatur der Korona bestimmen will? Könnte man die Photosphäre sehen, wenn man die Temperatur der Korona auf diese Weise bestimmen könnte?

**Frage 116** Welche der in Tab. 5.11 aufgelisteten natürlichen Aerosolquellen sind auch anthropogenen Einflüssen unterworfen? Beschreiben Sie diese Einflüsse. Führen diese zu einer verstärkten oder verminderten Aerosolkonzentration?

## Aufgaben

**Aufgabe 4** Das 0D-Modell liefert mit (5.24) eine zu geringe Effektivtemperatur für die Erde. Lässt sich durch realistische Variation der in das Modell eingehenden Werte für Albedo und/oder Solar-konstante eine bessere Übereinstimmung zwischen Modellergebnis und Beobachtung herbeiführen?

## Projektvorschlag

Die ersten beiden Projekte sind eher Literaturprojekte, wobei das erste etwas mehr Ansprüche an Ihr Verständnis im Bezug auf Physik und Modellierung stellt, das zweite dagegen das Einlesen in Grundlagen und eine anschließende kreative Darstellung erfordert (daher vielleicht auch gut für Studierende im Lehramt geeignet). Das dritte und vierte Projekt dagegen fällt aus dem Rahmen, da es sich in beiden Fällen um numerische Projekte handelt. Das letzte Projekt behandelt spieltheoretische Ansätze zur Reduktion der Treibhausgasemissionen.

### 5.10.1 Wie funktioniert so ein Klimamodell?

Sie haben in diesem Abschnitt viel über Treibhauswirksame Spurengase, Strahlungstransport und Prognosen von Klimamodellen gehört. Wie aber funktioniert ein Klimamodell wirklich?

Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie erarbeiten, welche Prozesse in welcher Form (als exakte Gleichung, parametrisiert) in einem modernen Klimamodell enthalten sind und wie ein derartiges Modell arbeitet. Als Beispiel können Sie ein beliebiges aktuelles Modell aus dem IPCC-Bericht nehmen oder das Hamburger Klimamodell ECHAM5 – für letzteres gibt es eine recht ausführliche Dokumentation unter <http://www.mpimet.mpg.de/en/wissenschaft/modelle/echam/echam5.html>, die wichtigsten Artikel bezüglich ECHAM5 sind in einer Sonderausgabe des Journal of Climate zusammen gefasst (auch unter <http://www.mpimet.mpg.de/en/wissenschaft/modelle/j-climate-mpi-m-special-issue-2006.html> erhältlich).

Ausführliche (und offizielle) Informationen finden sich in den Darstellungen des IPCC – die aktuelle Version [146] ist im Netz erhältlich. Eine sehr gute Zusammenfassung des Berichtes von 1995 gibt [132] – das lässt sich leicht verstehen und hilft auch beim Verständnis des neueren Reports (und seiner Struktur). Die Grundlagen der Klimamodellierung sind in gut zugänglicher Weise in [123] und im entsprechenden Kapitel in [317] dargestellt; eine ausführlichere aber dennoch gut lesbare Darstellung gibt auch [316]. Weitergehende Darstellungen sind z.B. [319] und die entsprechenden Kapitel in [230] – ich glaub allerdings, es ist dann sinnvoller, sich ein Modell im Detail anzusehen.

### 5.10.2 Wissenschaft verkaufen

Sie sind Atmosphärenphysiker und haben einen Job bei der Regierung eines Staates gefunden, der einerseits einen hohen CO<sub>2</sub>-Ausstoß produziert, andererseits jedoch ein hinreichend hohes technologisches Niveau hat, um Energiesparmaßnahmen durchzuführen. Der neue IPCC-Bericht ist gerade erschienen (na gut, wir müssen hier auf einen etwas älteren zurückgreifen, nämlich [146]–[149]). Ihre Aufgabe ist es, ihrem Informationsminister ein Dossier zu schreiben, in dem Sie ihn über den Treibhauseffekt und seine physikalischen Grundlagen sowie die Prognosen und ihre Unsicherheiten aufklären. Außerdem sollen Sie dem Informationsminister an Hand der verschiedenen Prognosen Abschätzungen geben über die klimatischen Konsequenzen einer Reduktion ihrer CO<sub>2</sub>-Emission (geben Sie sich selbst einen Zahlenwert vor) und die daraus entstehenden zusätzlichen Kosten. Geben Sie ihm die Informationen an die Hand, mit der er seine Bevölkerung zum Sparen animieren kann.

Denken Sie daran: ihr Informationsminister ist kein Physiker und wird den Großteil des Dossiers später mehr oder weniger direkt in die Broschüren übernehmen, mit denen er seine Bevölkerung informieren wird – also schreiben Sie möglichst korrekt aber gleichzeitig allgemein verständlich. Da Sie weder den Job noch den Informationsminister haben, können Sie mir das Dossier geben.

### 5.10.3 Strahlungstransport numerisch

Wir haben uns in den einführenden Abschnitten dieses Kapitels ausführlich mit dem Strahlungstransport beschäftigt. Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie ein numerisches Modell zur Lösung des 1D-Strahlungstransportes entwickeln. In diesem Modell können Sie die Veränderung von Spurengaskonzentrationen durch die Variation der optischen Tiefe  $\tau(z)$  simulieren. Das Projekt ist etwas aufwendiger und kann von zwei Studierenden als gemeinsames projekt durchgeführt werden.

Überlegen Sie sich dabei, welche der Gleichungen aus Abschn. 5.3 Sie benötigen und wo Sie vereinfachen können. Versuchen Sie, eine Verbesserung gegenüber der grauen Atmosphäre zu erreichen, um die einzelnen Spurengase besser berücksichtigen zu können. Variieren Sie die Spurengaskonzentrationen und beschreiben Sie die sich ergebenden Veränderungen im Temperaturverlauf.

Was müssen Sie machen, um in ihrem Modell eine Stratosphäre hinzukriegen? Reicht dazu eine graue Atmosphäre? Ist dafür überhaupt ihr Modell ausreichend? Skizzieren Sie mögliche Erweiterungen, die es Ihnen gestatten würden, eine Stratosphäre in ihrem Modell zu erzeugen.

Zur Schichtung der Atmosphäre können Sie die Internationale standard Atmosphäre verwenden, die auf der US-Atmosphäre von 1976 beruht, <http://www.pdas.com/atmos.htm>; für die Absorptionskoeffizienten müssten Sie mich ansprechen oder im Landolt-Börnstein (in der Bibliothek bzw. online Version über die Bibliothek) nachschlagen.

### 5.10.4 Ein einfaches Klimamodell

Eigentlich ist das in Hahne et al. [114] vorgestellte vereinfachte Klimamodell der Abschlußbericht zu einem Projekt. Allerdings enthält er nur das Modell, die Gleichungen und ihre Diskretisierung, nicht jedoch die Implementierung. Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie

darauf aufbauend ein simples Klimamodell programmieren, in dem Artikel als vereinfachtes Modell bezeichnet. Überlegen Sie, wie Sie das Modell erweitern müssen, um die primitiven Gleichungen komplett zu implementieren.

Diskutieren Sie die Möglichkeiten und Limitationen Ihres Modells. Können Sie in Ihrem Modell die Konsequenzen eines anthropogenen Treibhauseffektes simulieren? Wenn ja, tun Sie es. Wenn nein, wie müssten Sie Ihr Modell anpassen, welche Erweiterungen oder zusätzlichen Gleichungen sind erforderlich?

### 5.10.5 CO<sub>2</sub>-Reduktion spieltheoretisch

Die Notwendigkeit von CO<sub>2</sub>-Reduktionen zur Verringerung des anthropogenen Treibhauseffektes ist ein Befund, die Umsetzung dagegen ist problematisch, insbesondere da die größten Emittenten nicht unbedingt die Hauptleidtragenden einer möglichen Klimaänderung sein müssen. Die spieltheoretische Beschreibung von Klima- und Wirtschaftssystem sucht den optimalen Pfad von CO<sub>2</sub>-Emissionen, mit dem der Netto-Effekt der Klimaänderungen minimal wird.

Eine gute Einführung in dieses Thema gibt Hasselmann [119]; für die Grundbegriffe aus der Spieltheorie können Sie z.B. bei Binmore [30] und Rasmusen [245] nachschlagen; ein leicht zu lesendes Buch ist Méré [209].

Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie die Grundideen des von Hasselmann [119] verwendeten spieltheoretischen Ansatzes verstehen und darstellen, seine wesentlichen Ergebnisse zusammen fassen und die Anwendbarkeit der Resultate kritisch hinterfragen.

## Literaturhinweise

Eine einfache und knappe Einführung in die Klimamodellierung gibt Henderson-Sellers [123]; ausführlichere Darstellungen finden sich in Washington und Parkinson [319].

Einführungen in Klimamodellierung und Prognosen gibt auch von Storch in [316] (Modellierung) und [317] (Klimaänderungen). Die Autorität sind natürlich die Berichte des IPCC, der aktuelle findet sich unter [www.ipcc.ch](http://www.ipcc.ch). Eine sehr gute Kurzfassung des voran gegangenen Berichtes gibt Houghton [132], der auf allen IPCC-Berichten der Hauptautor war. Noch aktuellere Modellierungen des MPI Hamburg finden sich als 'Klimaprojektionen für das 21. Jahrhundert' unter <http://www.mpimet.mpg.de/>

Die ökonomischen Folgen des Treibhauseffektes werden in einfach zugänglicher Weise auch in Frankhauser [91] beschrieben.

Das Klimamodell, seine Erforschung und die damit verbundenen Unsicherheiten sind die Themen der verschiedenen Artikel in Rodó und Comín [258]. Eine gute Einführung in die verschiedensten Aspekte von Klima, Klimamodellierung und Klimaänderung geben die verschiedenen, im Rahmen einer Sommerschule entstandenen Artikel in von Storch und Flöser [317]; eine kurze anschauliche Einführung in von Stehr und von Storch [291]. Allgemein mit der Modellierung im Umweltbereich befasst sich Peng et al. [230].

Klimamodelle sind (u.a.) in den Bereichen Wolken und Aerosole und insbesondere der Wechselwirkung zwischen beiden meistens etwas unterentwickelt. Warum dies so ist und wie komplex die zu Grunde liegenden physikalischen Zusammenhänge sind, wird von Kondratyev [176] dargestellt.

Eine sehr gute Einführung in Atmosphärenmodellierung auf unterschiedlichen Skalen bietet Beniston [23]: das Buch ist allerdings eher für Modellierer interessant als für Leute, die einen schnellen Zugang zu Klimamodellen suchen.

Informationen über Aerosole finden sich in den entsprechenden Kapiteln in Roedel [260] und Graedel und Crutzen [111]. Die Bedeutung vulkanischer Aerosole für das Klima wird ferner diskutiert in Moran und Morgan [218] und in Decker und Decker [66].

# Kapitel 6

## Stratosphäre und Ozon

Die Stratosphäre schließt sich an die Troposphäre an. Auf Grund der Temperaturinversion an der Tropopause wird der Transport über die Tropopause als vernachlässigbar angenommen. Der Einfluss der anthropogen in die untere Troposphäre entlassenen FCKWs auf die stratosphärische Ozonschicht sowie der Eintrag von Staub und Aerosolen in die Stratosphäre in Folge von Vulkaneruptionen machen deutlich, dass Transport von der Troposphäre über die Tropopause in die Stratosphäre möglich ist, wie bereits in Abschn. 5.7.1 diskutiert. Transport in entgegen gesetzter Richtung wird durch die kosmogenen Nuklide gezeigt: diese werden durch die Wechselwirkung galaktischer kosmischer Strahlung mit Stickstoffkernen der Atmosphäre erzeugt und können in terrestrischen Archiven wie Baumringen oder Eisbohrkernen nachgewiesen werden.

Das wichtigste Merkmal der Stratosphäre ist die Ozonschicht: die durch Ozon bewirkte Absorption von UV führt zu einer Erwärmung der Stratosphäre und ist damit für die Ausbildung der Grenzschicht Tropopause verantwortlich. Ozon und die Ozonchemie werden daher in diesem Kapitel eine wesentliche Rolle spielen.

Messtechnisch ist die Stratosphäre noch relativ gut zugänglich: Radiosonden (und andere Ballone) gelangen in Höhen von 30 km und mehr, so dass die von ihnen gemachten Messungen zumindest den Bereich der Stratosphäre mit umfassen, in dem sich das Maximum der Ozonschicht befindet.<sup>1</sup> Neben den direkten Messungen ist die Stratosphäre jedoch auch dem Remote Sensing gut zugänglich: viele Spurengase, insbesondere auch das Ozon, sind für die Stratosphäre spezifisch, so dass bei einer Messung der Gesamtsäule (Standardverfahren der Ozonmessung vom Boden aus) auch nur der stratosphärische Anteil bestimmt wird. Außerdem sind die Dichten noch so groß, dass Emission und Absorption im Rahmen der Messgenauigkeiten von Instrumenten noch bestimmt werden können.

### 6.1 Eigenschaften der Stratosphäre

Bevor wir uns mit dem bekannten Merkmal der Stratosphäre, der Ozonschicht, befassen, müssen wir einen Blick auf ihre Klimatologie werfen. Nur mit ihrer Hilfe ist es uns möglich zu verstehen, warum z.B. das Ozonloch nur zu bestimmten Jahreszeiten in hohen Breiten auftritt und auf der Nordhemisphäre eher unbedeutend ist.

---

<sup>1</sup>So wurde die Stratosphäre am Anfang des 20. Jahrhunderts dadurch 'entdeckt', dass man feststellte, dass bei Ballonaufstiegen die Temperatur in einer Höhe von ungefähr 10 km nicht wie erwartet weiter abnahm, sondern konstant blieb. Spätere Messungen mit höher aufsteigenden Ballonen zeigten dann sogar eine Zunahme der Temperatur mit der Höhe.



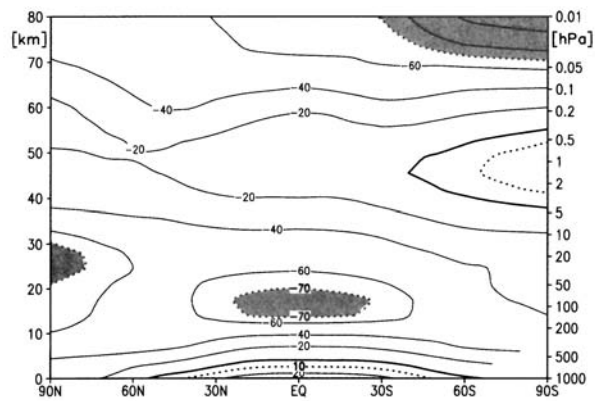


Abbildung 6.1: Mittlere Januar-Temperaturen in der Stratosphäre für verschiedenen Breitenbereiche. Links lokaler Winter, rechts lokaler Sommer [183]

### 6.1.1 Zusammensetzung

Die Zusammensetzung der Stratosphäre entspricht der der trockenen Atmosphäre wie in Tabelle 1.1 gegeben. Wasserdampf tritt in der Stratosphäre kaum auf; er kondensiert unterhalb der Tropopause. Eine Besonderheit der Stratosphäre ist das Ozon. Ein großer Teil der Ozonsäule befindet sich in der Ozonschicht: die durch das Ozon bedingte UV-Absorption ist schließlich genau der Prozess, der zur Erwärmung der Stratosphäre führt und damit zur Temperaturinversion an der Tropopause.

### 6.1.2 Temperaturen

Der mittlere vertikale Temperaturverlauf ist bereits in Abb. 1.1 angedeutet; hier wollen wir uns etwas genauer mit der räumlichen und zeitlichen Verteilung der Temperaturen befassen.

Abbildung 6.1 zeigt die mittleren Januar-Temperaturen für verschiedenen Breitenbereiche; der linke Teil der Abbildung entspricht dem lokalen Winter, der rechte dem lokalen Sommer; sehr kalte Bereiche (unter  $-70^{\circ}\text{C}$ ) sind schattiert dargestellt. Zwei Punkte fallen in in dieser Abbildung auf: über den Tropen bildet sich an der hier relativ hoch liegenden Tropopause ein Bereich mit sehr geringen Temperaturen aus, d.h. hier ist die Tropopausentemperatur am geringsten. Als zweites bleibt die starke Asymmetrie der beiden Hemisphären festzustellen: auf der Winterhalbkugel bildet sich in Höhen zwischen 20 und 30 km ein ausgeprägtes Minimum mit Temperaturen unter  $-70^{\circ}\text{C}$  aus, auf der Sommerhalbkugel dagegen finden wir im Höhenbereich von 40 bis 50 km ein ausgeprägtes Maximum mit Temperaturen oberhalb  $+10^{\circ}\text{C}$ . Da wir eingangs als Ursache für die Erwärmung der Stratosphäre bereits die Absorption von UV durch Ozon festgestellt haben, ist diese Asymmetrie verständlich: durch den höheren Sonnenstand auf der Sommerhemisphäre steht mehr Energie zur Absorption zur Verfügung als in den hohen Breiten der Winterhemisphäre (Polarnacht). Die Tropopause findet sich als Temperaturmaximum über den gesamten Breitenbereich bei einer Höhe von ca. 50 km, wobei die Tropopausentemperatur von Winter zu Sommer zunimmt.

Betrachten wir die räumlichen Verteilungen der Temperatur zu festen Zeiten etwas genauer. Abbildung 6.2 zeigt Temperaturverteilungen auf einer festen Druckfläche auf einer Hemisphäre in stereographischer Projektion von einer Breite von  $20^{\circ}$  polwärts. Die sechs Teilabbildungen geben jeweils die ungeraden Monate, d.h. es wird die jahreszeitliche Variation der Temperatur gezeigt.<sup>2</sup>

Im linken Teil der Abbildung sind die Temperaturen auf der Nordhemisphäre auf der 100 hPa-Fläche gegeben, d.h. in der unteren Stratosphäre. Auf allen Teilbildern erkennen wir den bereits aus Abb. 6.1 bekannten sehr kalten Bereich in niedrigen Breiten. Dieser zeigt zwar im Laufe des Jahres geringe Veränderungen in seiner Lage, ist jedoch das ganze Jahr über vorhanden. Oder aus der Sicht eines Beobachters in niedrigen Breiten: die Temperaturen der

<sup>2</sup>Bitte beachten sie, dass diese Darstellung zwar anschaulich ist, aber nicht der meteorologischen Definition der Jahreszeiten entspricht, wie sie z.B. in den Klimamodellen verwendet wird.

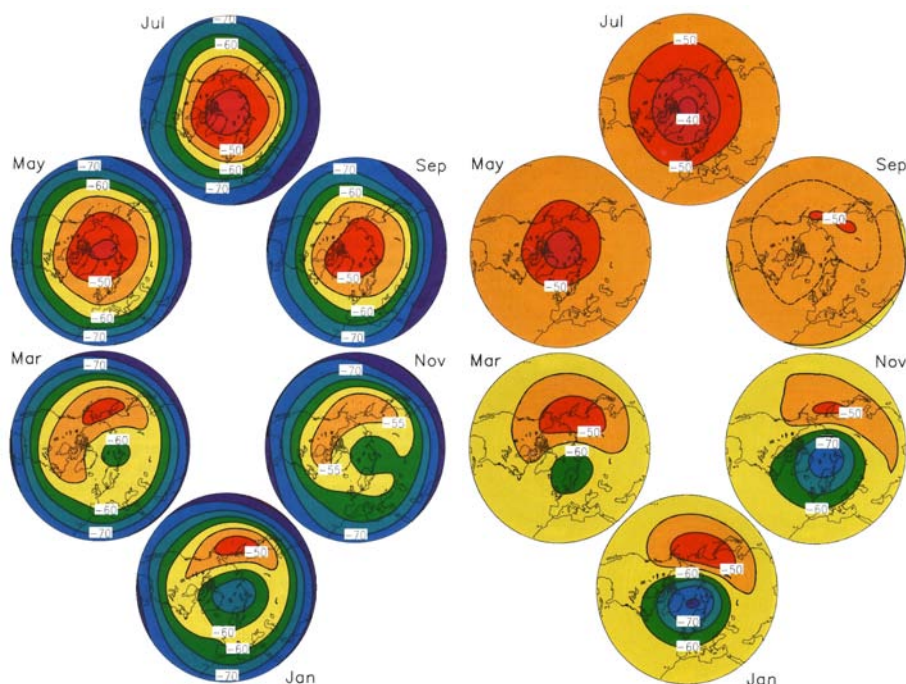


Abbildung 6.2: Temperaturverteilungen in der Stratosphäre (Nordhemisphäre) zu verschiedenen Monaten im Jahr (Monatsmittel gemittelt über den Zeitraum 1965–1995), jeweils von  $20^\circ$  geographischer Breite polwärts betrachtet. Links: 100 hPa Fläche; Rechts: 30 hPa Fläche [183]

unteren Stratosphäre sind das ganze Jahr über sehr niedrig. Das Verschwinden der Jahreszeitenvariation setzt sich aus zwei Faktoren zusammen. Zum einen sind in niedrigen Breiten die jahreszeitlichen Variationen in der Einstrahlung gering: die Sonne steht immer relativ hoch am Himmel und es gibt nicht die ausgeprägten Gegensätze von Polartag und Polarnacht. Zum anderen liegt die untere Stratosphäre unter dem Maximum der Ozonschicht, d.h. hier ist die Absorption der UV-Strahlung ohnehin nicht mehr stark genug, um einen wesentlichen Beitrag zur Erwärmung zu leisten.

In hohen Breiten dagegen zeigt sich eine deutliche Variabilität: im Nordwinter liegt über dem Pol ein Kaltlufttropfen mit Temperaturen im Bereich von  $-70^\circ\text{C}$  oder darunter während sich über dem nördlichen Pazifik ein Warmlufttropfen mit Temperaturen oberhalb  $-40^\circ\text{C}$  ausgebildet hat. Mit zunehmender Tageslänge und steigendem Sonnenstand dehnt sich der Warmlufttropfen aus während der kalte Tropfen schrumpft. Der Warmlufttropfen erreicht seine maximale Ausdehnung im Juli zur Zeit des höchsten Sonnenstands; er liegt dann ziemlich genau zentriert über dem Pol. Mit abnehmender Tageslänge und geringerem Sonnenstand schrumpft der Warmlufttropfen und es bildet sich im November über Sibirien eine Kaltluftblase, die bis zum Pol reicht und im Januar den über dem Pol liegenden Kaltlufttropfen bildet. Ein Beobachter am Pol sieht daher im Gegensatz zum äquatorialen Beobachter einen ausgeprägten Jahresgang in der Temperatur der unteren Stratosphäre.

Im rechten Teil von Abb. 6.2 betrachten wir die Temperaturverteilung auf der 30 hPa-Fläche, d.h. im Bereich des Maximums der Ozonschicht. Insbesondere in niedrigen Breiten sind die Temperaturen hier deutlich höher als auf der 100 hPa-Fläche und es zeigt sich eine, wenn auch schwache jahreszeitliche Variation der Temperatur mit niedrigeren Temperaturen um Winter und höheren Temperaturen im Sommer. In hohen Breiten zeigt sich im Winter wieder der polare Kaltlufttropfen, hier sogar stärker ausgeprägt als in geringeren Höhen. Auch der Warmlufttropfen über dem nördlichen Pazifik ist im Winterhalbjahr zu erkennen. Der Vergleich der beiden Druckniveaus zeigt, dass sich das Temperaturmuster von der unteren in

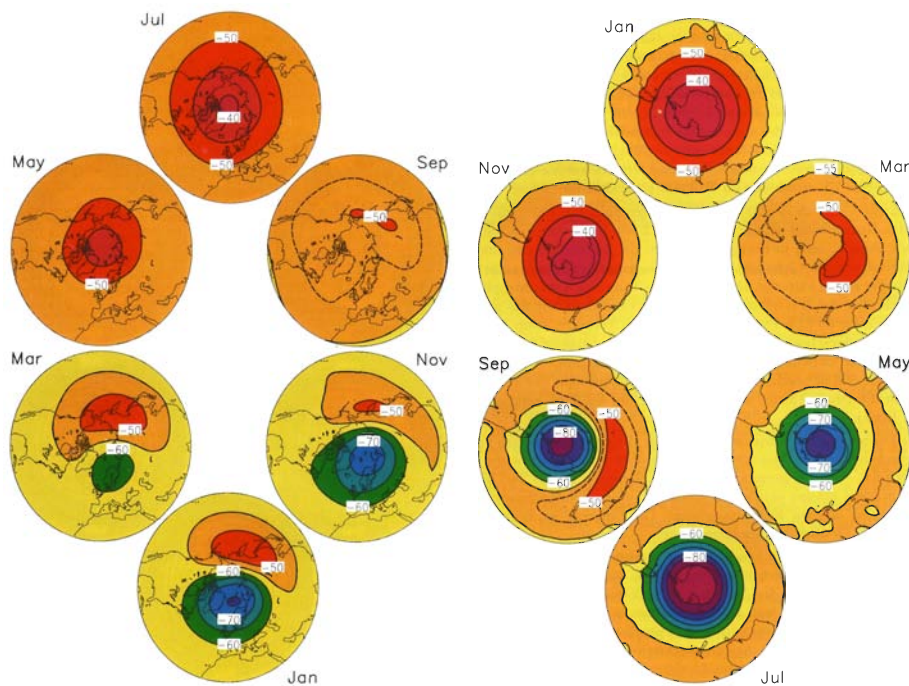


Abbildung 6.3: Temperaturverteilungen in der Stratosphäre auf der 30 hPa-Fläche zu verschiedenen Monaten im Jahr (Monatsmittel gemittelt über den Zeitraum 1965–1995), jeweils von 20° geographischer Breite polwärts betrachtet. Links: 30 hPa Fläche auf der Nordhalbkugel; Rechts: 30 hPa Fläche auf der Südhalbkugel [183]

die mittlere Stratosphäre fortsetzt.

Auf der Südhemisphäre ist die Temperaturverteilung weniger komplex. Im rechten Teil von Abb. 6.3 ist dazu die Temperaturverteilung auf der 30 hPa-Fläche gezeigt; die Monate sind gegenüber den anderen beiden Teilabbildungen um ein halbes Jahr verschoben, so dass das untere Teilbild wieder den lokalen Winter zeigt, das obere den lokalen Sommer. Die wichtigsten Eigenschaften dieses Temperaturmusters sind die annähernd zonale Temperaturverteilung und die deutlich geringeren Temperaturen in der polaren Winterstratosphäre. Dieses zonale Muster reflektiert die Tatsache, dass auf der Südhemisphäre auf Grund der fehlenden orographischen Hindernisse die Strömungen im wesentlichen zonal verlaufen und kein meridionaler Austausch stattfindet. Daher kann es im Südwinter über dem Südpol auch wesentlich kälter werden als dies im Nordwinter über dem Nordpol der Fall ist. Diese Asymmetrie ist der Grund dafür, dass es auf der Südhemisphäre ein Ozonloch gibt, auf der Nordhemisphäre dagegen nicht.

### 6.1.3 Meridionalzirkulation

Als treibende Kraft der troposphärischen Meridionalzirkulation haben wir in Kap. 3 den Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol kennen gelernt. Eine Fortsetzung dieses troposphärischen Zirkulationsmusters in die Stratosphäre müssen wir nicht notwendigerweise erwarten: die Tropopause ist eine Inversion, so dass wir keinen Materietransport über diese erwarten sollten. Allerdings hat bereits 1929 Dobson auf der Basis früherer Ozonmessungen für eine Meridionalzirkulation auch in der Stratosphäre argumentiert: Ozon wird in der tropischen Stratosphäre gebildet. Das in den mittleren und hohen Breiten beobachtete Ozon muss irgendwie dahin kommen. Diese Brewer–Dobson-Zirkulation ist in Abb. 6.4 dargestellt: die Luft steigt über den Tropen, etwas verschoben auf die Sommerhemisphäre, auf. Damit liegt der Antrieb, wie bei der troposphärischen Meridionalzirkulation. Die Fortsetzung dieses Musters

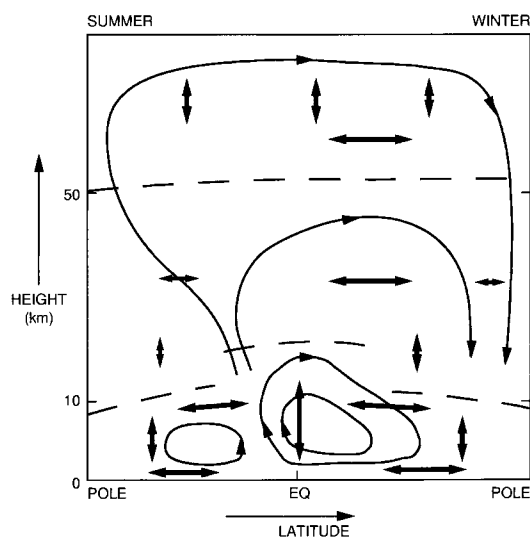


Abbildung 6.4: Meridionalzirkulation in der Stratosphäre, [183] basierend auf WMO

unterscheidet sich jedoch deutlich von dem auch im unteren Teil der Abbildung angedeuteten troposphärischen Muster: im wesentlichen bildet sich eine Zirkulationszelle in Richtung auf den Winterpol aus. Der Sommerpol wird nur in größeren Höhen mit ozonreicher äquatorialer Luft versorgt, da sich die aufsteigende Luft in der Sommerhemisphäre bis in große Breiten ausdehnt.

Die Brewer–Dobson-Zirkulation ist für den Transport aller langlebigen Spurenstoffe, also auch der FCKWs, in der Stratosphäre verantwortlich. Diese Spurenstoffe gelangen insbesondere in den Tropen und Subtropen mit dem aufsteigenden Zweig der Hadley-Zirkulation z.B. in Gewittern bis in die Stratosphäre. Die Tatsache, dass die stratosphärische Meridionalzirkulation sich auf einen einzelnen Wirbel beschränkt, erklärt auf einfache Weise, warum die auf der nördlichen Hemisphäre erzeugten FCKWs in die Antarktis gelangen können.

#### 6.1.4 QBO

Die ungefähr zweijährige Schwingung (Quasi-biennial Oscillation QBO) ist ein Phänomen der tropischen Stratosphäre: in den 1950ern zeigten Radiosondenaufstiege, dass statt der erwarteten Ostwinde (Krakatau-Ostwinde) plötzlich Westwinde in der tropischen Stratosphäre vorherrschten. Ein Jahreszyklus ließ sich nicht identifizieren, die Winde wechselten einfach. Beobachtungen über einen längeren Zeitraum zeigten jedoch, dass dieser Wechsel nicht mit den Jahreszeiten zusammen hängt sondern ungefähr alle zwei Jahre erfolgt: die ungefähr zweijährige Schwingung oder QBO.

Abbildung 6.5 zeigt die zonalen Winde in der äquatorialen Stratosphäre für den Zeitraum von 1953 bis 1998; Westwindphasen (West-QBO) sind grau hinterlegt. Labitzke [183] fasst die auch in dieser Abbildung offensichtlichen typischen Merkmale der QBO wie folgt zusammen:

- die Ost- und Westwindphasen setzen sich mit der Zeit von oben nach unten durch mit einer mittleren Geschwindigkeit der absinkenden Scherungszone von ungefähr 1 km/Monat.
- die Westwinde setzen sich zeitlich und räumlich schneller durch als die Ostwinde (Asymmetrie der Scherungszonen)
- beim Übergang von West- zu Ostwinden wird zwischen 30 hPa und 50 hPa häufig eine zusätzliche Verzögerung beobachtet; dieser Übergang erfolgt in der unteren Stratosphäre bevorzugt im Nordsommer (Kopplung an den Jahresgang).
- Die mittlere Periode beträgt in allen Schichten 28 Monate.
- In den oberen Schichten ist die Ostwindphase länger als die Westwindphase; in den unteren Schichten ist es umgekehrt.
- Das Ostwindmaximum ist stärker als das Westwindmaximum und die Ostwinde nehmen mit der Höhe stärker zu.

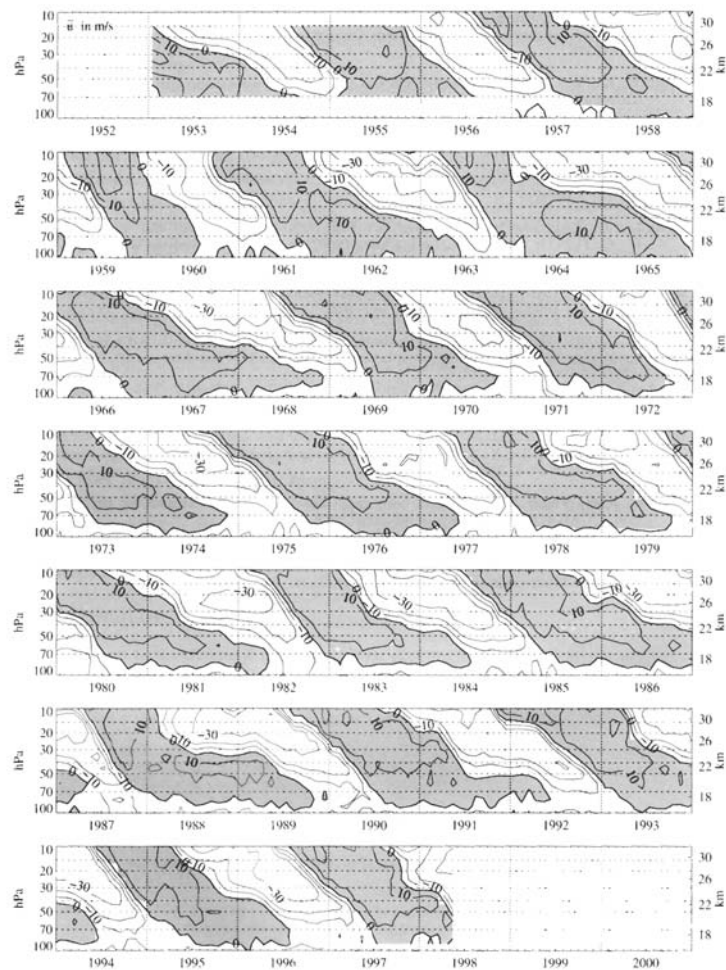


Abbildung 6.5: Quasi-biennial Oscillation QBO: mittlere zonale Windgeschwindigkeit in der tropischen Stratosphäre [183]

- Das Maximum der Amplitude liegt bei 20 hPa und beträgt dort im Mittel für die Ostwinde 30 m/s und für die Westwinde 15 m/s.

Die heute akzeptierte Erklärung der QBO beginnt mit einem scheinbaren Widerspruch: Ursache der QBO sind demnach Schwerewellen<sup>3</sup> in der tropischen Troposphäre, die sich nach oben ausbreiten. Auf den ersten Blick unerwartet: da die Scherzone absinkt, würde man eher eine sich von oben nach unten ausbreitende Ursache erwarten. Abwärts propagierende Mechanismen sind jedoch nicht in der Lage, die für die Beschleunigung des zonalen Windes benötigte Energie bereit zu stellen.

Beginnen wir also mit propagierenden Wellen, die in der tropischen Troposphäre angeregt wurden. Diese breiten sich nach oben aus; in der Stratosphäre werden sie gedämpft. Dabei wird ihr horizontaler Impuls auf den zonalen Wind übertragen und beschleunigt diesen. Die turbulente Dissipation von Schwerewellen und damit die Windbeschleunigung hängen vom zonalen Grundstrom ab. In Westwinden breiten sich westwärts wandernde Wellen ungestört aus während die ostwärts wandernden gedämpft werden und damit den vorherrschenden Westwind verstärken; in Ostwinden entsprechend umgekehrt.

Die Schwingung des zonalen Windes in der QBO entsteht durch das Zusammenspiel von ost- und westwärts wandernden Wellen. In einer bereits vorhandenen Westphase verstärken ostwärts wandernde Wellen den Westwind weiter, so dass dessen Maximum absinkt. Westwärts wandernde Wellen dagegen passieren das Westwindgebiet unbeeinträchtigt. Weiter oben sind

<sup>3</sup>Schwerewellen sind gravitative Wellen: ein Luftpaket wird aus seiner Ruhelage ausgelenkt, die rückstellende Kraft ist die Gravitationskraft. Einige kurze Anmerkungen zu Schwerewellen finden Sie in Abschn. ??.

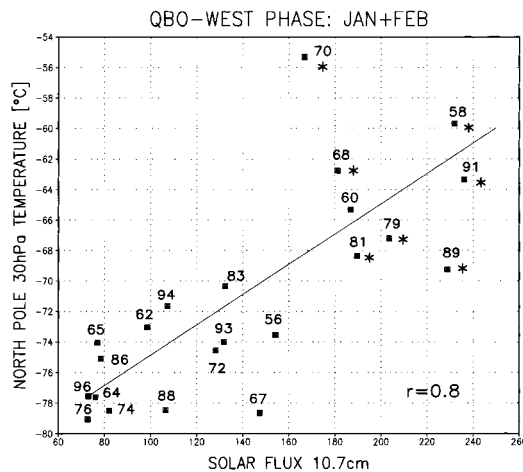


Abbildung 6.6: Zusammenhang der 30 hPa-Temperaturen am Nordpol im Januar/Februar mit der Sonnenaktivität für Jahre mit Westphase der QBO [183]

die ostwärts wandernden Moden dann bereits weitestgehend dissipiert und der zunächst geringe östliche Impulsübertrag der westwärts wandernden Wellen reicht aus, um den Westwind abzubremsen und schließlich in Ostwind umschlagen zu lassen. Durch die erhöhte Absorption dieser Wellen verstärkt sich die so gebildete Ostphase und sinkt ihrerseits ab, bis sie das darunter liegende Westwindregime abgelöst hat. Mit dem Abnehmen des Westwindes in der unteren Stratosphäre werden nun die ostwärts gerichteten Wellen weniger gedämpft. Sie breiten sich in größere Höhen aus und verstärken dort anfangs die Ostphase. Dadurch sinkt das Maximum des Ostwindes ab und wir sind, wenn auch mit umgekehrter Richtung, wieder am Anfang dieses Absatzes.

Die QBO scheint in der Lage zu sein, auch die Aktivität der planetaren Wellen zu beeinflussen: bei einer West-QBO finden sich vom Polargebiet bis zu den Tropen Westwinde, so dass sich die Form der planetaren Welle ausbreitet, die zu einem kalten und stabilen Polarwirbel führt. Diese Zusammenhänge sind bisher noch wenig dokumentiert; allerdings werden sie als wichtig anerkannt, so dass der Einbau der QBO in Klimamodelle ein aktuelles Problem in der Verbesserung derartiger Modelle ist.

Die QBO hat jedoch anscheinend auch im Bereich der Solar-Terrestischen Beziehungen eine gewisse Bedeutung. Vergleicht man die Stratosphärentemperatur mit einem Maß der Sonnenaktivität, z.B. der 10.7 cm Radiowelle, so zeigt sich ein Sternenhimmel: der Radiofluss kann um einen Faktor von fünf über den Solarzyklus schwanken, die Januar-Temperaturen auf der 30 hPa-Fläche variieren in der Zeit zwischen  $-55^{\circ}$  und  $-81^{\circ}\text{C}$  – allerdings ohne jeglichen Zusammenhang. Beschränkt man sich in diesem Datensatz jedoch auf die Jahre mit West-QBO, so ergibt sich das in Abb. 6.6 gezeigte Resultat: mit zunehmender solarer Aktivität steigt die Stratosphärentemperatur. Die mit einem Stern markierten Ereignisse sind Major Midwinter Warmings, hier steigt die Stratosphärentemperatur durch den Zusammenbruch eines Zirkulationssystems mitten im Winter abrupt an. Aus der Abbildung folgert Labitzke: bei West-QBO ist, wie bereits oben diskutiert, der Polarwirbel stabiler und die Stratosphäre verhält sich gemäß Lehrbuch. Dies scheint im solaren Minimum auch der Fall zu sein. Im solaren Maximum dagegen kann dieser Wirbel jedoch auch bei West-QBO durchbrochen werden, so dass es zu einem Major Midwinter Warming kommt, da wärmere Luft aus niedrigeren Breiten zugeführt wird.

## 6.2 Ozon und Ozonchemie

In Abschn. 5.7.1 haben wir im Zusammenhang mit Fremdstoffeinträgen in die Atmosphäre bereits gesehen, dass einige Stoffe wie die FCKWs in der Atmosphäre über lange Zeiträume unverändert erhalten bleiben, während andere Stoffe in wässriger Lösung als Saurer Regen ausgewaschen werden können (Stickoxide, Schwefeldioxid) oder in die Chemie der Atmo-

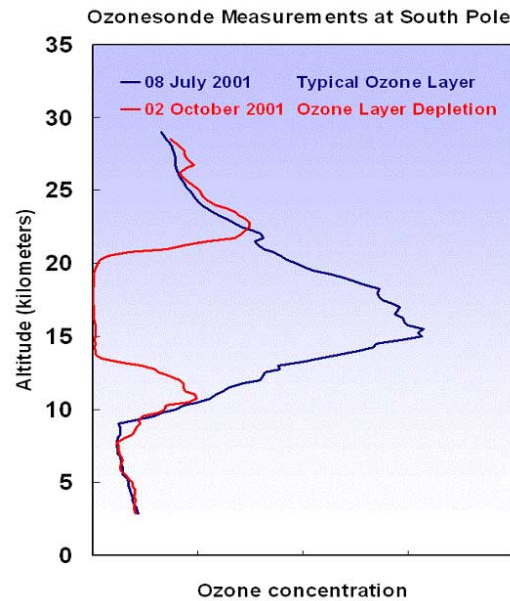


Abbildung 6.7: Höhenprofile des Ozonabbaus über dem Südpol, Messungen durch Ozonosonde, [http://www.oar.noaa.gov/climate/t\\_ozonelayer.html](http://www.oar.noaa.gov/climate/t_ozonelayer.html)

sphäre eingreifen. In diesem Abschnitt wollen wir nur zwei Aspekte der Chemie der Atmosphäre behandeln: Ozon soll das Hauptthema des Abschnitts bilden. Dabei ist zu unterscheiden zwischen dem troposphärischen Ozon, das infolge der zunehmenden Luftverschmutzung in seiner Konzentration ebenfalls ansteigt, und dem stratosphärischen Ozon, das aufgrund des Eintrages von FCKWs in seiner Konzentration abnimmt (allgemeine Abnahme zuzüglich des im Frühjahr plötzlich auftretenden Ozonlochs). Die direkte Bedeutung des Ozons für den Treibhauseffekt soll ebenso diskutiert werden wie seine mögliche Rolle in Rückkopplungsmechanismen im Zusammenhang mit dem Treibhauseffekt. Zum Ende dieses Abschnitts soll kurz auf die allgemeine Chemie der Atmosphäre eingegangen werden, hier insbesondere auf die Bedeutung des Hydroxyl-Radikal als Saubermann der Atmosphäre.

### 6.2.1 Ozon

Ozon ist ein stechend riechendes Gas, sein Name leitet sich von dem griechischen Wort  $\text{o}\zeta\epsilon\upsilon\upsilon$  = riechen her. Der Ozongeruch dürfte dem Menschen schon lange bekannt sein, da er oft nach Blitzeinschlägen wahrgenommen werden kann. Allerdings wurde dieser Geruch lange Zeit irrtümlich dem Schwefel zugeschrieben. Erste Berichte über Ozon liegen seit 1785 vor, als Ozongeruch bei der Bildung elektrischer Funken in der Nähe von Elektrisiermaschinen wahrgenommen wurde. Auch bei der Elektrolyse von Wasser oder der Oxydation von Quecksilber wurde dieser Geruch bemerkt. 1839 gab Schönbein der damals noch unbenannten Substanz ihren Namen in einem Bericht mit dem Titel 'Beobachtungen über den bei der Elektrolyse des Wassers und dem Ausströmen der gewöhnlichen Elektrizität aus Spitzen sich entwickelnden Geruch'.

Schönbein selbst glaubte noch, dass Ozon nur in Gegenwart von Stickstoff und Feuchtigkeit entstehen könne. Fischer (und nach ihm andere) zeigte jedoch bereits 1844, dass Ozon auch bei elektrischer Entladung in reinstem Sauerstoff gebildet werden kann. Damit muss Ozon eine Form des Sauerstoffs sein, die sich nur in der Anzahl der Moleküle vom normalen molekularen Sauerstoff  $\text{O}_2$  unterscheidet. Als naheliegendste Möglichkeit bietet sich hier ein triatomares Molekül  $\text{O}_3$  an.

#### Ozommessung

Bereits 1850 wurde, ebenfalls von Schönbein, ein chemisches Verfahren zum Nachweis von Ozon entwickelt. Es beruht auf der Reaktion von Kaliumjodid  $\text{KI}$  mit Ozon. Bei dieser Reak-

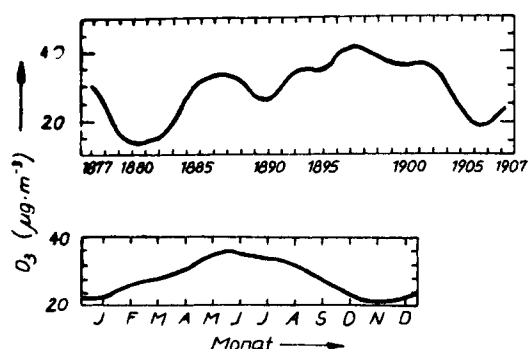


Abbildung 6.8: Bodennahes Ozon in Paris 1877 - 1907 und mittlerer Jahresgang der Ozonkonzentration (Bojkow, 1986, in [87])

tion wird Jod freigesetzt, das nachgewiesen werden kann. Dazu wird rotes Lackmuspapier mit Stärkekleister, dem Kaliumjodid zugesetzt ist, getränkt. Diese Teststreifen werden am Ort der Messung mit destilliertem Wasser angefeuchtet und für etwa 12 Stunden der Luft ausgesetzt. Durch Reaktionen mit dem in der Luft enthaltenen Ozon verfärbt sich der Teststreifen blau. Aus dem Vergleich mit einer Farbskala lässt sich die Ozonkonzentration bestimmen. Obwohl dieses Verfahren durch andere Umwelteinflüsse (Luftfeuchte, Luftbewegung, andere Oxidantien) relativ ungenau ist, hat es doch eine weite Verbreitung gefunden. Die längsten durchgehenden Messreihen mit solchen Papierstreifen sind die von Wien (1854–1920) und Athen (1901–1940).

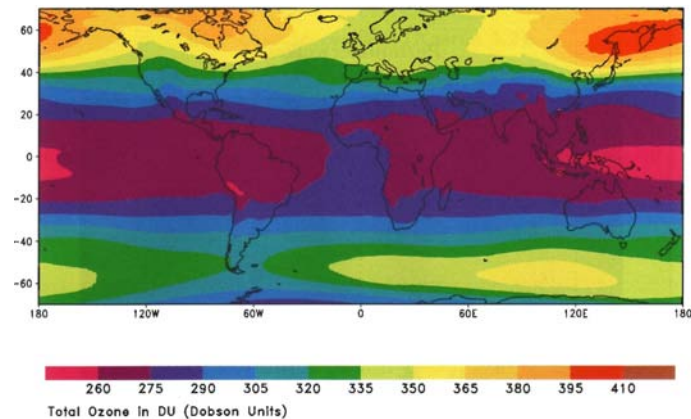
Als ein Beispiel für historische Langzeitmessungen am Ozon ist in Abb. 6.8 die Konzentration bodennahen Ozons in Paris für den Zeitraum 1877–1907 gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung ist der zu der damaligen Zeit bereits bekannte Jahresgang des bodennahen Ozons dargestellt. Dieses Beispiel zeigt deutlich die von Jahr zu Jahr variable Ozonkonzentration. Die Schwankungsbreite über den gesamten Zeitraum von 30 Jahren beträgt für das Jahresmittel ungefähr einen Faktor 2, die Schwankungen von Jahr zu Jahr sind geringer. Auch die jahreszeitliche Variation weist Schwankungen um einen Faktor 2 auf mit einem ausgeprägten Maximum in den Sommermonaten, insbesondere im Juni und Juli. Zu dieser Zeit steht die Sonne am höchsten und die Sonnenscheindauer ist maximal, so dass die Photochemie der Atmosphäre besonders aktiv ist.

In der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts führten spektroskopische Untersuchungen zu der Vermutung, dass das Fehlen des kurzwelligen Anteils der solaren Einstrahlung mit Wellenlängen  $\lambda < 290$  nm auf Absorption von UV-Strahlung durch Ozon in den höheren Atmosphärenschichten zurückzuführen ist. 1925 begann Dobson mit einem Fery-Spektrometer die ultraviolette Sonnenstrahlung zu vermessen (daher ist die heutige Einheit für die Stärke der Ozonschicht das Dobson). Das Messprinzip beruht auf der Abschwächung der einfallenden Strahlung aufgrund des Bougert–Lambert–Beerschen Gesetzes (5.9). Um die Abschwächung zu bestimmen, müsste man eigentlich die Intensität der einfallenden UV-Strahlung am oberen Rand der Atmosphäre und am Boden bestimmen. Da aber kein Maß für die Intensität der Sonnenstrahlung oberhalb der Erdatmosphäre vorliegt, muss man sich ein alternatives Vergleichsmaß suchen. Dazu wird die Intensität in zwei verschiedenen sehr schmalen Frequenzbereichen betrachtet, die so gewählt sind, dass ein Frequenzband eine starke Absorption durch Ozon erfährt, das andere jedoch eine deutlich geringere. Damit lassen sich relative Intensitäten bilden und zu den Verhältnissen von Absorptions- und Streukoeffizienten in Beziehung setzen. Für die Strahlungsströme in den beiden Frequenzbanden an der Oberkante der Atmosphäre wird das sich bei einem schwarzen Strahler ergebende Verhältnis angenommen.

Dieses spektroskopische Messverfahren hat gegenüber dem chemischen Verfahren den Vorteil, dass man Ozon auch in Bereichen messen kann, in denen das Anbringen des Teststreifens schwierig wäre (das betrifft hier insbesondere das stratosphärische Ozon). Ferner ist zu bedenken, dass dieses Verfahren die Ozonkonzentration entlang des Sehstrahls integriert, d.h. es wird die Gesamtozonsäule gemessen. Wollen wir auf diese Weise den stratosphärischen Ozongehalt bestimmen, so muss der troposphärische Ozongehalt separat bestimmt und sub-



Abbildung 6.9: Globale Verteilung der Ozon-Gesamtsäule aus Messungen von TOMS [183]



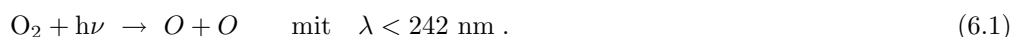
trahiert werden. Spektroskopische Messungen der Gesamtozonkonzentration vom Boden aus sind heute ein an vielen Orten routinemäßig durchgeführtes Verfahren.

Einen besseren Überblick auch in schwer zugänglichen Regionen und Informationen über die globale Verteilung des Ozons erhält man durch Messungen von Satelliten aus. Bekanntestes Instrument ist TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer) auf dem Wettersatelliten Nimbus 7; das Instrument war lange Zeit ein Standard-Messinstrument und wurde in der Folge auch auf weiteren Wetter- und Atmosphärensatelliten eingesetzt – moderne Instrumente wie SCIAMACHY können zwar wesentlich mehr, sind aber zu teuer und zu groß um für langdauernde Routinemessungen eingesetzt zu werden. Das Instrument misst, wie sein Name schon sagt, die Gesamtozonsäule, d.h. die Summe über stratosphärisches und troposphärisches Ozon. Andere Satelliteninstrumente vermessen nicht die Gesamtozonsäule sondern erstellen einen vertikalen Verlauf der Ozonkonzentration. Für diagnostische Zwecke ist die Gesamtozonsäule wesentlich einfacher und übersichtlicher zu handhaben, für das Verständnis der Ozonabbaureaktionen dagegen erweist sich die Kenntnis des vertikalen Profils als besonders wichtig (s.u.).

Abbildung 6.9 zeigt ein Beispiel für eine Satellitenmessung: die globale Verteilung der Gesamtozonsäule im Jahresmittel für den Zeitraum 1979–1992, gemessen mit TOMS.<sup>4</sup> Das Minimum der Ozonkonzentration findet sich in den Tropen: zwar ist hier auf Grund der hohen UV-Strahlung die Ozonproduktion am größten, jedoch baut diese UV-Strahlung auch Ozon ab und die Meridionalzirkulation sorgt ebenfalls für eine Reduktion des Ozons. Geht man zu höheren Breiten, so wird die Ozonsäule größer – eine Folge des meridionalen Transports.

## 6.2.2 Ozonchemie

Ozon ist ein dreiatomiges Sauerstoffmolekül, das hauptsächlich unter dem Einfluss der solaren UV-Strahlung in größeren Höhen in der Atmosphäre gebildet wird. Ausgangsstoff sind normale Sauerstoffmoleküle, die durch UV-Einstrahlung (in der Troposphäre auch durch chemische Reaktionen) aufgespalten werden:



Ozon entsteht, wenn sich diese Sauerstoffatome an normale Sauerstoffmoleküle anlagern. Dazu ist für die Impulserhaltung ein Stoßpartner  $M$  notwendig:



<sup>4</sup>Die Abbildung zeigt damit natürlich auch den Vorteil der Satellitenmessung: selbst wenn wir mit einem Radiosondenaufstieg wesentlich mehr über das lokale Ozon erfahren (vertikales Profil!), fehlt die globale Information – was wiederum zum Verständnis der Transportprozesse unerlässlich ist. Ein Beispiel für ein modernes Ozoninstrument, das auch eine größere Zahl anderer Spurengase misst, ist SCIAMACHY; für nähere Informationen ist auf die entsprechende Webseite verwiesen: <http://www.sciamachy.de/>.

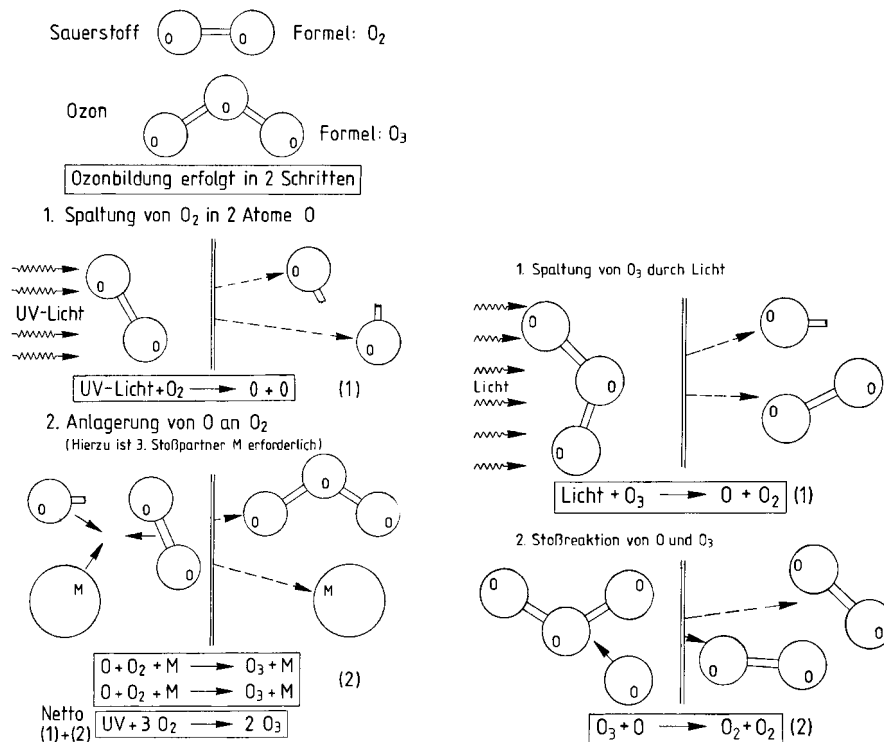
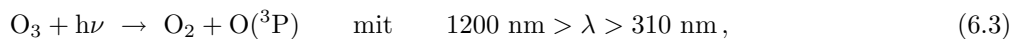


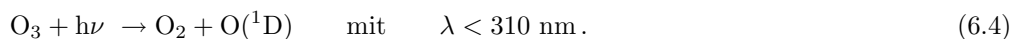
Abbildung 6.10: Links: Schematische Darstellung der Ozonbildung. Rechts: Schematische Darstellung der Ozonzerstörung in einer reinen Sauerstoff-Atmosphäre [84]

Als Stoßpartner kommen dabei in der Regel molekularer Sauerstoff O<sub>2</sub> und Stickstoff N<sub>2</sub> in Frage. Abbildung 6.2 fasst im linken Teil diese Schritte auf dem Weg zur Ozonbildung in einem einfachen Schema zusammen.

Der Abbau von Ozon erfolgt durch Photolyse (6.3 und 6.4) oder Stoßreaktion (6.5). Da die Bindungsenergie des Ozons nur 1/5 der des Sauerstoffmoleküls beträgt, erfolgt die Photolyse bei Wellenlängen bis 1200 nm. Dabei lassen sich, je nach der Wellenlänge des Lichtes, zwei Fälle unterscheiden:



d.h. beim Ozonabbau durch relativ langwelliges, also im wesentlichen sichtbares Licht ist der gebildete atomare Sauerstoff im Grundzustand (<sup>3</sup>P). Bei Ozonabbau mit kurzwelligem Licht dagegen befindet sich der gebildete atomare Sauerstoff im angeregten Zustand (<sup>1</sup>D):



Letzterer Reaktion, bei der angeregte Sauerstoffatome entstehen, ist für die weitere Chemie der Ozonschicht, die Radikalbildung aus Spurengasen, von Bedeutung (vgl. Abschnitt 6.3.3). Ein anderer Prozess des Ozonabbaus ist die Stoßreaktion



die aber nur mit etwa 5-10% am Abbau der Ozonschicht beteiligt ist. Das bedeutet, dass der hauptsächliche Abbau der Ozonschicht genau wie ihre Bildung durch (6.1) am Tage erfolgt. Die Abbaureaktion durch Stoß ist schematisch im rechten Teil von Abb. 6.10 dargestellt.

Die oben beschriebenen Ozonbildungs- und -abbaureaktionen können in einem gewissen Sinne auch als die natürliche Ozonchemie bezeichnet werden. Im Zusammenhang mit dem Ozonloch und der abnehmenden Dicke der Ozonschicht werden wir noch andere Reaktionen kennen lernen, an denen Spurengase anthropogenen Ursprungs beteiligt sind. Auch in der

Troposphäre ist Ozon vorhanden, hier als Folge des Eintrages von Stickoxiden, d.h. Ozon bildet einen Teil der anthropogenen Umweltbelastung (vgl. Abschn. 5.7.1 für einen kurzen Überblick, Abschn. 6.2.5 für eine genauere Betrachtung der beteiligten Reaktionen).

### 6.2.3 Stratosphärisches Ozon: Ozonschicht

Die Ozonschicht ist das vorherrschende Merkmal der Stratosphäre. So ist die Energiebilanz der Stratosphäre praktisch vollständig bestimmt durch Absorption von UV-Strahlung durch Ozon und Emission von langwelliger Strahlung durch  $O_3$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$  und FCKWs. Da in dieser Schicht der Einfluss der Sonne wesentlich direkter ist als in den darunter liegenden Schichten und die lebenswichtige Ozonschicht in dieser Schicht liegt, ist es hier wichtig die natürlichen Variationen in der Stärke der Ozonschicht von den systematischen, anthropogen bedingten Veränderungen zu unterscheiden.

Die Ozonschicht ist in jüngster Zeit aus zwei Gründen in das Interesse der Öffentlichkeit gerückt: zum einen nimmt die Ozonkonzentration in der Stratosphäre insgesamt ab, und zum anderen bildet sich im südlichen Frühjahr über der Antarktis eine plötzliche starke Abnahme des Ozons aus (Ozonloch). Ziel dieses Abschnittes ist es, die Ausbildung einer Ozonschicht in der 'ungestörten' Stratosphäre zu verstehen und dann die beiden erwähnten Veränderungen mit dem natürlichen Verhalten der Ozonschicht in Beziehung zu setzen.

#### Ausbildung eines Schichtprofils

Im voran gegangenen Abschnitt haben wir die Grundzüge der Bildung und des Abbaus von Ozon in einer relativ ungestörten Atmosphäre kennen gelernt. In diesem Abschnitt wollen wir versuchen, für diese vereinfachte Chemie (sie entspricht der Chemie in einer reinen Sauerstoffatmosphäre) eine einfache Beschreibung der Ozonschicht in der Stratosphäre zu entwickeln. Dazu werden wir ein einfaches Schema für die Ozonbilanz aufstellen [50]. Als Abkürzungen bzw. charakteristische Größen für die relevanten Prozesse führen wir ein

$k_0$  die Erzeugungsrate für atomaren Sauerstoff (6.1),

$k_1$  die Reaktionsrate für die Ozonbildung (6.2),

$k_2$  die Reaktionsrate für den Ozonabbau durch photochemische Prozesse ((6.3) und (6.4)), die beiden Mechanismen werden hier nicht getrennt betrachtet, da es für diese einfache Bilanz unerheblich ist, ob der entstehende atomare Sauerstoff angeregt oder im Grundzustand ist,

$k_3$  die Reaktionsrate für den Stoßabbau von Ozon (6.5),

$[O]$  die Konzentration des atomaren Sauerstoffs, analog  $[O_2]$  die Konzentration des molekularen Sauerstoffs und  $[O_3]$  die Konzentration des Ozons, und

$[M]$  die Konzentration der Stoßpartner.

Die Änderung der Ozonkonzentration setzt sich dann zusammen aus der Ozonbildung, dem Abbau von Ozon durch photochemische Prozesse, und dem Stoßabbau:

$$\frac{d[O_3]}{dt} = k_1[O][O_2][M] - k_2[O_3] - k_3[O][O_3]. \quad (6.6)$$

Darin hängt die Ozonbildung (6.2) ab von der Konzentration  $[O]$  von atomarem Sauerstoff, der Konzentration  $[O_2]$  von molekularem Sauerstoff und der Konzentration  $[M]$  der Stoßpartner sowie der Reaktionsrate  $k_1$  für die Ozonbildung. Die beiden Abbauprozesse hängen ab von der Ozonkonzentration  $[O_3]$  und den entsprechenden Reaktionsraten sowie beim Stoßabbau von der Konzentration des Stoßpartners  $[O]$ .

Die Änderung der Konzentration des atomaren Sauerstoffes ergibt sich aus der Erzeugung des atomaren Sauerstoffes durch UV-Einstrahlung (6.1), den Verlusten durch Ozonbildung beim Stoß mit  $O_2$  (6.2) und dem Ozonabbau durch Stoß (6.5), sowie der Bildung atomaren Sauerstoffes beim photochemischen Abbau von Ozon ((6.3) und (6.4)):

$$\frac{d[O]}{dt} = k_0[O_2] - k_1[O][O_2][M] - k_3[O][O_3] + k_2[O_3]. \quad (6.7)$$

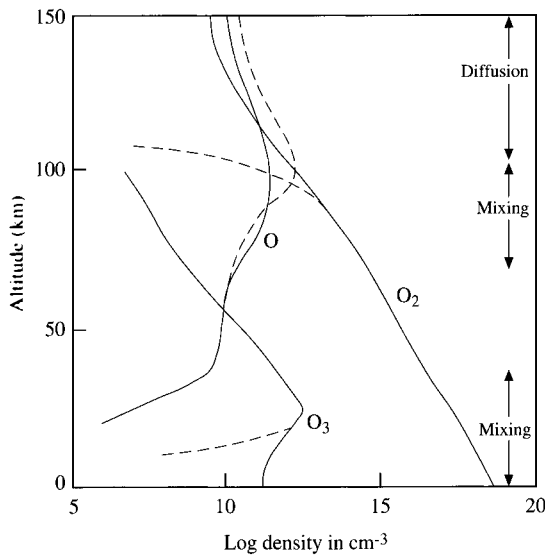


Abbildung 6.11: Höhenverteilung von Ozon, atomarem und molekularem Sauerstoff [323]

Beachte, dass die letzten beiden Terme auch in (6.6) vorkommen, die Rate für Stoßabbau mit gleichem Vorzeichen, die Rate für Photodissoziation mit entgegengesetztem Vorzeichen, da jedes gespaltene  $O_3$  ein Sauerstoffatom freisetzt.

An den beiden Reaktionen ‘Erzeugung atomaren Sauerstoffes’ (6.1) und ‘photochemischer Ozonabbau’ (6.3, 6.4) sind Photonen beteiligt. Die Intensität dieser Photonen sei  $I_0$  für die Erzeugung atomaren Sauerstoffes und  $I_2$  für den photochemischen Abbau, die zu diesen Reaktionen gehörigen Wirkungsquerschnitte seien dann entsprechend  $\sigma_0$  und  $\sigma_2$ . Damit gilt für die Erzeugung von atomarem Sauerstoff:

$$k_0[O_2] = 2[O_2]\sigma_0 I_0(z) \quad (6.8)$$

und für den Abbau von Ozon:

$$k_2[O_3] = \sigma_2 I_2(z)[O_3] . \quad (6.9)$$

Im Gleichgewichtsfall sollten die linken Seiten der beiden Gleichungen (6.6) und (6.7) jeweils Null werden. Addiert man die beiden Gleichungen, so ergibt sich

$$k_0[O_2] = 2\sigma_0 I_0[O_2] = 2k_3[O][O_3] , \quad (6.10)$$

d.h. es lassen sich zwei gekoppelte Gleichungen für die Konzentration des Ozon und des atomaren Sauerstoffs formulieren:

$$[O] = \frac{\sigma_0 I_0[O_2]}{k_3[O_3]} \quad (6.11)$$

und durch Einsetzen in (6.7)

$$[O_3] = \frac{k_1[O][O_2][M]}{k_3[O] + \sigma_2 I_2} . \quad (6.12)$$

Diese gekoppelten Gleichungen lassen sich numerisch lösen. Die Konzentration des molekularen Sauerstoffs  $O_2$  ebenso wie der Stoßpartner  $M$  bestimmt man dabei gemäß der barometrischen Höhenformel (B.8). Abbildung 6.11 zeigt ein Beispiel für die Höhenabhängigkeit der Konzentration von atomarem Sauerstoff, molekularem Sauerstoff und Ozon, wie sie mit dem entsprechenden Modell berechnet wurde.

Eine einfache Abschätzung ergibt sich, wenn man berücksichtigt, dass die Strahlung  $I_2$ , die den Ozonabbau bewirkt, eine größere Wellenlänge hat, als die Strahlung  $I_0$ , die die Aufspaltung der Sauerstoffmoleküle und damit die Ozonbildung bewirkt. Die Atmosphäre absorbiert die kürzeren Wellenlängen, d.h. die energiereichere Strahlung, in größeren Höhen als die längeren Wellen. Damit ist die Konzentration des atomaren Sauerstoffs in kleineren Höhen

relativ gering (vgl. Abb. 6.11). Dann können wir bei der Bestimmung der Ozonkonzentration (6.12) den ersten Term im Nenner vernachlässigen, d.h. der Ozonabbau durch Stöße mit atomarem Sauerstoff ist gering, und es ergibt sich:

$$[\text{O}_3] = \frac{k_1[\text{O}][\text{O}_2][\text{M}]}{\sigma_2 I_2}. \quad (6.13)$$

Die Konzentration atomaren Sauerstoffs lässt sich dann gemäß (6.11) einsetzen und es ergibt sich:

$$[\text{O}_3] = \frac{k_1 \sigma_0 I_0 [\text{O}]^2 [\text{M}]}{k_2 \sigma_2 I_2 [\text{O}_3]} \quad (6.14)$$

und damit nach Auflösen für die Ozonkonzentration:

$$[\text{O}_3](z) = [\text{O}_2](z) \sqrt{\frac{k_1 \sigma_0 I_0(z) [\text{M}](z)}{k_2 \sigma_2 I_2(z)}}. \quad (6.15)$$

Daraus lässt sich ein typischer Verlauf für eine Schicht in Abhängigkeit von der Höhe abschätzen. Die Dichte von molekularem Sauerstoff und Stoßpartnern nimmt mit der Höhe gemäß der barometrischen Höhenformel ab, die Intensität der Strahlung dagegen nimmt mit der Höhe Frequenz abhängig zu, d.h. es ist ein Schichtmaximum zu erwarten (vgl. die Bildung einer Chapman-Schicht in der Ionosphäre in Abschn. 8.2.3).

Aus diesen Abschätzungen bzw. aus numerischen Rechnungen mit (6.11) und (6.12) lassen sich die wesentlichen Merkmale der Ozonschicht herleiten. Diese seien hier noch einmal zusammengefasst:

- Ozon erstreckt sich über einen Höhenbereich von mehr als 50 km,
- das Maximum der Ozonschicht liegt in einer Höhe von 25 km, da in geringeren Höhen die Konzentration an atomarem Sauerstoff zu gering ist, und in größeren Höhen der Anteil an molekularem Sauerstoff zu gering ist,
- nur etwa eins aus 100 000 Molekülen in der Ozonschicht ist auch wirklich ein  $\text{O}_3$ -Molekül,
- die gesamte Ozonmenge auf den Druck von 1 bar (also auf den Druck am Erdboden) gebracht, ergäbe eine Schichtdicke von 3 - 4 mm, d.h. Ozon ist wirklich nur ein Spurengas.

### Räumliche Verteilung stratosphärischen Ozons

Die Ozonkonzentration, wie z.B. durch (6.15) beschrieben, hängt stark von der einfallenden elektromagnetischen Strahlung ab, insbesondere von ihrem UV-Anteil. Damit ergibt sich eine komplexe Abhängigkeit von der Tages- und der Jahreszeit, von der geographischen Breite und vom Solarzyklus. Zusätzlich zu den strahlungsabhängigen Prozessen Erzeugung und Abbau wird die Ozonschicht lokal durch vertikale und horizontale Transportprozesse und den Eintrag von ozonzerstörenden Aerosolen und Spurengasen beeinflusst.

Abbildung 6.12 zeigt die breiten- und jahreszeitenabhängige Verteilung des Gesamtozongehaltes in der Atmosphäre. Die Gesamtozonschicht ist in der Nähe des Äquators wesentlich (30% gegenüber dem Südpol, fast 50% gegenüber dem Nordpol) dünner als in der Nähe der Pole; zwar erfolgt die Produktion von Ozon im wesentlichen in niedrigen Breiten, jedoch sind hier auch die Verluste am größten durch (a) photochemischen Abbau und (b) den Transport in höhere Breiten, vgl. z.B. Abb. 5.34. Auch ist die Ozonkonzentration am Äquator über das ganze Jahr nahezu konstant, während sich zu den Polen hin eine starke Abhängigkeit der Ozonkonzentration von der Jahreszeit zeigt: so ist die Ozonkonzentration in der Nähe des Nordpols im März am größten, in der Nähe des Südpols dagegen im November (d.h. jeweils zum Ende des Winters in der jeweiligen Hemisphäre). Diese jahreszeitliche Abhängigkeit entsteht durch die jahreszeitliche Variation der einfallenden solaren UV-Strahlung. Im Polarwinter, wenn überhaupt keine solare Strahlung einfällt, ergibt sich der Nettoeffekt einer Ozonzunahme (d.h. die Produktionsrate überwiegt die Abbaurate deutlich). Mit zunehmender solarer Einstrahlung wird der Abbau stärker und die Gesamtkonzentration nimmt ab.

Diese Betrachtung ist allerdings noch etwas vereinfacht, da wir die Veränderungen in der Ozonkonzentration nur durch photochemischen Ozonauf- und -abbau beschrieben haben.

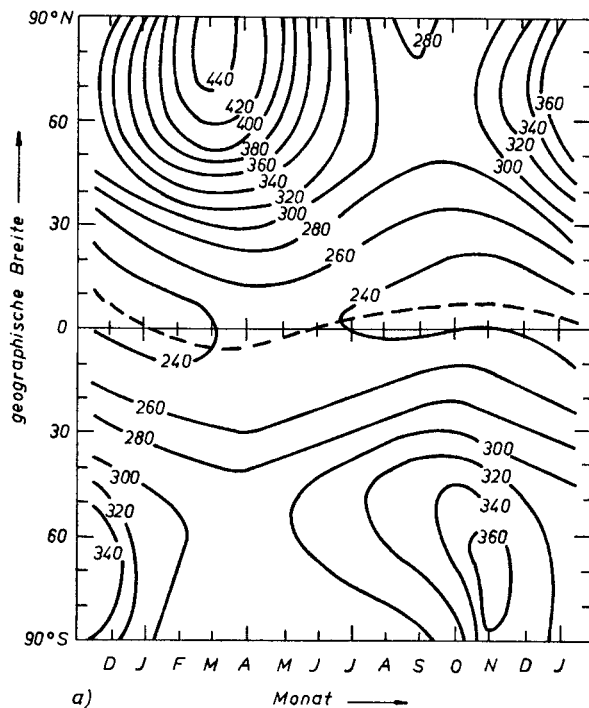


Abbildung 6.12: Jahreszeitliche und Breitenabhängige Verteilung des Gesamtzongehaltes in der Atmosphäre (gemittelt von 1957-1967) in Dobson-Einheiten (London et al., 1976, in [87])

Die Möglichkeit von Transportprozessen, d.h. der Zufuhr ozonreicher oder ozonarmer Luft haben wir dabei noch außer acht gelassen. Hieraus ergibt sich eine nicht nur von der Breite sondern auch von der Länge abhängige Verteilung des Ozongehaltes (vgl. Abbildung 1 in [182] für die Jahresmittelwerte von 1979–1992). Zirkulationsmuster scheinen auch für die unterschiedlichen Ozonkonzentrationen an Nord- und Südpol verantwortlich zu sein, wobei hier wohl insbesondere dem zirkumpolaren Wirbel auf der Südhalbkugel eine große Bedeutung zukommt. Die Meridionalzirkulation selbst bewirkt im wesentlichen eine Sommer-/Winter-Asymmetrie, nicht jedoch eine mittlere Nord-Süd-Asymmetrie.

Außer der Gesamtzonzsäule ändert sich auch die Höhenverteilung des Ozons mit der geographischen Breite. Abbildung 6.13 zeigt dazu die Höhenverteilung von Ozon im April (links) und Oktober (rechts) für verschiedene Breiten auf der Nordhemisphäre. Das Maximum der Ozonschicht liegt in Höhen von ca. 18 bis 25 km, wobei mit zunehmender geographischer Breite das Maximum in geringeren Höhen auftritt. Es zeigt sich für höhere Breiten wieder

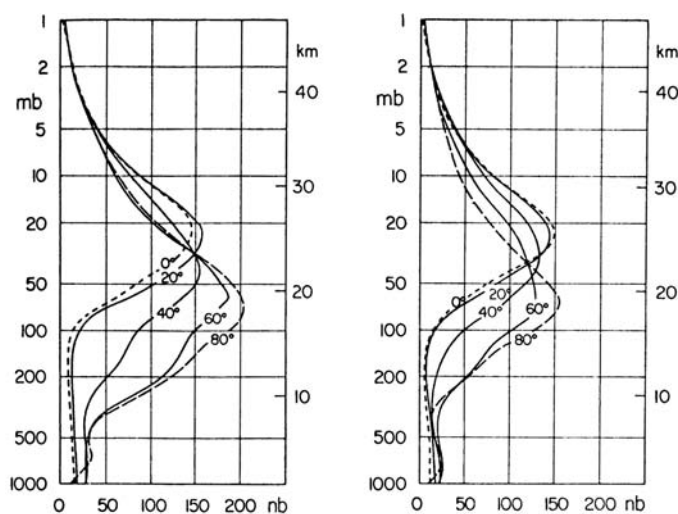


Abbildung 6.13: Mittlere Vertikalverteilung des Ozons für verschiedene geographische Breiten auf der Nordhemisphäre, links für April, rechts für Oktober [84]

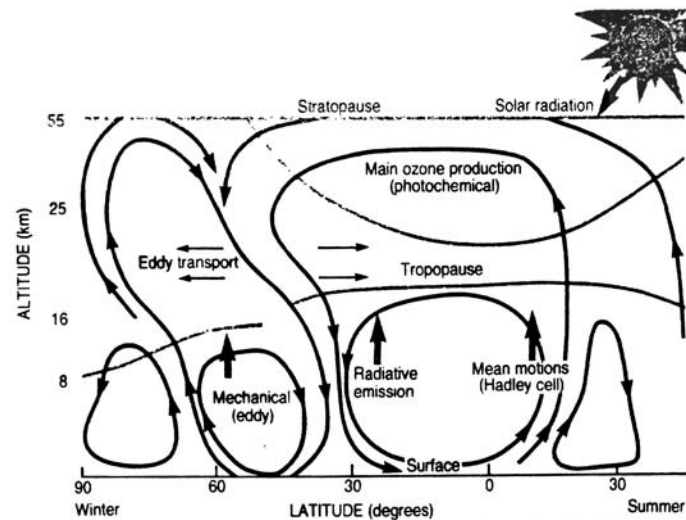


Abbildung 6.14: Kopplung von Strahlung und Dynamik in der Troposphäre und der Stratosphäre [243]

die bereits oben konstatierte jahreszeitliche Variation der Ozonschicht.

Diese Abbildungen lassen sich durch einige einfache Zusatzinformationen erklären. In der oberen Stratosphäre (40–50 km) benötigen die Reaktionen zur Bildung und Zerstörung des Ozons bis zur Einstellung eines Gleichgewichtszustandes weniger als einen Tag, in Bereichen von 30–40 km schon mehrere Tage und unterhalb von 30 km Wochen bis Monate. Kurzzeitige Änderungen der Ozonkonzentration in der unteren Stratosphäre erfolgen daher (außer im Ausnahmefall des Ozonloches, vgl. Abschn. 6.2.4) nicht durch photochemische Prozesse sondern durch atmosphärische Bewegungsvorgänge. Die atmosphärische Zirkulation, wie in Abb. 6.14 gezeigt, sorgt dafür, dass das in der mittleren Stratosphäre in tropischen Gebieten gebildete Ozon polwärts transportiert wird und dabei in tiefere Schichten gelangt. Hierbei spielen turbulente Prozesse eine größere Rolle als geordnete, großräumige Bewegungen. Aufgrund der unterschiedlichen Land-Meer-Verteilungen in den beiden Hemisphären unterscheiden sich die Zirkulationsprozesse auf der Nordhalbkugel von denen auf der Südhalbkugel, so dass auf der Nordhalbkugel in der Regel höhere Ozonwerte beobachtet werden. Im Jahresverlauf treten die höchsten Ozonwerte im Frühjahr auf, wenn die Transportprozesse besonders effektiv sind. Dabei findet ein, wenn auch nur geringer, Austausch zwischen der Stratosphäre und der Troposphäre statt.

Im Jahresgang der Ozonkonzentration ergibt sich noch ein bemerkenswertes Phänomen, das auch die Kopplung zwischen Ozon und Zirkulation verdeutlicht. Dabei handelt es sich um eine plötzliche Erwärmung der Stratosphäre (Sudden Stratospheric Warming). Zum Ende des Winters wird die über dem Nordpolargebiet während der Polarnacht abgekühlte Luft durch Schübe wesentlich wärmerer und ozonreicherer Luft aus niedrigen geographischen Breiten ersetzt (Erwärmung von bis zu 40 K innerhalb eines Tages). Dadurch bricht die stabile winterliche Westwindzirkulation in hohen Breiten zusammen und geht für einige Tagen bis Wochen in eine für den Sommer typische Ostwindzirkulation über. In den Ozonmessreihen in höheren Breiten zeigt sich dieser Effekt in einem plötzlichen starken Anstieg der Gesamtozonkonzentration. Bereits 1925 hatten Dobson und Harrison darauf hingewiesen, dass beim Durchgang eines Tiefdruckgebietes der Anstieg des Luftdrucks mit einem plötzlichen Anstieg des Ozongehalts in der Polarluftmasse um bis zu 30% verknüpft sein kann.

Auch dieses Beispiel der Sudden Stratospheric Warmings zeigt, dass man die Atmosphäre, egal ob Tropo- oder Stratosphäre, nicht nur lokal beschreiben darf, sondern dass Austausch- und Transportvorgänge die Eigenschaften der Atmosphäre zu einem großen Teil bestimmen.

### Abbau stratosphärischen Ozons

Vergleicht man die theoretischen Betrachtungen mit Messungen, so zeigt sich, dass die theoretischen Ergebnisse eine um ca. 30% zu dicke Ozonschicht liefern. Das bedeutet, dass entweder

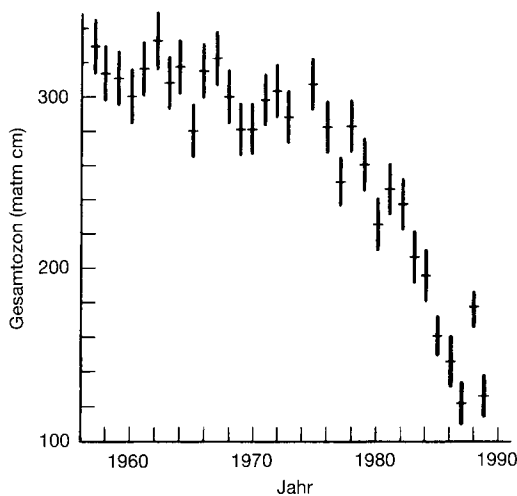
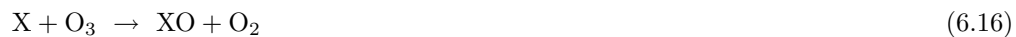


Abbildung 6.15: Veränderungen in der Gesamtozonkonzentration: Oktoberwerte (waagerechte Striche) und Wertebereich (vertikale Balken) für Ozonsäulen über der Station Halley-Bay (Antarktis) für die Jahre 1957 - 1989. Eine Schicht von 1 mm Dicke bei einem Druck von 1 atm und einer Temperatur von 273 K entspricht 100 matm cm ([111] nach Farman et al., 1985).

unser Modell sehr einfach und ungenau ist, oder aber, dass es noch weitere Prozesse gibt, die zu einem Abbau des Ozons führen können. Hier haben einige in die Stratosphäre eingebrachte Spurengase, meist anthropogenen Ursprungs, eine entscheidende Bedeutung. Besonders deutlich zeigt sich der Ozonabbau seit Anfang der achtziger Jahre. Abbildung 6.15 zeigt dazu die Oktobermittelwerte der Gesamtozonsäule über der Antarktis. Bis ca. 1978 sind die Werte nahezu konstant mit geringen Schwankungen von Jahr zu Jahr. Danach beginnen die Werte schnell und kontinuierlich abzusinken, im Jahr 1989 ist die Oktober-Ozonkonzentration um mehr als 2/3 abgesunken.

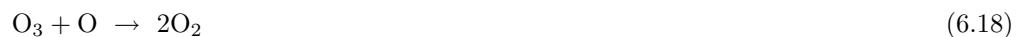
In diesem Abschnitt wollen wir auf einige der Ozonabbau-Reaktionen eingehen. An diesen Reaktionen wird auch der starke anthropogene Einfluss deutlich. Alle Ozonabbau-Reaktionen erfolgen nach einem einfachen Muster in einer zweistufigen Reaktionskette, die ungefähr geschrieben werden kann als:



und



Als Nettoreaktion ergibt sich dann wieder, wie auch beim Stoßabbau (6.11):



oder in etwas korrekterer Schreibweise



Das wichtigste Merkmal dieser Reaktionskette ist eine Eigenschaft der Substanz X, die diese Reaktionskette auslöst: X löst die Reaktion aus, nimmt auch an ihr teil, entsteht aber auch als Endprodukt wieder, d.h. X wirkt nur als ein Katalysator. Aufgrund dieser Eigenschaft werden die Moleküle, die die Ozonschicht angreifen, beim Ozonabbau nicht zerstört. Ein Molekül X kann damit über einen langen Zeitraum immer wieder Ozonmoleküle zerstören. Die Ozonchemie kann daher durch katalytische Abbauzyklen mit verschiedenen Substanzen X beschrieben werden.

Ozonzerstörende Moleküle sind hauptsächlich Radikale von in der Atmosphäre vorkommenden Spurengasen. Diese haben ihren Ursprung in der Troposphäre und werden durch Mischungsprozesse relativ langsam in die Stratosphäre eingetragen. Diese Gase werden häufig als Quellgase bezeichnet. Beispiele für die Ozonschicht zerstörende Quellgase sind Lachgas  $NO_2$ ,  $H_2O$ , Methan  $CH_4$  und die Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKWs). Es sind jedoch nicht die Quellgase selbst, die für den Ozonabbau verantwortlich sind, sondern die aus ihnen gebildeten Radikale. Diese Radikale werden mit Hilfe des bei der Photolyse des Ozons mit



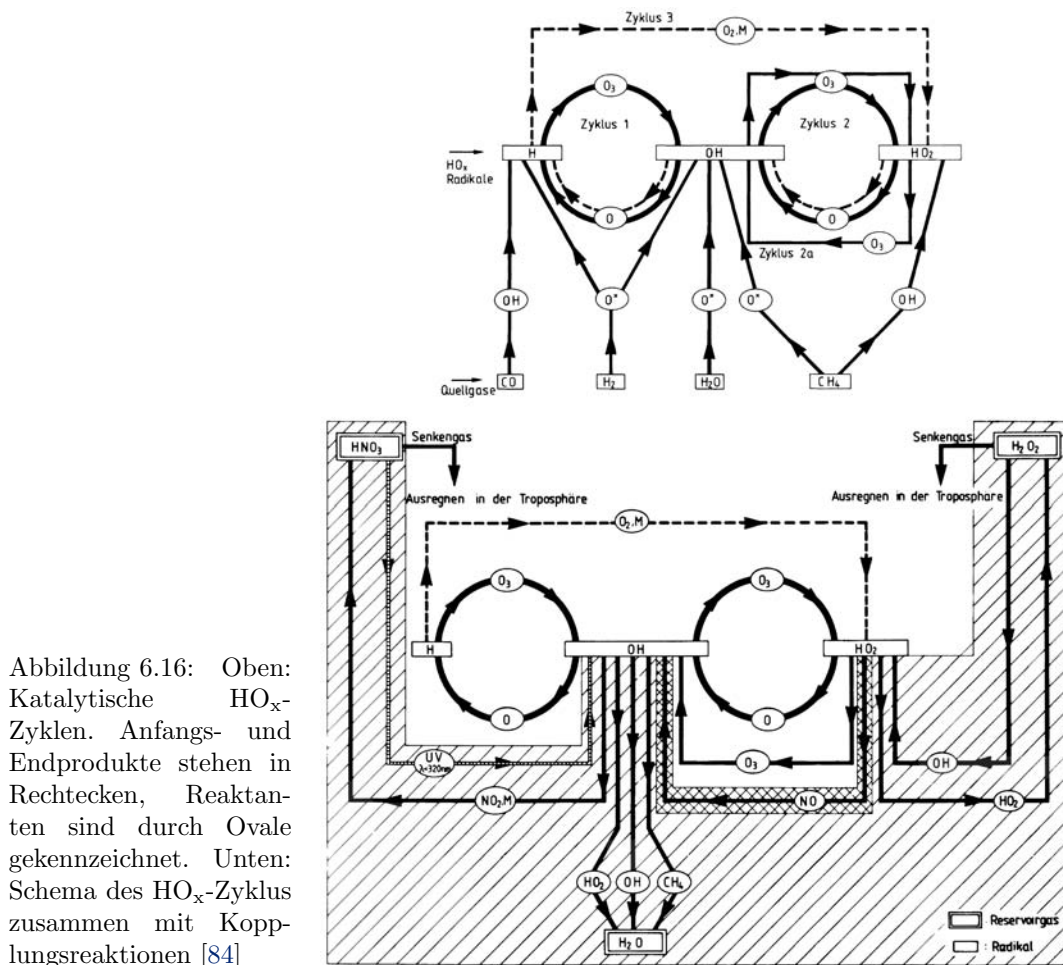


Abbildung 6.16: Oben: Katalytische HO<sub>x</sub>-Zyklen. Anfangs- und Endprodukte stehen in Rechtecken, Reaktanten sind durch Ovale gekennzeichnet. Unten: Schema des HO<sub>x</sub>-Zyklus zusammen mit Koppelungsreaktionen [84]

UV-Licht (6.4) freiwerdenden angeregten atomaren Sauerstoffs gebildet. Quellgase und die aus ihnen entstehenden Radikale sind

- N<sub>2</sub>O (Lachgas, zu Quellen und Senken vgl. Abschn. 5.7.3) mit Stickstoffradikalen NO<sub>x</sub> (z.B. N, NO, NO<sub>2</sub>, NO<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, HNO<sub>2</sub>, HNO<sub>3</sub> usw.),
- CH<sub>4</sub> (Methan, vgl. Abschn. 5.7.3)
- H<sub>2</sub>O mit den Wasserstoffradikalen HO<sub>x</sub> (z.B. H, HO, HO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, etc.)
- FCKWs (vgl. Abschn. 5.7.3) mit den wesentlichen radikalischen ClO<sub>x</sub> aus Chlor- und BrO<sub>x</sub> aus Bromverbindungen. Chloride kommen in der Stratosphäre nicht erst vor, seit sie in industriellen Prozessen freigesetzt werden. Das Salz und das Methylchlorid CH<sub>3</sub>Cl aus den Ozeanen haben schon immer Chlor in die Atmosphäre und auch in die Stratosphäre eingebracht.

Dabei ergeben sich verschiedene Zyklen des Ozonabbaus, die in Abhängigkeit von den Umgebungsparametern (Konzentration bzw. Dichte der beteiligten Partner) in unterschiedlichen Höhen ablaufen können. Die drei wichtigsten Zyklen gehen von HO<sub>x</sub>, NO<sub>x</sub> und ClO<sub>x</sub> aus.

In Bezug auf die Ozonschicht als Ganzes, also die Schichtdicke, ist der wichtigste natürlich vorkommende Katalysator das Stickoxid NO, das allein eine etwa 25-prozentige Reduktion bewirkt. Die anderen identifizierten Katalysatoren, atomarer Wasserstoff H, das Hydroxyl OH sowie atomares Chlor Cl teilen sich etwa 5% der Ozon-Reduktion. Damit ist die Diskrepanz von 30% erklärt, die zwischen berechneter und gemessener Ozonschicht klafft. Es sieht also so aus, als würden diese Reaktionen ausreichen, um den Normalzustand der Ozonschicht (wie er in Abb. 6.15 bis etwa 1978 andauerte) zu erklären.

Wir wollen jetzt die Abbauvorgänge bei den einzelnen katalytischen Zyklen etwas genauer betrachten. Abbildung 6.16 zeigt das Schema der katalytischen  $\text{HO}_x$ -Zyklen. Es entstehen insgesamt drei Zyklen. Für die Radikale H und OH sind die Zyklen 1 und 2 von Bedeutung. Zyklus 1 lässt sich formulieren als



gefolgt von der Reaktion



Zyklus 2 läuft ab über die Reaktionen



und



In beiden Fällen ist die Nettoreaktion gegeben als



Unterhalb einer Höhe von 30 km überwiegen die Ozon-Konzentrationen die des atomaren Sauerstoffes um mehr als vier Größenordnungen. Dann läuft Zyklus 2 in einer modifizierten Form ab:



und



mit der Nettoreaktion



Zyklus 3 tritt erst in Höhen oberhalb von 40 km und in der Mesosphäre auf, wo die Konzentrationen von O und  $\text{O}_3$  von gleicher Größenordnung sind bzw. die Konzentration atomaren Sauerstoffes überwiegt. Der Zyklus besteht aus drei Stufen und benötigt im ersten Schritt einen Stoßpartner:



Die Nettoreaktion in Zyklus 3 lässt sich daher als die Verschmelzung zweier Sauerstoffatome zu einem Sauerstoffmolekül beschreiben.

Im unteren Teil von Abb. 6.16 ist die Einbettung dieser  $\text{HO}_x$ -Zyklen in die allgemeine Chemie der Stratosphäre gezeigt. Während der obere Teil der Abbildung zum Verständnis der Abbaureaktionen ausreicht, benötigt man für eine quantitative Beschreibung des Ozonabbaus natürlich auch noch die Stoffflüsse oder -kreisläufe der anderen beteiligten Gase. Ein derartiger Kopplungskreislauf berücksichtigt auch die Verquickungen der verschiedenen Ozonabbau-Zyklen untereinander. In der Vergangenheit mussten bereits häufiger Prognosen über zukünftige Ozonkonzentrationen revidiert werden, weil entweder Reaktionen nicht erkannt oder mit falschen Reaktionsraten angenommen wurden oder weil Kopplungen zwischen den verschiedenen Abbauzyklen nicht berücksichtigt wurden (vgl. Diskussion in Fabian [84]).

Abbildung 6.17 zeigt im linken Teil den  $\text{NO}_x$ -Zyklus. Quellgas ist hier das Lachgas  $\text{N}_2\text{O}$  aus der Troposphäre, das durch Reaktion mit einem angeregten Sauerstoffatom aus der Ozonabbaureaktion (6.10) in ein NO-Radikal umgewandelt wird. In den beiden Stufen des Zyklus entsteht erst aus der Reaktion von Stickstoffmonoxid und Ozon Stickstoffdioxid und molekularer Sauerstoff. Das Stickstoffdioxid reagiert dann mit atomarem Sauerstoff unter Bildung

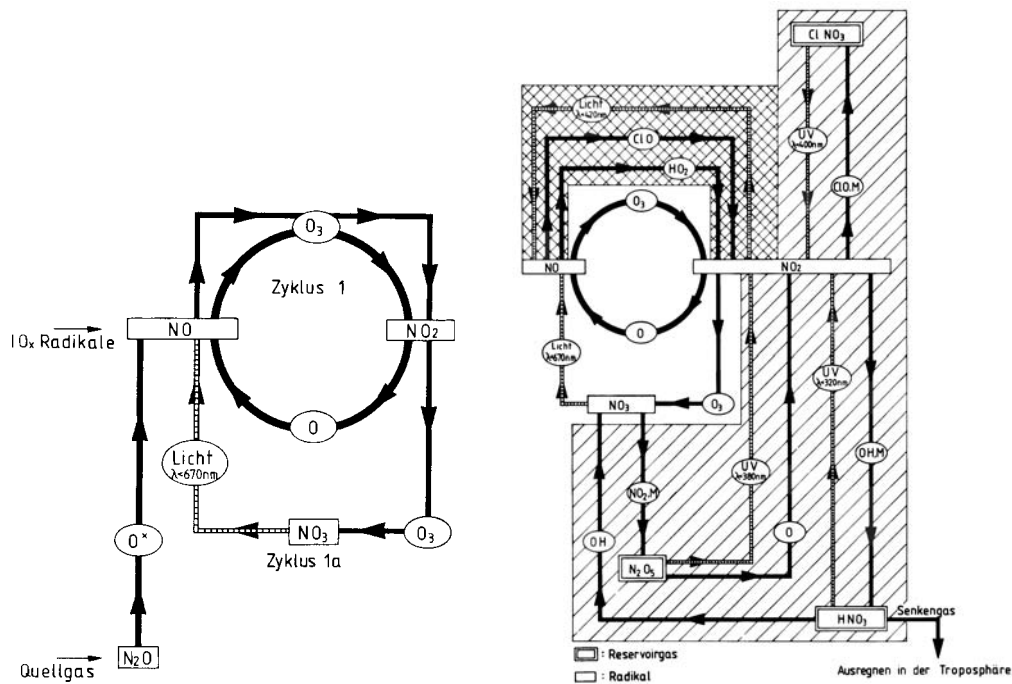


Abbildung 6.17: Links: Schema des katalytischen Stickoxid-Zyklus. Rechts: Kopplungsmechanismen im katalytischen Stickoxid-Zyklus [84]

von Stickstoffmonoxid und molekularem Sauerstoff. Als Nettoeffekt ergibt sich die Verschmelzung eines Ozon-Moleküls mit einem Sauerstoffatom zu zwei Sauerstoffmolekülen. In der unteren Stratosphäre kann sich aufgrund der geringen Konzentrationen atomaren Sauerstoffs eine Seitenkette dieses Zyklus bilden. Wie bei der Hauptkette entsteht aus Stickstoffmonoxid und Ozon Stickstoffdioxid und molekularer Sauerstoff. Das Stickstoffdioxid reagiert dann nochmals mit Ozon, wobei NO<sub>3</sub> und molekularer Sauerstoff entstehen. Durch Photolyse entstehen aus dem NO<sub>3</sub> dann Stickstoffmonoxid und molekularer Sauerstoff. Der Nettoeffekt der Reaktion ist die Umwandlung von zwei Ozonmolekülen zu drei O<sub>2</sub>-Molekülen.

Stickstoffradikale entstehen nicht nur aus Reaktionen angeregter Sauerstoffatome mit aus der Troposphäre in die Stratosphäre eingetragenen Lachgas. Sie werden auf natürliche Weise in der Stratosphäre durch den Einfall kosmischer Strahlung und die Polkappenabsorption (Polar Cap Absorption PCA) energiereicher solarer Teilchen aus dem stratosphärischen molekularen Stickstoff N<sub>2</sub> gebildet (vgl. Abschn. 11.5). Wegen (b) nimmt daher nach einem starken Flare der Gesamtzongehalt in der Luftsäule ab (so z.B. nach den starken Flares im November 1960, September 1966, November 1969, und August 1972 [61, 120, 320]; neuere Beobachtungen sind in Abschn. 11.5 beschrieben). Über dieses Phänomen ist erstmals die Bedeutung der Stickoxid-Radikale für den Ozonabbau nachgewiesen worden [111].

Eine weitere anthropogene Quelle für Stickoxide in der unteren Stratosphäre und oberen Troposphäre ist die Luftfahrt: bei der Verbrennung des Treibstoffes tragen Flugzeugtriebwerke neben Wasserdampf und Kohlendioxid auch beträchtliche Mengen an Stickoxiden in die Atmosphäre ein. Diese Stickoxide haben eine relativ hohe Wirksamkeit, da sie im Verhältnis zum in Bodennähe eingebrachten Stickoxiden nicht so schnell ausgewaschen werden (Wolken reichen außer in extrem starken Gewitterwolken nicht bis in diese Höhen). Zu der sich daraus ergebenden langen Lebensdauer kommt als zweiter verstärkender Faktor der relativ kurze Abstand zum Ziel, der Ozonschicht, hinzu. Allerdings entsteht in der Flughöhe auch eine zusätzliche Ozonanreicherung.

So wie die Stickoxide im HO<sub>x</sub>-Zyklus einen Bestandteil der Kopplungsreaktionen bilden, so bilden natürlich auch die HO<sub>x</sub>-Radikale einen Bestandteil der Kopplungsreaktionen im

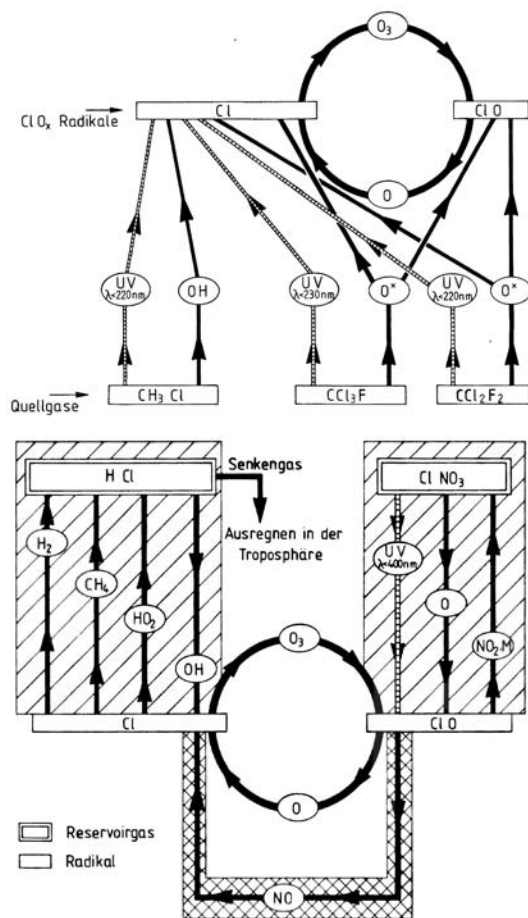


Abbildung 6.18: Schema des katalytischen ClO<sub>x</sub>-Zyklus (oben) und Kopplungsreaktionen (unten) [84]

Stickoxidzyklus. Zusätzlich besteht auch noch eine Kopplung zum ClO<sub>x</sub>-Zyklus.

Der ClO<sub>x</sub>-Zyklus ist in Abb. 6.18 dargestellt. Die wichtigsten Quellgase sind die FCKWs, aus denen durch Photolyse oder Reaktionen mit Hydroxyl-Radikalen oder angeregtem Sauerstoff aus der Ozonabbaureaktion (6.4) Cl oder ClO-Radikale entstehen. So vielfältig die Quellen dieser Radikale auch sind, die Abbaureaktion ist einfach. Der ClO<sub>x</sub>-Zyklus beruht auf der Reaktion zwischen einem Cl-Radikal und Ozon, bei der ClO und molekularer Sauerstoff entstehen. Das ClO reagiert mit einem Sauerstoffatom zu Cl und einem Sauerstoffmolekül. Im Nettoeffekt sind dabei wieder ein Ozon-Molekül und ein Sauerstoffatom zu zwei Sauerstoffmolekülen umgewandelt worden.

Die sich verstärkende globale Abnahme des stratosphärischen Ozongehaltes ist im wesentlichen eine Folge der Zunahme der FCKWs in der Stratosphäre und ihrer starken Verstärkung des Ozonabbaus über den ClO<sub>x</sub>-Zyklus. Die in Abb. 6.18 genannten FCKWs sollen nur als Beispiele für Quellen der ClO-Radikale dienen, alle FCKWs tragen zur Bildung dieser Radikale bei. Fabian [84] und Russel III [266] geben eine Übersicht über die relativen Anteile und Höhenverteilungen verschiedener FCKWs, Gille et al. [102] diskutieren die Verteilung der verschiedenen am Ozonabbau beteiligten Quellgase. Die Bedeutung der FCKWs für die Zerstörung der Ozonschicht wurde zuerst von Molina und Rowland [216] erkannt.

Die Abnahme der Dicke der Ozonschicht erfolgt nicht gleichmäßig über den Globus verteilt. Abbildung 6.20 zeigt dazu die Trends im Gesamt Ozon (in %/Jahr) für den Zeitraum 1978 bis 1990, wie sie mit TOMS auf Nimbus 7 gemessen wurden. Keine Veränderungen in der Gesamt Ozonschicht (schraffierte Bereiche) werden im wesentlichen nur in den Tropen beobachtet. Geht man zu höheren Breiten, so nimmt die Abnahme der Ozonschicht zu. Dabei zeigt sich eine deutlich stärkere Abnahme auf der Südhalbkugel. Zusätzlich zeigen sich in höheren Breiten deutliche jahreszeitliche Effekte, wobei die Ozonabnahme jeweils zu Beginn

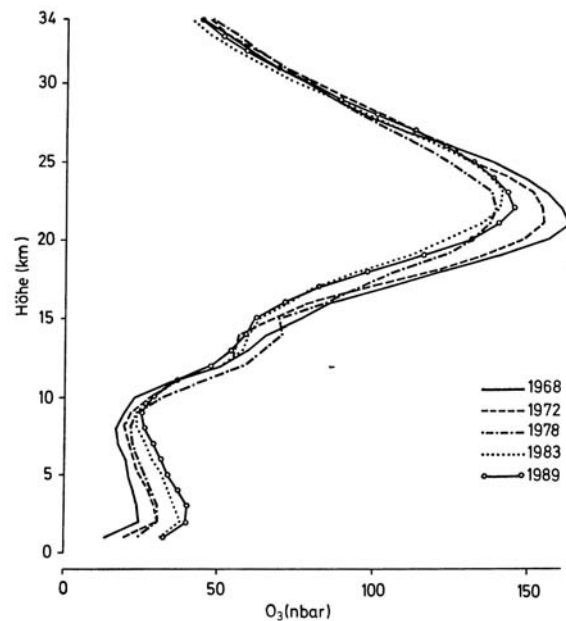


Abbildung 6.19: Veränderung der vertikalen Ozonverteilung im Mittelwert verschiedener Jahre über dem meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg (Wege et al., in [84])

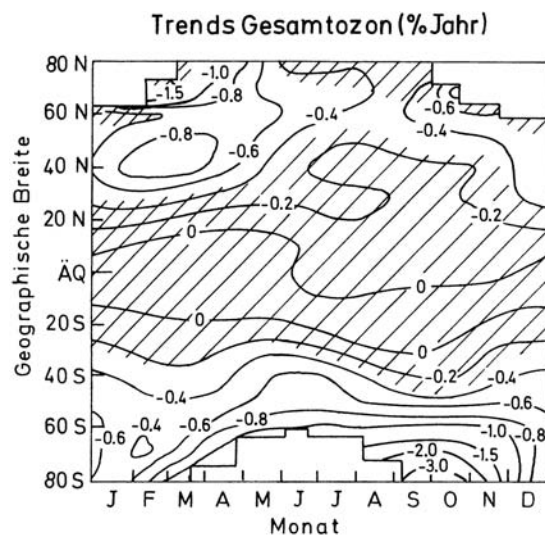


Abbildung 6.20: Links: Veränderungen der Ozonschichtdicke in %/Jahr, gemittelt über den Zeitraum von 1978 - 1990, in Abhängigkeit von der Jahreszeit und der geographischen Breite [84]. In den schraffierten Bereichen bleibt die Ozonschichtdicke unverändert

des Frühjahres in ganz hohen Breiten am stärksten ist. Diese jahreszeitliche Abhängigkeit ist, wenn auch in schwächerem Maße, auch in den mittleren Breiten erkennbar.

Die Veränderung in der Gesamtozonsäule sagt allerdings, wie schon mehrfach erwähnt, nicht zwingend etwas über die Veränderung im stratosphärischen Ozon aus. Abbildung 6.19 zeigt dazu die Vertikalverteilungen der Ozonkonzentration im Mittel für fünf Jahre von 1968 bis 1989, jeweils bestimmt aus Radiosondenaufstiegen über der meteorologischen Station Hohenpeißenberg. Die Abbildung enthält zwei wichtige Resultate: in der Troposphäre nimmt die Ozonkonzentration kontinuierlich zu, im gesamten Troposphärenbereich unterhalb 12 km Höhe hat sie seit den siebziger Jahren um ca. 60% zugenommen. In der Stratosphäre dagegen nimmt die Ozonkonzentration ab, wobei sich jedoch diesem generellen Trend einer Abnahme Schwankungen von Jahr zu Jahr überlagert sind (vgl. auch Abb. 6.15).

Der in Abb. 6.19 gezeigte vertikale Verlauf einer Kopplung von Ozonzunahme in der Troposphäre mit Ozonabnahme in der Stratosphäre ist auch ein typisches Ergebnis von Modellrechnungen zum vertikalen Verlauf [41]. Abbildung 6.21 zeigt ein Beispiel für eine derartige Modellrechnung in einem ein-dimensionalen photo-chemischen Modell. Berücksichtigt sind die Emission von FCKWs, Stickoxiden aus Flugzeugen, Lachgas und Kohlendioxid. Für

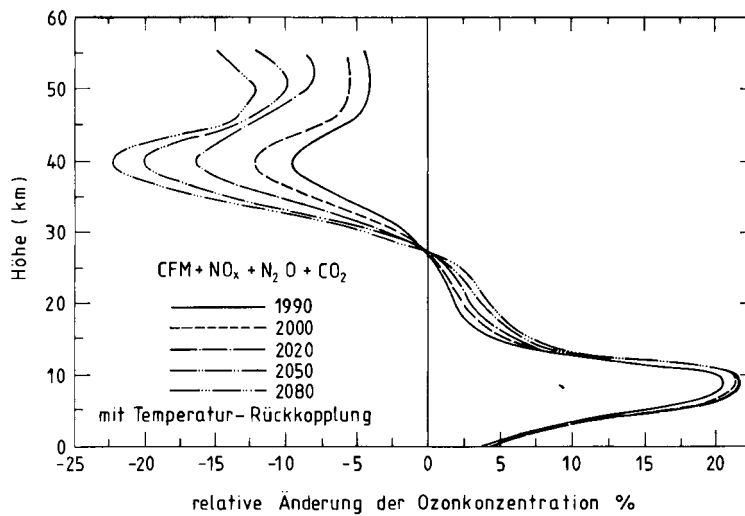


Abbildung 6.21: Modell-ergebnisse der vertikalen Änderung der Ozonkonzentration für ein gekoppeltes Szenario, das die Anstiege der FCKWs, von Stickoxiden aus Flugzeugabgasen, Lachgas und Kohlendioxid berücksichtigt (WMO in [84])

die zeitliche Abhängigkeit dieser Emissionen sind einfache Szenarien angenommen worden, so dass die Kurven in Abb. 6.21 wieder wie bei den Klimamodellen mögliche zukünftige Verläufe darstellen aber keine deterministische Vorhersage bilden. Die Ozonvermehrung erfolgt in der gesamten Troposphäre mit einem Maximum in der relativen Zunahme in einer Höhe von knapp 10 km. Auch in der unteren Stratosphäre kommt es noch zu einer leichten Zunahme in der Ozonkonzentration, erst oberhalb von ca. 25 km nimmt die Ozonkonzentration deutlich ab mit einem Maximum der Abnahme in einer Höhe von ca. 40 km.

#### 6.2.4 Das Ozonloch

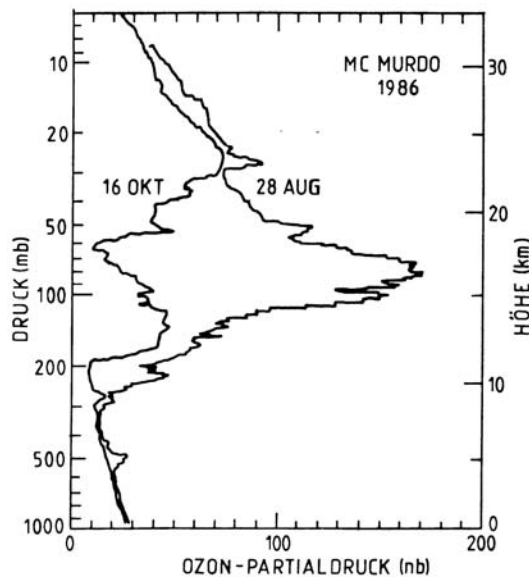
Die stärkste Ozonabnahme im Spätwinter oder Frühjahr in hohen Breiten bewirkt in Abb. 6.20 nur einen vergleichsweise kleinen Effekt. Die ganze Dramatik dieses Effektes wird jedoch wesentlich deutlicher, wenn man Abb. 6.22 betrachtet. Dort sind zwei Vertikalprofile der Ozonkonzentration über der Station McMurdo in der Antarktis gezeigt: für den 28. August 1986 entspricht das beobachtete Profil ungefähr dem was wir als ein typisches Vertikalprofil betrachten können (vgl. Abb. 6.19) mit einem Maximum der Schicht in einer Höhe von ca. 16 km. Weniger als 2 Monate später (16. Oktober) ist diese Schichtstruktur praktisch vollständig verschwunden, die Ozonkonzentration hat in Höhen zwischen 10 und 25 km drastisch abgenommen.

Diese starke und plötzliche Abnahme in der Ozonkonzentration über dem Südpol ist ein jährlich in unterschiedlicher Ausprägung auftretendes Phänomen. Der plötzliche Einbruch erfolgt stets im Spätwinter, d.h. wenn die Sonne nach der Polarnacht allmählich wieder über den Horizont kommt. Dieses Phänomen ist es, was gemeinhin als das Ozonloch bezeichnet wird (vgl. z.B. [83, 270, 294, 307]).

Das Ozonloch ist in seiner Ausprägung ein von Jahr zu Jahr variables Phänomen. Dazu zeigt Abb. 6.23 die Verteilung des Gesamt Ozons über der Südhalbkugel der Erde jeweils für den 15. Oktober für die Jahre 1978 bis 1991 (oben) und als Monatsmittel für den September der Jahre 1995 bis 2002 (unten). Deutlich erkennbar im oberen Teilbild ist die Vertiefung (d.h. immer stärkere Abnahme) und räumliche Ausweitung dieses Ozonminimums. Das untere Teilbild zeigt keine systematische Vertiefung des Ozonlochs mehr sondern gibt einen Eindruck über die Variation von Jahr zu Jahr. Das relativ kleine und flache Ozonloch im Jahr 2002 ergibt sich aus ungewöhnlichen Zirkulationsverhältnissen.

Abbildung 6.24 gibt zum Vergleich einen Blick auf die über die jeweils im März dem Nordpol gemessenen Ozonkonzentrationen für die Jahre 1998–2003. Auch diese Daten sind wie die im unteren Teil von Abb. 6.23 von GOME gemessen. Insgesamt sind die Ozonkonzentrationen über dem Nordpol deutlich höher als über dem Südpol. Auch lässt sich die Verdünnung der Ozonschicht nur selten, z.B. im Jahr 1998, beobachten.

Abbildung 6.22: Höhenabhängigkeit der Ozonkonzentration über der Antarktis (McMurdo) für normale Ozonkonzentration (28. August, Polarnacht) und im Ozonloch (16. Oktober 1986, Frühling). Die Verminderung des Ozongehaltes findet hauptsächlich in der Höhe statt, in der das Maximum der ungestörten Ozonschicht liegt [115], in [84]



Das Ozonloch ist insofern ein überraschendes Phänomen, als dass es räumlich begrenzt nur über dem Südpol auftaucht und dort zu einer jahreszeitlich bedingten Reduktion der Ozonschicht um bis zu 50% führen kann. Zum Vergleich: global verändert sich die Ozonkonzentration nur um wenige Prozent. Dieses Verhalten passt nicht in die Vorstellungen, die wir bisher vom Ozonabbau gewonnen haben: die als Verursacher des verstärkten Ozonabbaus diskutierte FCKWs sollten ihr zerstörerisches Potential ja eigentlich weder zeitlich (immer im Frühjahr) noch regional (ausgerechnet am Südpol, wo noch die wenigsten direkten Quellen für FCKWs sind) begrenzt entfalten, sondern global und kontinuierlich wirken.

Eine Erklärung für die räumliche und zeitliche Begrenzung des Ozonloches sind polare stratosphärische Wolken (Polar Stratospheric Clouds PSC), die sich bevorzugt im Winter über der Antarktis bilden. Die Wolkenbildung kann nur im Winter erfolgen, da dann die Temperaturen gering genug sind und sich gleichzeitig über der Antarktis ein starker Wirbel in der Stratosphäre ausbildet, der die Zufuhr wärmerer Luft aus niedrigeren Breiten verhindert. Die Bildung derartiger Wolken ist ebenso wie die Zerstörung von Ozon im Zusammenhang mit diesen Wolken in Abb. 6.25 bzw. in einer weniger detaillierten Form in Abb. 6.26 dargestellt.

Für die Zerstörung der Ozonschicht sind diese Wolken von entscheidender Bedeutung, da sie den Gehalt von Chlor aus den FCKWs in reaktiver und nicht-reaktiver Form modifizieren. Zur Zeit gängige Erklärung für das Ozonloch ist die Annahme, dass FCKWs, die am Boden freigesetzt werden, auf Zeitskalen von Dekaden in die Stratosphäre gelangen und dort durch Photodissoziation durch UV-Strahlung Chlor freisetzen. Dieses Chlor kann mit Methan zu HCl reagieren, oder es kann mit Ozon zu ClO reagieren, wobei letzteres mit  $\text{NO}_2$  zu  $\text{ClONO}_2$  reagiert. In beiden Fällen liegt das durch Photodissoziation frei gesetzte Chlor in einem nicht-reaktiven Reservoir vor, weder HCl noch  $\text{ClONO}_2$  können Ozon zerstören. Bilden sich jedoch in der Stratosphäre Wolken, so können diese beiden Reservoirspezies aufgespalten werden und damit wieder Chlor freisetzen, d.h. die Zerstörung von Ozon ist wieder möglich (vgl. z.B. [115, 182]). Der Ozonabbau findet gerade in der Höhe statt, in der die Ozonschicht normalerweise ihr Maximum hat, vgl. Abb. 6.22.

Das Fehlen (bzw. die schwache Ausprägung) eines Ozonlochs über dem Nordpol erklärt sich aus der oben erwähnten Asymmetrie der Zirkulation aufgrund der unterschiedlichen Land-See-Verteilungen auf der Nord- und der Südhalbkugel (vgl. auch [92]).

### Folgen stratosphärischer Ozonabnahme

In der Stratosphäre absorbiert Ozon sowohl die von oben auftreffende kurzwellige solare Strahlung (ungefähr  $12 \text{ W/m}^2$ ) als auch die von der darunterliegenden Atmosphäre und vom

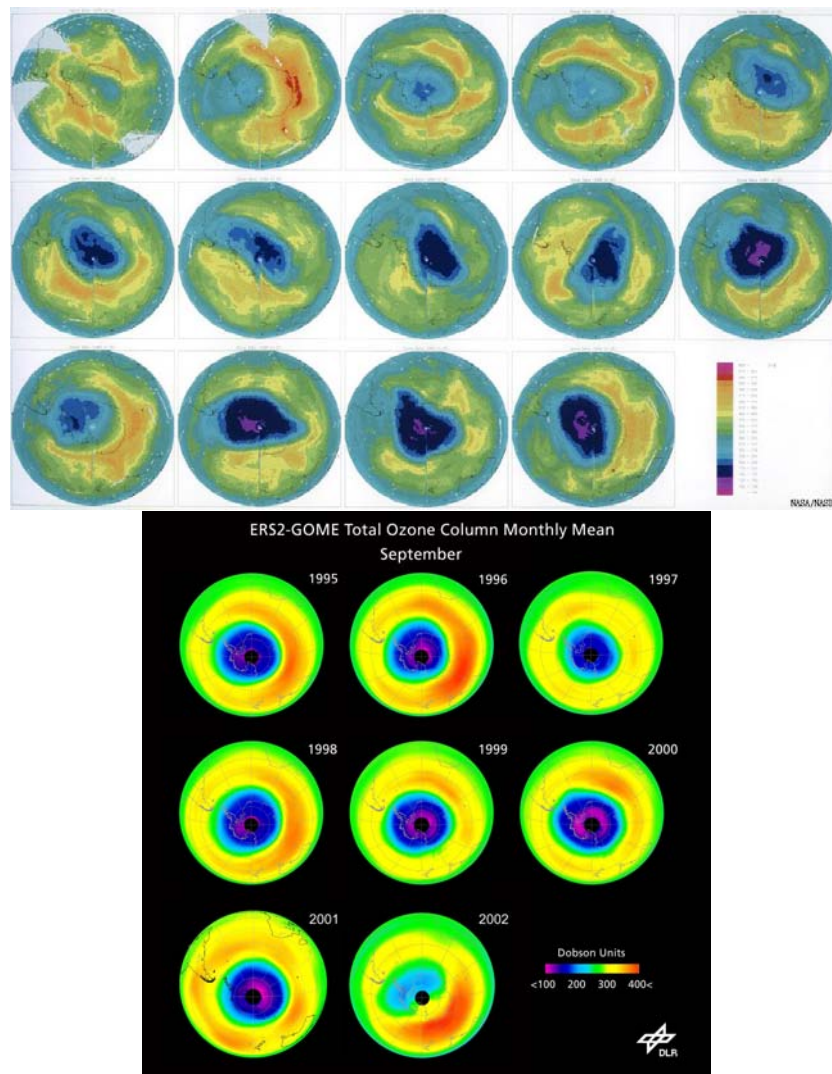


Abbildung 6.23: Oben: Verteilung des Gesamtozons auf der Südhalbkugel, jeweils 15. Oktober von 1978–1991 gemessen von TOMS [http://www.eoc.jaxa.jp/etc/images/use/image/rn\\_10.jpg](http://www.eoc.jaxa.jp/etc/images/use/image/rn_10.jpg); unten Monatsmittel für den Oktober, jeweils im September 1995–2002, [http://www.caf.dlr.de/caf/aktuelles/news-archiv/bilderarchiv/gome/ozonloch2002/x\\_images/gome\\_to3\\_momean\\_antarctica.jpg](http://www.caf.dlr.de/caf/aktuelles/news-archiv/bilderarchiv/gome/ozonloch2002/x_images/gome_to3_momean_antarctica.jpg)

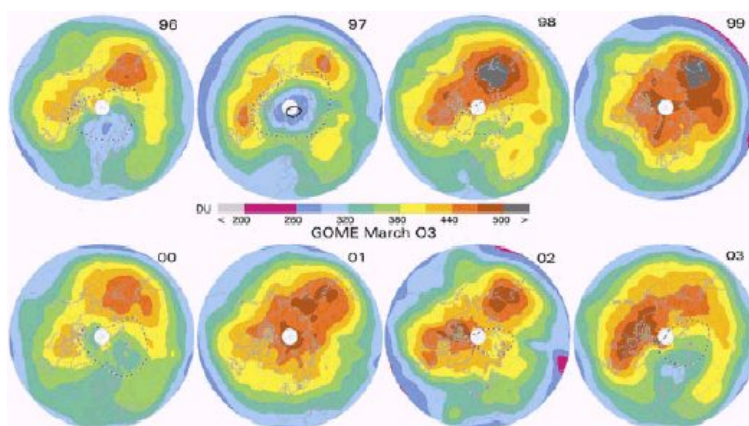


Abbildung 6.24: Ozonloch über dem Nordpol, jeweils Monatsmittel im März von 1998–2003 [http://www.kiriazis.de/wissensc/ozon/bilder/oz\\_dev03.jpg](http://www.kiriazis.de/wissensc/ozon/bilder/oz_dev03.jpg)



Abbildung 6.25:  
Formation stratosphärischer Wolken und ihre Bedeutung für die Ozonzerstörung [115]

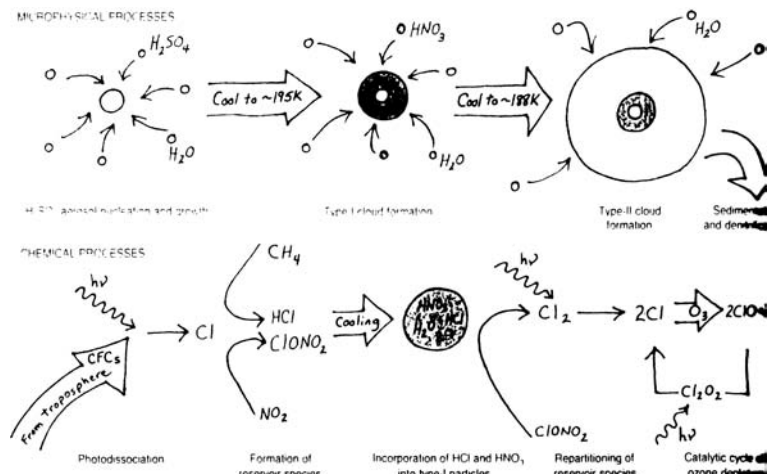
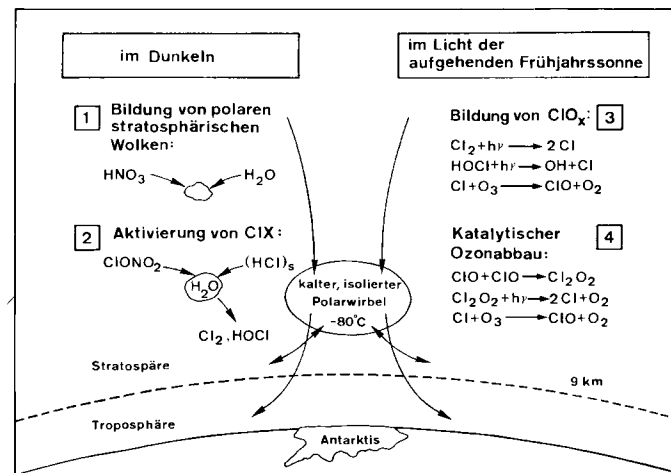


Abbildung 6.26: Schematische Darstellung von Meteorologie und Chemie des Ozonlochs [182]



Erdboden emittierte langwellige terrestrische Ausstrahlung (ungefähr  $10 \text{ W/m}^2$ ). Gleichzeitig emittiert die Ozonschicht ungefähr  $4 \text{ W/m}^2$  nach oben und  $1.5 \text{ W/m}^2$  nach unten ([226]). Durch die resultierende Nettoabsorption erwärmt das Ozon die Stratosphäre. Ein Absinken der Ozonkonzentration kommt damit einer Drosselung der Heizung gleich, da weniger Energie absorbiert wird. Eine Abnahme der Ozonkonzentration um 50% beispielsweise würde eine Abkühlung der mittleren Stratosphäre um 20 K oder mehr bewirken. Ozon unterscheidet sich übrigens von den anderen Treibhausgasen dadurch, dass es nicht nur die langwellige terrestrische Ausstrahlung absorbiert, sondern ebenso einen Teil der kurzwelligen solaren Strahlung.

Umgekehrt führt die Zunahme im troposphärischen Ozon zu einer verstärkten Absorption der terrestrischen Ausstrahlung in der unteren Troposphäre und damit zu einer Erwärmung. Damit führt das Ozonproblem aber auf eine Verteilung der Temperaturänderungen, die in ihrem Muster den aus dem Treibhauseffekt erwarteten Temperaturänderungen folgt.

Die bisher beobachtete und zu erwartende Veränderung der vertikalen Ozonverteilung führt also zu einer Verstärkung des Treibhauseffektes. Umgekehrt hat aber auch der Treibhauseffekt Eigenschaften, die zu einer weiteren Verstärkung des Ozonproblems führen können, d.h. zwischen Ozon und Treibhauseffekt kann sich eine positive Rückkopplung ausbilden. Der Treibhauseffekt birgt das Potential, das Ozonloch zu vergrößern, da er mit einer Abnahme der Temperaturen in der Stratosphäre einher geht. Damit wird aber das Auftreten der polaren stratosphärischen Wolken begünstigt, so dass es zumindest im Bereich der Pole zu einem weiter verstärkten Abbau des Ozons und damit einer weiteren Abnahme der Temperatur in der Stratosphäre kommen kann. Da diese Temperaturabnahme gleichzeitig mit einer

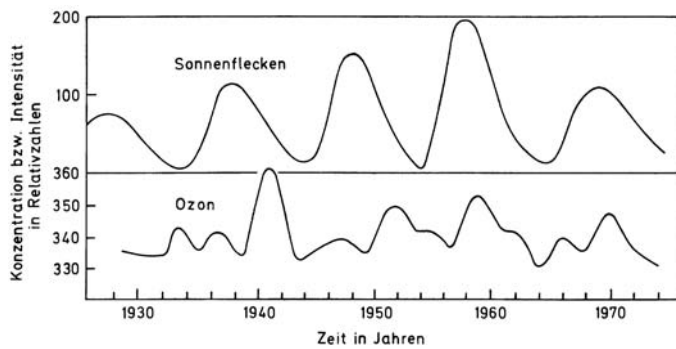


Abbildung 6.27: Sonnenfleckenaktivität und Ozonkonzentration von 1926 bis 1975 (Dütsch, 1980, in [274]).

Temperaturzunahme in der Troposphäre gekoppelt ist, würde der Treibhauseffekt verstärkt werden.

Das Ozonloch birgt auch ein indirektes Potential zur Verstärkung des Treibhauseffektes. Stratosphärisches Ozon ist wichtig in seiner Funktion als UV-Filter, d.h. die Ozonschicht hat eine Schutzfunktion für die Biosphäre. Die Folgen einer Zunahme der UV-Strahlung aufgrund eines gestiegenen Ozonabbaus werden z.B. in [226] oder [84] diskutiert. Die Folgen einer erhöhten UV-Strahlung für Pflanzen wird in [45] beschrieben, die Folgen im Bezug auf eine erhöhte Hautkrebsrate in [5] und im Bezug auf Verringerung der Immunantwort in [67].

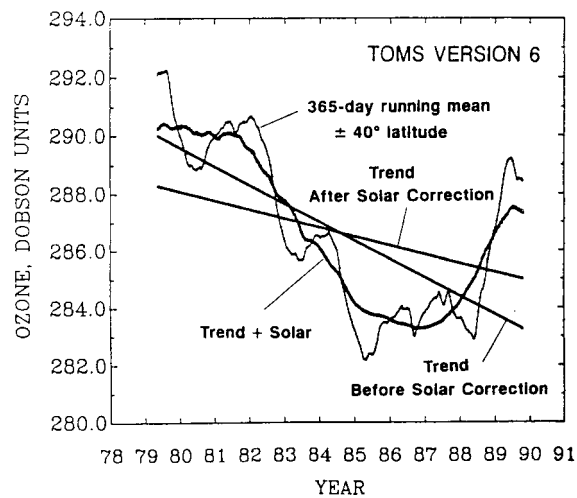
Eine erhöhte UV-Strahlung hat auch Folgen für die Produktion von Phytoplankton in den Ozeanen um die Antarktis herum. Diese kalten aber noch relativ flachen Wassergebiete sind außerordentlich produktiv in der Erzeugung von Biomasse, die wesentlich wärmeren tropischen Gewässer dagegen sind die Wüsten der Ozeane. Ungefähr 1/3 des in ozeanischer Biomasse gebundenen Kohlenstoffes wird in den flächenmäßig nur geringen Bereichen mit geringer Meeresoberflächentemperatur gebildet [204]. Beobachtungen im Phytoplankton um die Antarktis herum deuten eine Verringerung der Produktivität um 6–12% im Zusammenhang mit dem Ozonloch an [287, 288]. Damit greift das Ozonloch in einer gewissen Weise in den globalen Kohlenstoffkreislauf ein, da das Phytoplankton  $\text{CO}_2$  bindet und somit über diese Speicherfähigkeit einen reduzierenden Einfluss auf den Treibhauseffekt hat. Außerdem kann das geringere Wachstum des Phytoplanktons weitreichende Folgen für das Leben in den Meeren haben, da Phytoplankton am Beginn der Nahrungskette in den Ozeanen steht, und damit letztendlich auch einen Einfluss auf die Fischbestände hat. So rechnet man aufgrund des antarktischen Ozonlochs mit einem Rückgang des Fischereiaufkommens um bis zu 10% (was aber aufgrund der natürlichen Schwankungen und der sich aus Überfischung u.ä. ergebenden Fluktuationen nicht einfach nachzuweisen sein dürfte).

### Natürliche Variabilität der Ozonschicht

Da Ozon über photochemische Prozesse abgebaut und erzeugt wird, hängt seine Konzentration auch von der einfallenden solaren Strahlung ab. Dadurch lässt sich die in Abb. 6.12 gezeigte Abhängigkeit von geographischer Breite und Jahreszeit zumindest im Prinzip verstehen. In Abschn. 3.1.2 hatten wir gesehen, dass sich die Sonne im Laufe eines 11-jährigen Solarzyklus verändert. Diese Veränderung zeigt sich auch in der emittierten UV-Strahlung (vgl. Abb. reffig:solspeksolakt).

Abbildung 6.27 zeigt den Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckenrelativzahl (oben) und der Gesamtkonzentration des Ozons in der Atmosphäre von 1926 bis ca. 1975. Wesentliche Merkmale sind: (a) die Ozonkonzentration schwankt (um bis zu 10%) im Laufe der Zeit und (b) diese Schwankungen scheinen schneller zu erfolgen als der Solarzyklus. Die höchsten Ozonkonzentrationen scheinen sich jeweils zum Ende eines Solarzyklus zu ergeben, wenn die Sonnenfleckenzahl ihr Maximum bereits überschritten hat. Die wesentlich kleineren Maxima zwischen diesen ausgeprägten Maxima der Ozonkonzentration deuten an, dass außer solarer Aktivität noch andere Prozesse mit Zeitskalen kürzer als 11 Jahre die Ozonkonzentration beeinflussen. Die Variation der Ozonschicht scheint also sehr komplizierten Mechanismen zu

Abbildung 6.28: Gesamtozonsäule gemessen (dünnere Kurve) und korrigiert auf die Schwankungen durch solare Aktivität (dick-ausgezogene Kurve) zusammen mit den aus beiden Datensätzen bestimmten Trends der Ozonkonzentration [166]



folgen, möglicherweise auch der Überlagerung mehrerer Zyklen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten.

Erst genauere Satellitenmessungen haben es in den letzten Jahren möglich gemacht, die Abhängigkeit der Ozonkonzentration von der solaren Aktivität zu untersuchen. Die Bestimmung der natürlichen Variabilität ist aber von entscheidender Bedeutung, wenn man die Abbauraten in der Ozonkonzentration bestimmen will, wie z.B. in Abb. 6.21 gezeigt. Abbildung 6.28 zeigt dazu die Variation der Ozongesamtsäule gemittelt zwischen  $40^\circ$  nördlicher und  $40^\circ$  südlicher Breite aufgetragen gegen die Zeit vom Maximum des Solarzyklus 21 im Jahre 1980 bis zum Maximum von Zyklus 22 im Jahre 1990. Verwendet werden laufende Mittel mit Mittelungsperioden von 365 Tagen, um die jahreszeitlichen Schwankungen zu eliminieren. Die gerade Linie mit der starken Steigung zeigt den Trend, der sich aus den direkt gemessenen Ozonkonzentrationen ergibt. Die dickere Kurve gibt die Ozonkonzentration an, die man erhält, wenn man mit einem photochemischen Modell für die beobachteten Variationen in der solaren UV-Strahlung korrigiert. Verwendet man diese von der natürlichen Variabilität der Ozonschicht aufgrund von solarer Aktivität bereinigte Kurve zur Bestimmung eines Trends, so ergibt sich eine geringere mittlere Abnahme der Ozonkonzentration als aus den Rohdaten.

Abbildung 6.28 soll an dieser Stelle nicht dazu dienen, das Ozonproblem zu verniedlichen oder als doch nicht so gravierend darzustellen. Vielmehr soll die Abbildung darauf hinweisen, welche Möglichkeiten es gibt, mit Daten umzugehen und wie leicht man – beabsichtigt oder unbeabsichtigt – aus Datensätzen, die durch eine Vielzahl von Parametern bestimmt werden kann, falsche oder teilweise sogar entgegengesetzte Schlüsse ziehen kann. Dies gilt besonders dann, wenn der Datensatz nur kurze Zeiträume umfasst (zwischen 1980 und 1983 hätte sich sicherlich eine geringere Veränderung ergeben als zwischen 1983 und 1986, zwischen 1988 und 1990 ergibt sich sogar eine Zunahme in der Ozonkonzentration) oder keine vollständige Zeitserie abbildet sondern nur punktuell gewonnen wird (häufig wird ein Trend auch einfach aus der Differenz der Mittelwerte zweier Jahre bestimmt, vergleicht man z.B. 1982 und 1990, so ergibt sich ein völlig anderer Trend als beim Vergleich von 1982 und 1986). Hier zeigt sich eine Einschränkung der Möglichkeiten der Wissenschaft: für viele Phänomene in der Natur lassen sich keine qualitativ exakten Beschreibungen geben, mit unterschiedlichen Methoden lassen sich verschiedene Aussagen gewinnen und Extrapolationen lassen sich auf so unsicherer Basis noch schlechter vornehmen. Damit bietet sich aber Politikern, Presse und Öffentlichkeit die Möglichkeit, sich aus den verschiedenen möglichen Realitäten eine rauszupicken, die gerade angenehm erscheint. Enthüllt die Natur dann nach einiger Zeit zusätzliche Informationen und müssen Ergebnisse revidiert werden, so kommt es schnell zu einer gewissen Wissenschafts-Verdrossenheit – das hat ja ohnehin alles keinen Sinn, die Wissenschaft versteht das ja noch gar nicht richtig; die sollen doch endlich aufhören, uns mit immer neuen Hiobsbotschaften und Dementis vollzulabern. Vielleicht stellt sich hier ein großes Problem

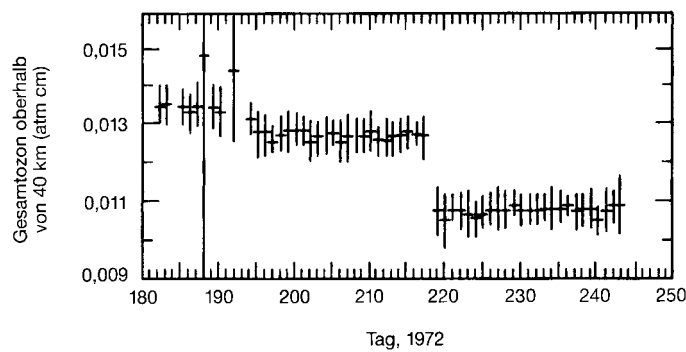


Abbildung 6.29: Abnahme der stratosphärischen Ozonkonzentration nach dem Eindringen energiereicher Teilchen in die Stratosphäre (Crutzen et al., 1975, in [111])

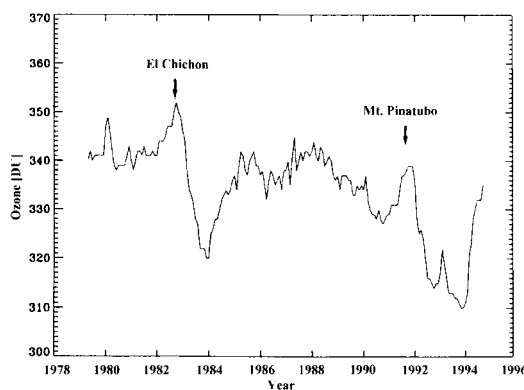


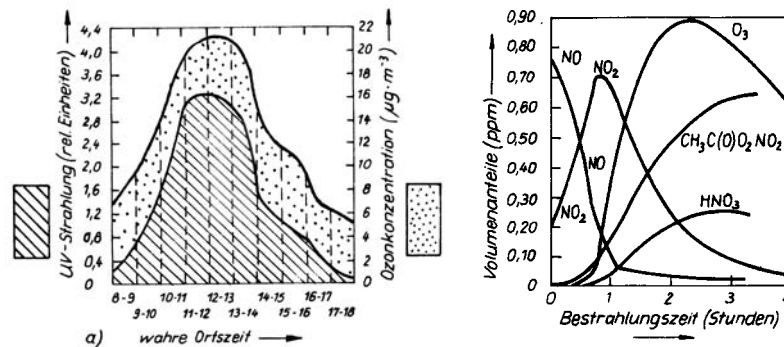
Abbildung 6.30: Ozonkonzentration über Oslo im Zeitraum 1978–1995: den Eruptionen von El Chichon und Mt. Pinatubo folgt jeweils eine Abnahme der Gesamtozonsäule in der Größenordnung von 10% [37]

im Umgang der Wissenschaft mit der Öffentlichkeit: harte Fakten sind leichter zu verkaufen, natürliche Vorgänge dagegen sind kompliziert und es lassen sich häufig nur plausible Modelle oder Vorhersagen im Sinne einer Möglichkeit (vgl. auch die Warnung in [64]), nicht aber eines deterministischen Bildes machen. Wahrscheinlichkeitsaussagen sind aber schwerer verständlich zu machen und auch wesentlich schwerer zu verkaufen. Auch beim Schreiben dieses Skripts bin ich häufig auf das Problem gestoßen, dass ich von unterschiedlichen Autoren einen ähnlichen Sachverhalt mit unterschiedlichen Zahlenwerten gefunden habe. Aus den verschiedenen Arbeiten habe ich dann meistens aus der Arbeit ein Bild verwendet, die (a) zumindest im groben Prinzip (d.h. räumliche und/oder zeitliche Verteilung) mit den anderen Arbeiten übereinstimmte und (b) zumindest keine zu extremen Absolutwerte enthielt. Andererseits ist die Originalliteratur aber auch so umfangreich, dass die Zahl der Arbeiten, die ich überhaupt berücksichtigt habe, schon eine starke Einschränkung ist. Auch hier gilt also: meine Aussagen vermitteln mögliche Bilder der Realität, sie erheben keinen Anspruch auf absolute Wahrheiten.

Doch zurück zur natürlichen Variation im Ozon. Im Zusammenhang mit dem Ozonabbau durch den  $\text{NO}_x$ -Zyklus hatten wir als eine mögliche natürliche Quelle der Stickoxide solare energiereiche Teilchen kennen gelernt. Abbildung 6.29 zeigt dazu die Veränderung der Ozonkonzentration oberhalb von 40 km Höhe in hohen nördlichen Breiten für die Monate Juli und August 1972 (Zeit in Tag des Jahres). Das plötzliche Absinken der Ozonkonzentration erfolgt zeitgleich mit dem Eintreffen der Teilchen wenige Stunden nach einem Flare. Die Ozonabnahme erfolgt nur in hohen Breiten, da die Erde durch die Magnetosphäre, d.h. das Erdmagnetfeld, gegenüber energiereichen Teilchen der solaren und galaktischen kosmischen Strahlung abgeschirmt ist. Lediglich in hohen Breiten können diese Teilchen sehr gut bis zur Stratosphäre vor dringen. Die Vorgänge beim Eindringen geladener energiereicher Teilchen in die Atmosphäre und ihre Wechselwirkung mit dem Restgas ist in [249] beschrieben, vgl. auch Abschn. 11.5.

Außer der solaren Aktivität (solare UV-Strahlung, Teilchenereignisse nach solaren Flares) tragen noch andere natürliche Prozesse zur Variabilität der Ozonkonzentration, ja selbst des

Abbildung 6.31:  
Tagesgang der UV-Strahlung am Boden und bodennahe Ozonkonzentration (links) und Reaktion von Kfz-Abgasen auf solare Einstrahlung (rechts) [87]



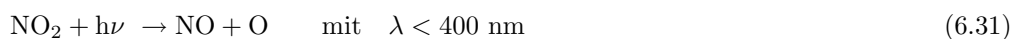
Ozonloches, bei. Die wichtigste Einflussgröße sind hier die Aerosole, wie sie z.B. bei Vulkanexplosionen in die Stratosphäre eingetragen werden können. So führte die Eruption des Pinatubo im Juni 1991 zu einer Reduktion des stratosphärischen Ozons um 4%, in den mittleren Breiten sogar um bis zu 9% [296], vgl. Abb. 6.30. Am Ozonloch waren die Signaturen des Pinatubo-Ausbruches und des Mount-Hudson-Ausbruches (August 1991) besonders deutlich zu sehen: hier erreichte nicht nur das Ozonloch Rekordtiefe, es bildeten sich im Vertikalprofil ober- und unterhalb des Ozonloches jeweils ein weiteres Loch. Diese beiden Zusatzlöcher waren ihrerseits jeweils einem der Vulkanausbrüche zuzuordnen, da die Staub- und Aschewolken bei den jeweiligen Eruptionen bis in diese Höhen hinaufreichten [226]. Die Bedeutung der stratosphärischen Aerosole für die Ozonschicht und die genauen Mechanismen des durch sie bedingten Ozonabbaus werden in [308] diskutiert, ihre allgemeine Bedeutung für das Klima in [11].

### 6.2.5 Troposphärisches Ozon: Sommersmog

Ozon in der Troposphäre macht nur etwa 5-10% des Gesamtzongehaltes der Atmosphäre aus. Die Transportprozesse von der Stratosphäre in die Troposphäre sind aber nicht effektiv genug, um diese hohe Ozonkonzentration zu erklären, sie kommen nur für ungefähr die Hälfte des troposphärischen Ozons auf. In stark belasteten Gebieten ist der aus der Stratosphäre zugeführte relative Anteil am Gesamtzoon noch deutlich geringer als 50%. Die für die Ozonbildung wichtige Aufspaltung der Sauerstoffmoleküle durch ultraviolette Strahlung (6.1) kann in der Troposphäre nicht erfolgen, da die UV-Strahlung schon in der Stratosphäre absorbiert wurde. Zur Bildung des troposphärischen Ozons muss es daher eine andere Quelle für atomaren Sauerstoff geben.

#### Bildung und Abbau von troposphärischem Ozon

Diese möglichen Quellen kann man ausfindig machen, wenn man die räumliche und zeitliche Verteilung des troposphärischen Ozons untersucht. Extrem hohe bodennahe Ozonkonzentrationen wurden z.B. in den 50er Jahren in Kalifornien im Zusammenhang mit dem Photozoon beobachtet. Daraus konnte man korrekt folgern, dass die Quelle für die Ozonbildung in der Troposphäre anthropogenen Ursprungs sein dürfte. Im wesentlichen entsteht atomarer Sauerstoff in der Troposphäre durch Photolyse des Stickstoffdioxids (für weitere Reaktionen siehe z.B. [62]):



Diese Reaktion läuft nur tagsüber ab und ist in Zeiten und Gebieten mit langer Sonneneinstrahlung, d.h. im Sommer und tagsüber, am intensivsten. Den fast direkten Zusammenhang zwischen der solaren UV-Strahlung und der Ozonkonzentration am Boden zeigt der linke Teil von Abb. 6.31. Beide Kurven folgen einander sehr gut, das Maximum der Ozonkonzentration ist gegenüber dem Maximum der solaren Einstrahlung um ca. 1 bis 2 Stunden verzögert. Die Verzögerung zwischen den beiden Zeitverläufen erklärt sich aus den Zeitskalen der chemischen Reaktionen. Im rechten Teil von Abb. 6.31 sind dazu die Ergebnisse eine Simulation

der Sonneneinstrahlung auf eine Kfz-Abgasmischung in einer Klimakammer gezeigt. Es werden durch photochemische Reaktionen Stickstoffdioxid  $\text{NO}_2$ , Ozon, Peroxyacetylnitrat und Salpetersäure gebildet, wie wir es auch bereits im Zusammenhang mit Abb. 5.28 gesehen haben. Nachdem gemäß (6.31) atomarer Sauerstoff in der Troposphäre erzeugt worden ist, erfolgt die Ozonbildung wie in der Stratosphäre gemäß (6.2).

Der Abbau des troposphärischen Ozons erfolgt teilweise durch die Anwesenheit von NO (das ist die Umkehrung der troposphärischen Ozonentstehung (6.31)):



Jedoch steht nicht alles NO aus (6.31) für den Ozonabbau zur Verfügung, da NO auch noch durch andere Gase, im wesentlichen Peroxyd-Radikale, zu  $\text{NO}_2$  oxidiert wird:

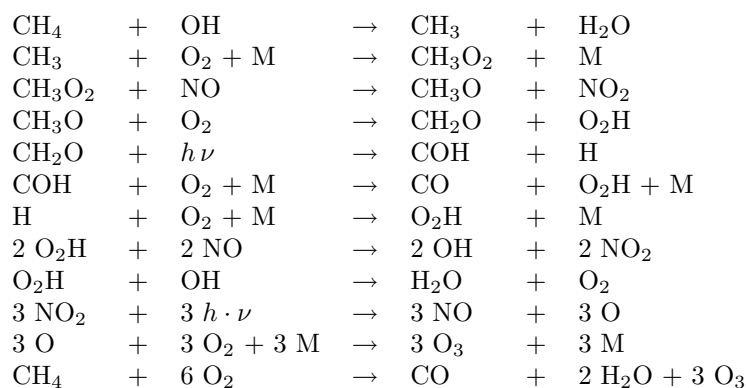


mit R als Symbol für Wasserstoff H oder ein organisches Radikal wie  $\text{CH}_3$  oder  $\text{CH}_3\text{CH}_2$ . Weiterer Ozonabbau erfolgt durch die Reaktion (6.4), d.h. durch Photolyse von Ozon unter Bildung eines angeregten  $\text{O}({}^1\text{D})$ -Atoms. Dieses kann mit dem vorhandenen Wasserdampf reagieren und zwei Hydroxyl-Radikale bilden:



Diese Hydroxilradikale können mit nahezu jedem Molekül in der Atmosphäre reagieren und somit Schadstoffe zu meist wasserlöslichen Verbindungen umwandeln, die dann aus der Atmosphäre ausgewaschen werden (das gilt z.B. für einen Teil des Kohlendioxids und des Methans). Troposphärisches Ozon ist also auch für die Selbstreinigung der Atmosphäre von Bedeutung.

Der Abbau troposphärischen Ozons trägt zur Bildung von Hydroxyl-Radikalen bei. Umgekehrt entsteht aber bei der Arbeit dieser Hydroxyl-Radikale als Müllmänner der Atmosphäre bei einigen Abbaureaktionen auch Ozon. In Abschn. 5.7.1 hatten wir Methan als ein treibhauswirksames Spurengas kennen gelernt, das von Hydroxyl-Radikalen abgebaut wird. Diese Abbaureaktion erfolgt über die Zwischenstufe des Formaldehyds  $\text{CH}_2\text{O}$ . Dieses wird durch Photolyse zersetzt und es entstehen als Endprodukte Kohlenmonoxid CO, Wasser  $\text{H}_2\text{O}$  und pro Methan-Molekül 3 Ozon-Moleküle. Dieser klassische Methan–Stickoxid-Prozess läuft nach dem folgenden Schema ab (die auf der rechten Seite entstehenden Stickstoffdioxide werden in der vorletzten Zeile auf der linken Seite benötigt, es tritt dann die normale Stickoxid-Reaktion zur Bildung troposphärischen Ozons ein):



Bei dem hier beschriebenen Prozess werden pro Methan-Molekül drei Ozonmoleküle gebildet. Der Prozess stellt den Idealtyp der Methan-Oxidation dar, in der Natur gibt es eine Vielzahl ähnlicher Prozesse mit anderen Verzweigungen und teilweise auch geringeren Ozonausbeuten. Ähnliche Prozessketten laufen auch mit höheren natürlichen und anthropogenen Kohlenwasserstoffen ab.

Das bei der obigen Reaktion entstehende Kohlenmonoxid wird durch Hydroxyl-Radikale zu  $\text{CO}_2$  oxidiert, wobei in Gegenwart von Stickoxiden ebenfalls Ozon erzeugt werden kann. Ob sich als Nettoeffekt eine Erzeugung oder Vernichtung von Ozon ergibt, hängt von der

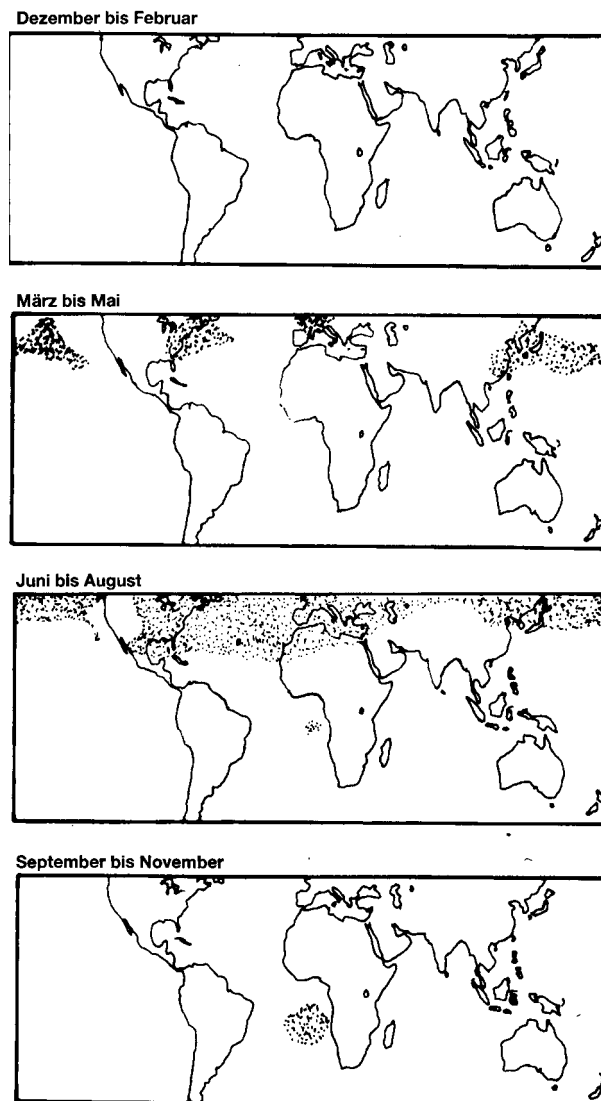
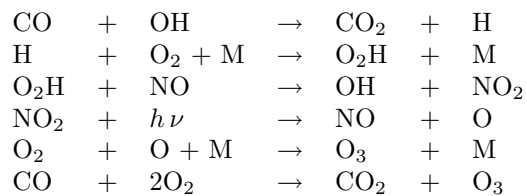
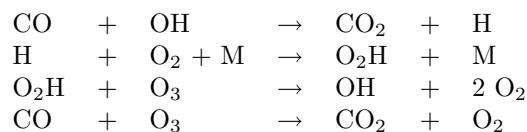


Abbildung 6.32: Weltweite Verteilung von Ozon in der Troposphäre. Gebiete mit einem troposphärischen Ozongehalt von über 40 Dobson-Einheiten (d.h. troposphärisches Ozon trägt mehr als 10% zur Gesamtozonsäule bei) sind punktiert dargestellt (Fishman et al., 1990, in [226]).

Stickoxidkonzentration ab: für  $\text{NO}/\text{O}_3$ -Verhältnisse über etwa 1:5000 bis 1:40 000 ist die folgende Reaktionskette dominierend:



Bei geringeren  $\text{NO}/\text{O}_3$ -Konzentrationen dagegen überwiegt eine andere Reaktionskette, die mit einem Abbau von Ozon verbunden ist:



Bei geringeren  $\text{NO}/\text{O}_3$ -Konzentrationen dagegen überwiegt eine andere Reaktionskette, die mit einem Abbau von Ozon verbunden ist:

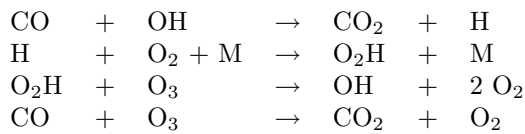


Abbildung 6.32 gibt einen Überblick über die jahreszeitliche und räumliche Verteilung von Gebieten mit hoher troposphärischer Ozonkonzentration. Punktierte Bereiche markieren Ozon-Konzentrationen oberhalb von 40 Dobson-Einheiten (zum Vergleich: die Gesamt-ozonsäule beträgt im Mittel ca. 340 bis 350 DU – 1 Dobson ist 1/100 mm Ozon in einer komprimierten Atmosphäre unter Standarddruck und -temperatur). Auf der Nordhalbkugel herrschen im Sommer über den Industriegebieten besonders hohe Ozonkonzentrationen. Der Anstieg über dem Südatlantik zwischen September und November ist auf Waldbrände im Amazonasgebiet und Grasbrände in Afrika zurückzuführen. Besonders niedrige Ozonkonzentrationen ergeben sich in der Regel über den tropischen Wäldern, in Südostasien und im Amazonasgebiet.

### Folgen einer Zunahme des troposphärischen Ozons

Troposphärisches Ozon ist auf Grund anthropogener Einwirkung seit Beginn der Industrialisierung in seiner Konzentration deutlich angestiegen. Zwei Folgen dieses Anstieges werden diskutiert: (a) die Verstärkung des Treibhauseffektes durch Ozon und (b) direkte Schädigungen der Biosphäre aufgrund der oxidierenden Wirkung des Ozons.

Ozon insgesamt, d.h. die Summe aus troposphärischem und stratosphärischem Ozon, trägt zur Zeit mit ungefähr 8% zum Treibhauseffekt bei, vgl. Tabelle 5.6. Davon trägt das troposphärische Ozon alleine fast 50% zum Treibhauseffekt des Ozons bei, obwohl es weniger als 10% der Gesamt-ozonmasse ausmacht. Aufgrund der Druckverbreiterung der Absorptionsbanden in der Troposphäre erfolgt dort jedoch eine wesentlich effektivere Absorption durch Ozon als in der Stratosphäre. Würde man in einem ganz einfachen Gedankenexperiment davon ausgehen, dass sich troposphärischer Anstieg und stratosphärische Verringerung der Ozonkonzentration die Waage halten, so würde diese veränderte Ozonverteilung klimatische Konsequenzen haben, da jedes aus der Stratosphäre in die Troposphäre verlagerte Ozonmolekül eine höhere Treibhauswirkung hat. Dieses Gedankenexperiment scheint nicht völlig unrealistisch zu sein: Zur Zeit sieht es noch so aus, als würde die gesamte Ozonkonzentration in der Atmosphäre konstant bleiben und es würde im wesentlichen eine Umschichtung erfolgen, d.h. in der Troposphäre und der unteren Stratosphäre eine Zunahme des Ozons, in der mittleren und oberen Stratosphäre dagegen eine Abnahme. Modellrechnungen deuten ebenfalls in diese Richtung: Die Abnahme stratosphärischen Ozons ist mit einer Zunahme troposphärischen Ozons verbunden. Damit mag für die Breitenbereiche, in denen diese Bilanz ausgeglichen ist (Abweichungen dürften sich im wesentlichen in der Nähe der Pole, also in der Nähe der bekannten Ozonlöcher, ergeben), die UV-Strahlung zwar weiterhin ausreichend stark abgeschirmt sein, die klimatischen Konsequenzen sind jedoch nicht zu unterschätzen, da Ozon bei dieser Umverteilung zu einer Erwärmung der unteren Stratosphäre und der Troposphäre beiträgt und zu einer Abkühlung der mittleren und oberen Stratosphäre (Verstärkung des Treibhauseffektes, vgl. Diskussion in [83]).

Troposphärisches Ozon ist als starker Oxidator für die Selbstreinigung der Atmosphäre von Bedeutung. Aufgrund dieser hohen Reaktivität reagiert es aber auch mit den meisten organischen Molekülen und ist damit als ein Giftstoff zu klassifizieren. Die starke Oxidationsfähigkeit lässt sich bewusst zum Vorteil einsetzen: so wird Ozon in der Reinigung von Trink- und Abwässern und Wassern in Schwimmbädern eingesetzt sowie in der Haltbarmachung von Lebensmitteln (Obst, Gemüse, Fleisch, Käse, Fisch).

Ozon unterscheidet sich von anderen gasförmigen Giften dadurch, dass wir ihm ubiquitär in bereits wirksamen Konzentrationen ausgesetzt sind. Die Giftigkeit ist außerordentlich hoch und die Dosis-Wirkungskurve ist steil. Es besteht daher die ungewöhnliche Situation, dass ein großer Teil der Bevölkerung weltweit häufig Konzentrationen von Ozon ausgesetzt ist, die den MAK-Wert (MAK = maximale Arbeitsplatz-Konzentration) von 0.1 ppm eindeutig



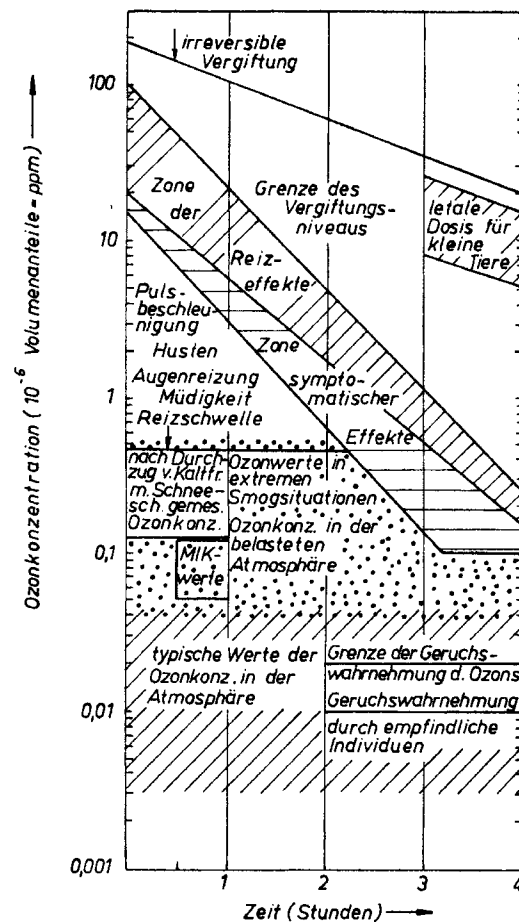


Abbildung 6.33: Physiologische Effekte des Ozons (Howath et al., 1985; in [87])

überschreiten und messbare (aber zum Glück reversible) Beeinträchtigungen der Lungenfunktion verursachen (Eyer, 1994, in [201]).

Eine Schädigung von Lungen und Schleimhäuten hängt außer von der Konzentration des Ozons auch von der Expositionsdauer ab. Die physiologische Wirkung in Abhängigkeit von der Konzentration und der Einwirkzeit ist in Abb. 6.33 dargestellt. Die Geruchsschwelle für Ozon liegt bei 0,02 ppm. Konzentrationen zwischen 0,1 und 0,2 ppm beeinträchtigen messbar die Lungenfunktion (Abnahme der Vital- und Sekundenkapazität) und bewirken geringgradigen Augen-, Nasen-, Rachen- und Hustenreiz. Die maximale körperliche Leistungsfähigkeit nimmt ab etwa 0,12 ppm merklich ab.

Bei chronischer Inhalation höherer Konzentrationen (0,25–0,5 ppm) werden Veränderungen des Lungengewebes beobachtet. Unterhalb von 0,1 ppm sind Veränderungen der Lungenfunktion jedoch nicht nachweisbar, weder bei Personen mit normaler Lungenfunktion noch bei Asthmatikern. Akute Vergiftungen können bei Konzentrationen von 1–5 ppm oder darüber auftreten mit starker Schädigung der Bindehaut und der Schleimhäute innerhalb kürzester Zeit. Derartige akute Vergiftungen kommen jedoch kaum vor. Die Ozonkonzentrationen in der oberen Troposphäre betragen ungefähr 1 ppm, in Reinluftgebieten der unteren Troposphäre betragen sie tagesabhängig zwischen 0,002 ppm (nachts) und 0,1 ppm (nachmittags im Sommer).

Da Ozon und die an der Bildung des troposphärischen Ozons beteiligten Stickoxide durch die Luftbewegung transportiert werden, ist die Konzentration des Ozons in den Städten, die ja in erheblichem Maße zur Emission der ozonproduzierenden Spurengase beitragen, oftmals geringer als in den leewärts gelegenen ländlichen Gebieten (vgl. Abb. 3 in Schüttmann und Aurand, 1994, in [201]).

Die starke Oxidationswirkung des Ozons ist nicht nur für den Menschen eine

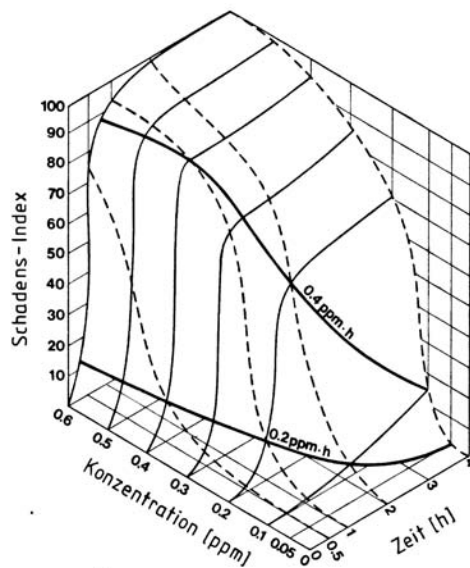


Abbildung 6.34: Schadenswirkung von Ozon auf Blätter (prozentuale Schädigung) in Abhängigkeit von der Ozonkonzentration und der Expositionsdauer [84]

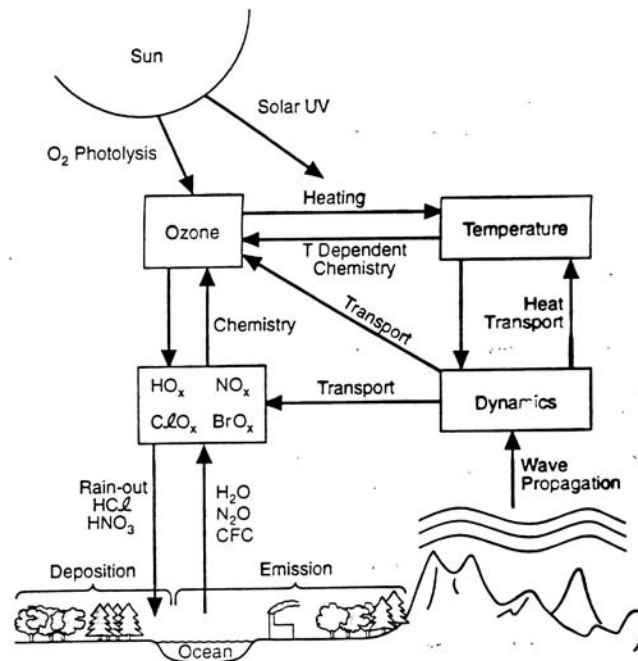
Gefährdung, hohe Ozonkonzentrationen beeinträchtigen die gesamte Biosphäre. Die Schädigungen in der Tierwelt dürften dabei ähnlich wie beim Menschen ablaufen, allerdings mit der der betreffenden Spezies angepassten Ozonkonzentration. Bei Pflanzen lässt sich die Schädigung sogar noch direkter beobachten: so wird die Wachstumsgeschwindigkeit bei der Keimung von Pflanzen durch die Anwesenheit von Ozon verringert, ebenso wie die Zahl der Wurzelhaare der Pflanzen (diese sind wichtig zur Aufnahme von Nährstoffen und Wasser aus dem Boden und bestimmen damit das Pflanzenwachstum). Auch Blattschäden lassen sich an Pflanzen beobachten. Abbildung 6.34 zeigt dazu die prozentuale Schädigung von Bohnenblättern in Abhängigkeit von der Ozonkonzentration und der Expositionsdauer. Dabei ist auch zu bedenken, dass sich Pflanzen im Gegensatz zum Menschen bei hoher Ozonkonzentration nicht in geschlossene Räume zurückziehen können und daher schädlichen Ozonkonzentrationen über lange Zeiträume ausgesetzt sein können. Da Ozon durch die Spaltöffnungen der Blätter, die sich bei Bewässerung öffnen, in die Pflanzen eindringt, versucht man Ernteschäden dadurch zu verringern, dass bei Nutzpflanzen die künstliche Bewässerung zu Zeiten hoher Ozonkonzentration eingestellt wird.

### 6.2.6 Zusammenfassung Stratosphärisches Ozon

Insgesamt haben wir in diesem Abschnitt die Stratosphäre als eine Atmosphärenschicht kennengelernt, deren Chemie und Energetik im wesentlichen vom Ozon bestimmt ist. Abbildung 6.35 fasst diese Kopplungen und ihre Zentrierung um das Ozon noch einmal zusammen. Deutlich wird auch die enge Kopplung zwischen Troposphäre und Stratosphäre: anthropogene Schadstoffe können aus der Troposphäre in die Stratosphäre aufsteigen. Bei diesen Quellgasen handelt es sich im wesentlichen im Methan, Lachgas und FCHWs. Die mit diesen Gasen entstehenden katalytischen Kreisläufe zum Ozonabbau sind nochmals in Abb. 6.36 zusammengefasst. In dieser Abbildung werden auch die Ionosphäre und die energiereichen Teilchen als ein Bestandteil des  $\text{NO}_x$ -Zyklus berücksichtigt. PSC markiert in dieser Abbildung die Bedeutung der polaren stratosphärischen Wolken für die Ausbildung des Ozonloches über der Antarktis. Da die Arktis gegenüber den niedrigeren Breiten nicht so effizient abgeschirmt ist, ist hier die Luft insgesamt wärmer und es bildet sich im Frühjahr nur ein vergleichsweise flaches Ozonloch aus.

Auch die Dynamik der Troposphäre (hot towers in der innertropischen Konvergenzzone, atmosphärische Wellen, die sich über Gebirgen ausbilden) wirkt bis in die Stratosphäre und ist dort Bestandteil des Zirkulationsmusters.

Abbildung 6.35: Schematische Darstellung der gekoppelten chemischen, radiativen und dynamischen Prozesse in der Stratosphäre [35].



### 6.2.7 Das Hydroxyl-Radikal

Das Hydroxyl-Radikal ist in diesem Kapitel bereits mehrfach als der Saubermann der Atmosphäre erwähnt worden. Wir haben seine Bedeutung beim Ozonabbau kennengelernt ebenso wie beim Abbau von Methan in der Troposphäre. Das Hydroxyl-Radikal hat aufgrund seiner hohen Reaktivität eine atmosphärische Verweildauer von ungefähr einer Sekunde (vgl. Abb. 5.35).

Das Hydroxyl-Radikal OH ist ein Fragment des sehr stabilen Wassermoleküls H<sub>2</sub>O und ist bestrebt, sich durch Aufnahme eines Wasserstoffatoms zu diesem zurückzuwandeln. Ein großer Anteil der in der Troposphäre enthaltenen Moleküle enthält als Bestandteil Wasserstoffatome und ist damit ein potentieller Reaktionspartner für das Hydroxyl-Radikal. Die Reaktionen laufen dann nach dem Schema



ab. Die große Bedeutung des Hydroxyl-Radikals besteht außer in seiner hohen Reaktivität in der Tatsache, dass das bei der Reaktion entstehende Wasser zur Lösung der Verbindungen in Wasser beiträgt und damit die Geschwindigkeit des Auswaschens der Schadstoffe aus der Atmosphäre erhöht.

Ohne das Hydroxyl-Radikal hätte die Atmosphäre eine völlig andere Zusammensetzung und wäre für die Umwelt gefährlich, da sich in diesem Falle die meisten Spurengase in der Atmosphäre ansammeln würden und direkt toxisch oder über den Treibhauseffekt indirekt belastend auf die Umwelt wirken könnten.

Die hohe Reinigungswirkung der Hydroxylradikale ist insofern überraschend, als dass sie nur in einer sehr geringen Konzentration von  $1 - 4 \cdot 10^{-14}$  in der Atmosphäre vorhanden sind. Obwohl Sauerstoff mit 21% als Oxidant in der Atmosphäre ebenso zu Reinigungszwecken zur Verfügung stehen würde, sind diese Reaktionen zu langsam, um von Bedeutung zu sein.

Das Hydroxyl-Radikal entfaltet seine Wirkung insbesondere bei den Kohlenwasserstoffen, da diese ja über eine hinreichende Zahl von Wasserstoffatomen verfügen, und trägt zur Bildung von Salpetersäure aus Stickoxiden und Schwefelsäure aus H<sub>2</sub>S und SO<sub>2</sub> bei. Die Reinigung der Atmosphäre von diesen Spurengasen erfolgt also durch die Bildung sauren Regens.

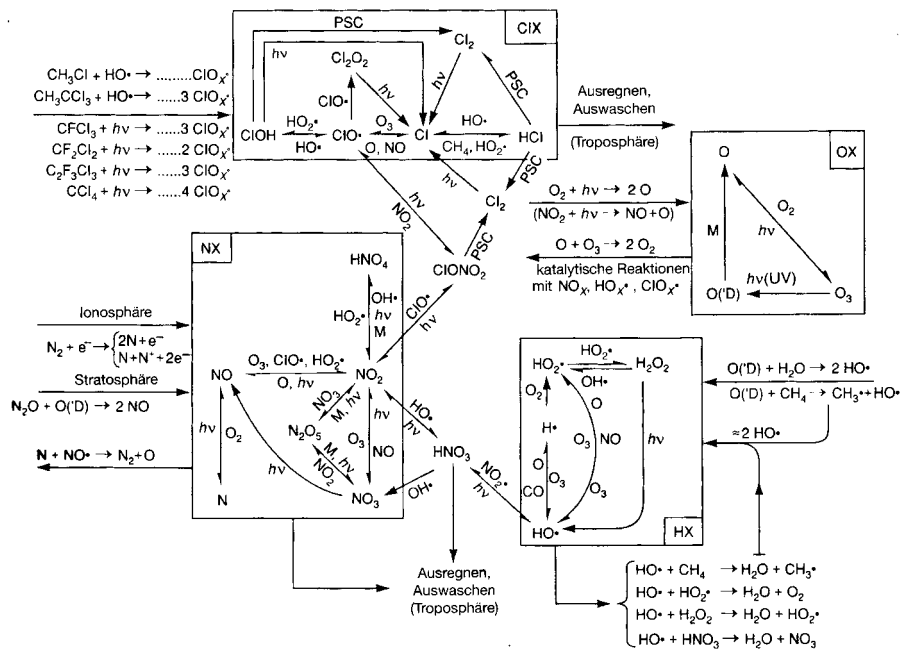


Abbildung 6.36: Katalytische Kreisläufe der stratosphärischen Ozonchemie [111]

## 6.3 Zusammenfassung

Atmosphärische Chemie findet in der Troposphäre ebenso wie in der Stratosphäre statt. In beiden Höhenbereichen hat das Hydroxyl-Radikal eine große Bedeutung für die Reinigung der Atmosphäre durch Umwandlung der eingetragenen Fremdstoffe in wasserlösliche Substanzen und anschließendes schnelles Auswaschen.

Ein weiterer wichtiger Bestandteil der atmosphärischen Chemie ist das Ozon. In der Troposphäre entsteht Ozon im wesentlichen aus anthropogen eingetragenen Fremdstoffen, ein Teil wird auch aus der Stratosphäre zugeführt. Entsprechend der zunehmenden Luftverschmutzung nimmt auch der Ozongehalt in der Troposphäre zu.

In der Stratosphäre erfolgen Bildung und Abbau von Ozon im wesentlichen durch photochemische Prozesse. Dabei bildet sich eine Ozonschicht aus, die ein von der Jahreszeit und geographischen Breite abhängiges Muster zeigt. Quellgase aus der Stratosphäre tragen zu einem Abbau dieser Schicht bei. Insbesondere sind hier die FCKWs beteiligt. Über der Antarktis bilden sich im Winter polare stratosphärische Wolken aus, die ein großes Reservoir an Chlor bereitstellen, so dass mit Einsetzen der solaren Einstrahlung im Frühling ein Ozonloch über der Antarktis entsteht. Die Ozonabnahme kann dabei bis zu 50% betragen. Die sich daraus ergebende verstärkte UV-Strahlung führt zu einer verringerten Produktion an Phytoplankton in den Meeren um die Antarktis.

Die anthropogenen Veränderungen im Ozon dürfen nicht unabhängig vom Treibhauseffekt betrachtet werden. Ozon selbst ist ein treibhauswirksames Spurengas, seine Zunahme in der Troposphäre und die Abnahme in der Stratosphäre tragen zu einer Verstärkung des Treibhauseffekts bei. Umgekehrt kann aber auch die durch den Treibhauseffekt bedingte Abkühlung der Stratosphäre zu einem verstärkten Ozonabbau führen, so dass sich hier die Möglichkeit einer positiven Rückkopplung ergibt.

## Fragen

**Frage 117** Beschreiben Sie die wesentlichen Aspekte der Stratosphäre.

**Frage 118** Wie unterscheiden sich Temperaturverteilungen in der Stratosphäre (a) in Abhängigkeit von der Höhe, (b) in Abhängigkeit von der Jahreszeit und (c) zwischen Nord- und Südhemisphäre?

**Frage 119** Erläutern Sie die wesentlichen Merkmale der QBO und beschreiben Sie ein Modell zur Erklärung dieser Oszillation.

**Frage 120** Skizzieren Sie grob die globale Verteilung des Gesamt Ozon, insbesondere dessen Breitenabhängigkeit.

**Frage 121** Erläutern Sie kurz die wesentlichen Produktions- und Abbauprozesse für Ozon.

**Frage 122** Beschreiben Sie ein Verfahren zur Messung der Gesamt Ozonsäule vom Boden aus.

**Frage 123** Beschreiben Sie die wesentlichen Eigenschaften des Ozonlochs und versuchen Sie, diese physikalisch zu erklären.

**Frage 124** Welche Bedeutung haben die polaren Stratosphärischen Wolken?

**Frage 125** Warum verhalten sich die Ozonlöcher auf der Nord- und Südhalbkugel so unterschiedlich?

**Frage 126** Diskutieren Sie mögliche Wechselwirkungen zwischen Treibhauseffekt und Ozonloch.

**Frage 127** Diskutieren Sie mögliche Wechselwirkungen zwischen Treibhauseffekt und einer Veränderung im troposphärischen Ozon (Sommersmog).

**Frage 128** Welche Bedeutung hat das Hydroxyl-Radikal für die Atmosphäre? Geben Sie Beispiele.

## Aufgaben

**Aufgabe 5** Wir haben in diesem Kapitel die Bedeutung des Ozons für den Strahlungshaushalt der Erde kurz betrachtet. Machen Sie sich an Hand von Abbildung 5.26 oder 5.27 klar, wie dieser Mechanismus in ein Modell der Atmosphäre zu inkorporieren wäre und welche zusätzlichen Rückkopplungsprozesse entstehen könnten.

**Aufgabe 6** Und eine weitere Verkomplizierung: Wir haben im Zusammenhang mit dem Ozonloch auf einen Rückgang des Phytoplanktons in den Meeren um die Antarktis hingewiesen. Versuchen Sie, auch diesen Effekt in eines der Modelle einzubauen. Spiele Sie auch unabhängig von den Modellen durch, welche Folgen sich ergeben können. Suchen Sie nach möglichen positiven und negativen Rückkopplungen. Verwenden Sie die Überlegungen, um ein Gefühl dafür zu entwickeln, wie einfach die bisherigen bereits recht komplizierten Klimamodelle im Bezug auf die Realität eigentlich nur sind.

## Literaturhinweise

Zur Chemie der Atmosphäre sind zu empfehlen Graedel und Crutzen [111] und Fabian [84]. Die Bedeutung des Ozons wird in Feister [87] diskutiert. Eine sehr gute allgemeine Einführung in die Stratosphäre gibt Labitzke [183].

Einen neueren und sehr ausführlichen Überblick über atmosphärisches Ozon und seine Variabilität geben Kondratyev und Vartsos [177]; die meisten wichtigen Artikel sind darin berücksichtigt, allerdings ist es manchmal nicht ganz einfach, zwischen den ganzen Details nicht den Faden zu verlieren.

Auch wenn es bereits etwas älter ist, sind die meisten Ideen nach wie vor aktuell: die Bedeutung der Stratosphäre im Rahmen globaler Veränderungen wird in verschiedenen Beiträgen im Sammelband von Chenin [51] betrachtet.

# Mesosphäre

Die *Mesosphäre* oder *Ignorosphäre* umfasst den Höhenbereich zwischen der Stratopause bei ca. 50 km und der Mesopause bei ca. 90 km. Sie bildet damit den Übergang zwischen der durch menschliche Aktivität direkt beeinflussbaren unteren Atmosphäre und der durch solare Aktivität bestimmten Hochatmosphäre.

Unter dem Gesichtspunkt von Atmosphärenvariabilität ist die Mesosphäre also eigentlich ein wichtiges Koppelglied. Dennoch ist unser Wissen um die in ihr ablaufenden Prozesse und ihre natürliche Variabilität nur gering: (a) sie beginnt oberhalb der Flughöhe von Ballonen und Stratosphärenflugzeugen und ist damit einer direkten Messung nicht zugänglich, und (b) sie ist neutral und ist damit im Gegensatz zur Ionosphäre auch indirekten Messungen nicht zugänglich. Für direkte Messungen mit Hilfe von Raketen oder Satelliten dagegen liegt die zu niedrig, für indirekte Messungen von Gasen (Absorption) ist sie zu dünn und enthält zu wenig spezifische Substanzen, so dass ein Remote Sensing wie in der Stratosphäre nur für wenig ergiebig ist.<sup>1</sup>

Dennoch sollen in diesem Kapitel kurz die wesentlichen Eigenschaften der Mesosphäre und ihrer Variabilität beschrieben werden. Dabei werden wir auch auf das sichtbare Phänomen der nachleuchtenden Wolken (Noctilucent Clouds, NLCs) eingehen sowie auf die wahrscheinlich damit verbundenen Polar Mesospheric Summer Echos PSME.

## 7.1 Allgemeines

Die Mesosphäre erstreckt sich über einen Höhenbereich von ca. 40 km oberhalb der Stratopause. Ihre wesentlichen Eigenschaften lassen sich wie folgt zusammen fassen:

- sie enthält ca. weniger als 1% der Atmosphärenmasse, d.h. aus energetischen Gründen erwarten wir keinen Einfluss der Mesosphäre auf die Atmosphärendynamik.
- die Temperaturen haben an der Stratopause ein Maximum in der Größenordnung von  $-20^{\circ}$  und neben zur Mesopause auf Werte um  $-60^{\circ}$  oder darunter ab (vgl. z.B. Abb. 6.1).
- da die Stratopause keine Inversion ist, haben Strato- und Mesosphäre ein gemeinsames Zirkulationssystem wie in Abb. 6.4 angedeutet.
- auf Grund des gemeinsamen Zirkulationssystems ist die Mesosphäre wie die Stratosphäre gut durchmischt – mit Ausnahme des durch die elektromagnetische Strahlung lokal erzeugten und zerstörten Ozons.

<sup>1</sup>Dieser Aspekt der ‘Ignorosphäre’ gilt in etwas geringerem Maße auch für die unteren Bereiche der Thermosphäre, da in situ Messungen mit Hilfe von Satelliten erst ab einer Höhe von 200 km möglich und ab ca. 400 km Flughöhe sinnvoll sind. Allerdings lassen sich über die untere Thermosphäre viele Informationen zumindest über die geladenen Komponente mit Hilfe von Radiobeobachtungen gewinnen, z.B. EISCAT (<http://www.eiscat.uit.no/>) oder SOUSY ([http://www.mps.mpg.de/de/projekte/sousy/sousy\\_radar\\_mobile.html](http://www.mps.mpg.de/de/projekte/sousy/sousy_radar_mobile.html))

Abbildung 7.1: Nachtleuchtende Wolke (Noctilucent Cloud NLC)  
<http://epod.usra.edu/archive/images/nlcfb230605.jpeg>



- entsprechend enthalten beide die gleichen Spurengase, wobei die schwereren Spurengase in der Mesosphäre seltener werden, da bereits langsam der Übergang von der Homo- zur heterosphäre einsetzt und die schwereren Bestandteile sedimentieren.
- wie die Stratosphäre ist die Mesosphäre recht trocken – als Folge der beginnenden Sedimentation ist die höchste relative Wasserdampfkonzentration jedoch eher in der oberen Mesosphäre zu erwarten als in der unteren Stratosphäre. Diese ist ausreichend, um bei sehr kalten Temperaturen auszufrieren und zu nachtleuchtenden Wolken zu führen.
- die Mesosphäre enthält als Fremdstoffe Meteorstaub: eindringende Meteore benötigen eine hinreichend dichte Atmosphäre bevor sie nennenswerte Wechselwirkung beginnen, daher gelangen sie recht ungehindert bis in die untere Thermosphäre bzw. Mesosphäre wo sie recht schnell durch Reibung zu Staub ‘zerstauben’.

Die wichtigsten Merkmale der Mesosphäre sind die nachtleuchtenden Wolken und die polaren mesosphärischen Sommerechos.

## 7.2 Nachtleuchtende Wolken

Nachtleuchtende Wolken wie in Abb. 1.4 oder 7.1 bilden sich in der Nähe des Temperaturminimums der Mesopause aus, d.h. am Übergang zwischen Mesosphäre und Thermosphäre. Nachtleuchtende Wolken finden sich in einer Höhe von ca. 83 km, sie sind ein polares Phänomen und verschwinden in mittleren Breiten in der Regel.<sup>2</sup> Eine sehr gute Übersicht über diese NLCs (Noctilucent Clouds) mit vielen Beispielen geben Gadsden und Schröder [97].

NLCs sind, wie wir es auch aus der Troposphäre kennen, Wolken aus Eiskristallen. Zur Bildung dieser Wolken müssen zwei Voraussetzungen erfüllt sein: (a) es muss Wasserdampf in der Mesosphäre vorhanden sein und (b) die Temperatur muss sehr niedrig sein, damit sich eine sichtbare Wolke durch Anlagerung mehrerer Wassermoleküle zu Eiskristallen bilden kann. Knapp oberhalb von nachtleuchtenden Wolken wurden Temperaturen bis hinab zu 111 K (-162°C) gemessen. Der Wasserdampfgehalt der höhern Atmosphäre ist so gering, dass sich bei Ausfrieren des gesamten Wasserdampfgehaltes oberhalb 80 km auf jedem Quadratmeter Atmosphäre nur ein Wolkenteilchen mit einem Radius von 0.042 mm bilden könnte (bzw. natürlich eine größere Zahl von Kristallen mit entsprechend kleineren Radien – Kristalle in NLCs haben normalerweise Radien unterhalb 0.07  $\mu\text{m}$ ). Daher können sich keine dichten

<sup>2</sup>Keine Regel ohne Ausnahme: die nachtleuchtende Wolke in Abb. 7.1 wurde über Schottland fotografiert was noch nicht unbedingt als polar gilt. Und in Deutschland werden nachtleuchtende Wolken sehr intensiv vom Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn untersucht; eine kurze Übersicht findet sich auch unter [http://www.iap-kborn.de/optik/nlc/nlc\\_kb\\_d.htm](http://www.iap-kborn.de/optik/nlc/nlc_kb_d.htm), eine Vergleich mit PSMEs unter <http://www.iap-kborn.de/publikationen/bericht1999/bericht/node23.html>. Beobachtungen von NLCs von Norddeutschland aus werden auch beschrieben unter [http://3sky.de/NLC/PMSE/pmse\\_nlc.html](http://3sky.de/NLC/PMSE/pmse_nlc.html).

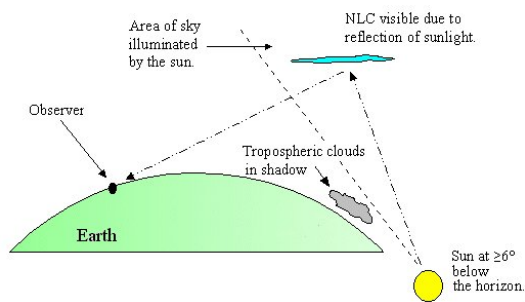


Abbildung 7.2: Geometrie zur Entstehung einer NLC <http://www.windows.ucar.edu/tour/link=/earth/Atmosphere/NLC.html>



Abbildung 7.3: Aufnahme einer NLC von der Space Station aus [304]

nachtleuchtenden Wolken bilden sondern nur sehr dünne Wolkenschleier. Deren optische Tiefe beträgt ungefähr  $10^{-4}$ , d.h. nachtleuchtende Wolken sind transparent. Daher können NLCs am hellen Taghimmel nicht gesehen werden. Sie sind erst dann zu erkennen, wenn der Himmel zum Ende der Dämmerung hin bereits hinreichend dunkel geworden ist, aber die Sonne noch nicht so weit unter dem Horizont steht, dass noch Licht auf die Wolkenunterseite fallen und in Richtung auf den Beobachter gestreut werden kann, vgl. Abb. 7.2.

Im Bezug auf die räumliche Ausdehnung ist die Bezeichnung Wolke irreführend: bei einer Wolke denken viele Leute eher an ein räumlich recht kleines Gebilde wie die typischen Schönwetter-Cumuli oder eine Cumulonimbus. Beide bilden keinen Größenmaßstab für nachtleuchtende Wolken. Letztere können eher mit einer geschlossenen, wenn auch strukturierten, große Bereiche überdeckenden Wolkendecke verglichen werden. Dies ist schon in den Beispielen in Abb. 1.4 und 7.1 angedeutet und wird beim Blick von der Space Station noch deutlicher, wie in Abb. 7.3 gezeigt. Aus dieser Abbildung können wir auch entnehmen, dass sich NLCs anscheinend von oben recht gut nachweisen lassen, entweder durch direkte Beobachtung oder im Rahmen eines Okkultationsexperiments. Da mit letzterem die optisch dünne Wolke über einen langen Sehstrahl integriert wird, funktioniert dieses Verfahren zu jeder Tageszeit.

Beobachtungen von NLCs vom Boden aus sind ein etwas unzuverlässiges Verfahren zur Erstellung einer Klimatologie: NLCs können per Definition nicht tagsüber beobachtet werden und hinter einer Decke troposphärischer Wolken können sie auch nicht erkannt werden. Satellitenbeobachtungen dagegen erlauben eine homogenere Datenbasis. Abbildung 7.4 zeigt die zeitliche und räumliche Variation von NLCs<sup>3</sup> auf der Nordhemisphäre gemittelt über die Jahre 1982–1986. Die Verteilung ist ungefähr symmetrisch um einen Punkt ca. 2 Wochen nach der Sommersonnenwende. Zum Anfang der Saison ist die Zahl der NLCs noch gering, auf werden sie nur bei hohen Breiten beobachtet. Mit zunehmender Zeit nimmt die Anzahl zu und NLCs werden auch bei niedrigeren Breiten beobachtet. Zum Ende der Saison kehrt sich dieser Trend wieder um. Ein Vergleich zwischen dem oberen und unteren Teil der Abbildung legt nahe, dass es keine Unterschiede zwischen dem Morgen und dem Abend gibt.

<sup>3</sup>Technisch sind dies keine NLCs da die Beobachtungstechnik die 'Nacht' nicht mehr erfordert. Daher werden diese Wolken auch teilweise als polare mesosphärische Wolken oder auf Englisch Polar Mesospheric Clouds PMC bezeichnet.



Abbildung 7.4: Variation in der räumlichen und zeitlichen Verteilung von polaren mesosphärischen Wolken, beobachtet mit Solar Mesosphere Explorer (SME) [304]

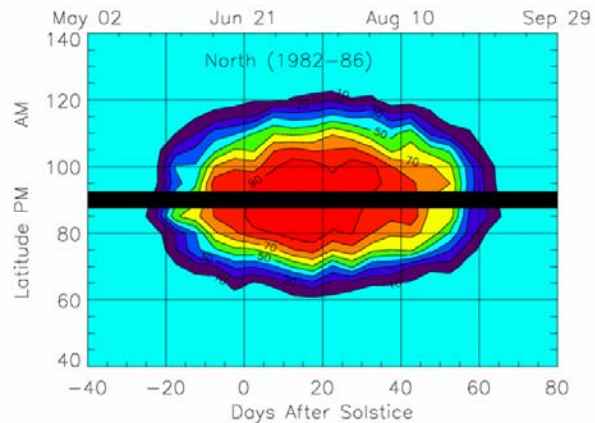
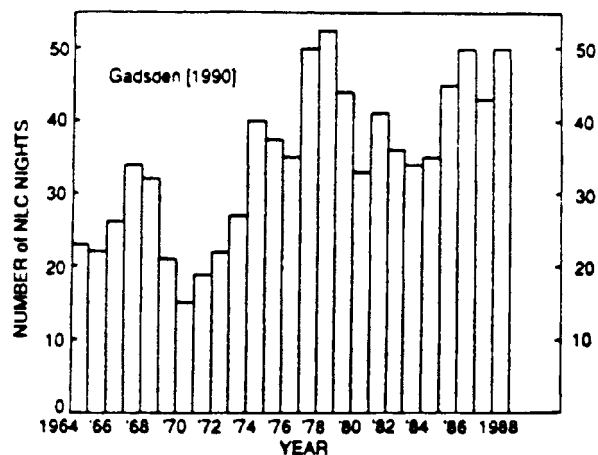


Abbildung 7.5: Zahl der Nächte pro Jahr, in denen nachleuchtende Wolken von Nord-West-Europa aus beobachtet wurden ([96] in [302])



NLCs werden an den kältesten Orten der Atmosphäre beobachtet, das ist die Mesopause im polaren Sommer. Die Grundzüge der NLC-Formation lassen sich wie folgt beschreiben: die globale Zirkulation ist derart, dass im Sommer die Luft in der polaren Strato- und Mesosphäre aufsteigt, vgl. Abb. 6.4. Auf Grund der Expansion der aufsteigenden Luft kühlt diese sich stark ab, so dass die Sommermesopause in einer Höhe von ca. 88 km sehr kalt ist. Daher bilden sich dort Eiskristalle, die bis zu einer Höhe von ca. 83 km ausfallen und dort die NLCs bilden.

Auf Grund der sehr geringen Dichten sind die niedrigen Temperaturen alleine jedoch nicht ausreichend um die Wolkenbildung zu initiieren. Diese Behauptung wird auch durch die Beobachtungen unterstützt: niedrige Temperaturen an der Mesopause sind zwar eine notwendige, nicht jedoch eine hinreichende Bedingung für die Bildung von NLCs. Offenbar wird ein zusätzlicher Mechanismus benötigt, der Kondensationskeime zur Verfügung stellt. Zwei Kandidaten bieten sich an: Meteorstaub ist eine Quelle für Metalle in der Mesosphäre, die z.B. mit Lidar nachgewiesen werden können. Diese Partikel können auf Grund ihrer Größe und Geschwindigkeit auch bei den geringen Dichten die notwendige Zahl Wassermoleküle aufsammeln, um einen Eiskristall zu bilden. Ein anderer Kandidat ist die Ionisation durch einfallende energiereiche Teilchen wie in Abschn. 11.5 diskutiert. An den Ionen lagern sich die Wassermoleküle auf Grund ihrer Dipoleigenschaften leichter an als an Neutralteilchen, so dass eine verstärkte Ionisation auch zu einer größeren Zahl von Eiskristallen führen könnte.

### 7.2.1 NLCs und Klimaänderungen

NLCs scheinen ein Phänomen zu sein, das in den vergangenen Jahren an Häufigkeit zugenommen hat. Abbildung 7.5 zeigt dazu die Zahl der Nächte pro Jahr, in denen NLCs von

Nord-West-Europa aus beobachtet wurden für den Zeitraum 1964 bis 1988. Ein Teil der Schwankungen dieser Kurve lässt sich durch den Solarzyklus verstehen. Deutlich ist jedoch die Zunahme der Zahl der NLCs um fast einen Faktor 2 über den betrachteten Zeitraum. Als Grund für diese Zunahme wird das Zusammenspiel von zwei Faktoren diskutiert: (a) der Wasserdampfgehalt in der Mesosphäre hat sich erhöht, so dass mehr Wassermoleküle zur Kristallisation zur Verfügung stehen, und (b) die Temperatur hat sich um einige Grad verringert, so dass die Bedingungen für effiziente Kristallisation häufiger erfüllt werden.

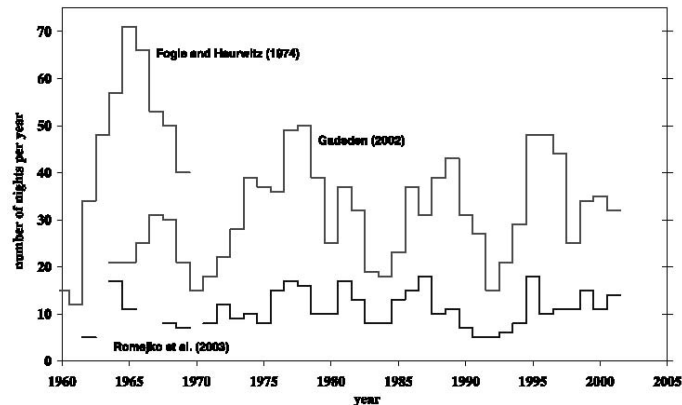
Interessanterweise könnten beide Effekte, für deren Nachweis die Messungen der Mesosphärenparameter allerdings noch nicht weit genug zurück reichen, auf menschliche Einwirkung zurückgeführt werden. Die abgeschätzte Temperaturabnahme in der Mesosphäre zur Verdoppelung der Zahl der NLCs müßte ca. 6 K betragen ([96, 302]). Betrachtet man die deutliche Abnahme in der Stratosphärentemperatur im Zusammenhang mit dem anthropogen verstärkten Treibhauseffekt, so wäre eine derartige Temperaturabnahme nicht als vollständig unrealistisch von der Hand zu weisen, insbesondere da man davon ausgehen kann, dass sich die Temperaturabnahme durch den verstärkten Treibhauseffekt von der Stratosphäre über die Mesosphäre bis in die Thermosphäre fortsetzen wird (z.B. [256, 252]). Zwar scheint ausgerechnet die Mesopause nicht kühler zu werden, jedoch kühlen sich Bereiche knapp unterhalb der Mesopause soweit ab, dass deren Temperaturen unterhalb der heutigen Mesopausentemperatur liegen und damit die Bedingungen für die verstärkte Bildung nachleuchtender Wolken erfüllt sein könnten.

Die größere Zahl der zur Kristallisation zur Verfügung stehenden Wassermoleküle ließe sich durch den anthropogenen Eintrag von Methan verstehen: dieser hat sich in den vergangenen hundert Jahren ungefähr verdoppelt mit der größten Steigerung in den letzten Jahrzehnten. Dieses Methan wird in der mittleren Atmosphäre zu Wasser oxidiert. Aber auch hier fehlen hinreichend weit zurück reichende Messungen, um diesen Zusammenhang nachweisen zu können. Allerdings besteht gerade für diese Methanhypothese die Möglichkeit, dass sich auch in bereits bestehenden Datensätzen Hinweise auf die Richtigkeit oder Unsinnigkeit dieser Hypothese finden lassen: die erforderlichen Änderungen in der Methan-Konzentration würden zu einer Veränderung der Albedo gegenüber wolkenfreien Bereichen im UV-Bereich von 10–15% führen. Diese Veränderungen sind so groß, dass sie sich nach einer Korrektur der solaren Einflüsse in den Daten finden lassen müssten.

In diesem Bereich ist sicherlich noch einiges an Arbeit zu leisten, bevor man Änderungen in der Zahl der nachleuchtenden Wolken auf anthropogene Einflüsse zurückführen kann. Zusätzliche Arbeit ist auch notwendig, um zu verstehen, inwieweit die größere Häufigkeit der NLCs wieder Rückwirkungen auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre hat, hier insbesondere im Bereich der ultravioletten Einstrahlung, da sich dort die Albedo durch die NLCs ja deutlich ändert. Daraus könnte sich wiederum eine Änderung der Ozochemie in der Stratosphäre ergeben. Diese Änderung könnte auch Auswirkungen auf die Troposphäre haben. Selbst wenn sich dieses Gedankenspiel als völlig absurd erweisen wird, kann es vielleicht eine Idee wecken, wie sich Kopplungen zwischen verschiedenen Bereichen gestalten können: aufgrund des geringen Energieinhaltes kann die Hochatmosphäre keinen direkten Einfluss auf Troposphäre und Klima ausüben. Über subtile Effekte oder Rückkopplungen könnte dann der energetische David Hochatmosphäre vielleicht doch Einflüsse auf den Goliath Troposphäre haben.

Der obige Textteil über die NLCs stammt von 1996, in den letzten wurde weiter in diesem Bereich geforscht – die Ergebnisse sind jedoch nicht ganz eindeutig. So wurden NLCs bereits als ‘miner’s canary’ für globale Umweltveränderungen identifiziert [303], wie oben diskutiert. Eine Re-Analyse der Daten und einige Überlegungen lassen von Zahn [318] jedoch an dieser Interpretation zweifeln: (1) über das vergangene Jahrhundert haben Häufigkeit und Helligkeit nachleuchtender Wolken eine ziemlich starke natürliche Variabilität gezeigt. Wie mit den Temperaturkurven ist es bei starker natürlicher Variabilität erst dann möglich, ein Änderungssignal zu identifizieren, wenn dieses eine Amplitude hat größer als die Fluktuationen. Und Abb. 7.5 setzt ebenso wie Abb. 1.6 etwas willkürlich ein: die hohe Variabilität in den Zeiten davor wird nicht sichtbar, so dass die Kurve einen deutlichen Trend suggeriert.

Abbildung 7.6: NLC-Beobachtungen zwischen 1960 und 2000 als Zahl der Nächte pro Sommersaison an denen NLC vom Boden aus beobachtet werden konnten. Die drei Datensätze wurden unabhängig von einander gewonnen, der untere Datensatz ist lückenhaft [318]



Insbesondere haben verschiedenen Beobachter zu gleichen Zeiten sehr unterschiedliche NLC Raten gemessen, vgl. Abb. 7.6.<sup>4</sup> (2) Über das vergangene Jahrhundert ist lediglich ein Parameter genau gemessen worden, nämlich die Höhe der NLCs. Und diese ist überraschend konstant über den gesamten Zeitraum ohne nennenswerte Fluktuationen.

Und als finalen Todesstoß für den armen Kanarienvogel könnten wir noch anmerken: niedrige Temperaturen sind eine notwendige aber keine hinreichende Bedingung für die Formation von NLCs. Die zweite, noch nicht identifizierte Zutat kann es sein, die für die Variabilität sorgt. Und im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogramms CAWSES wird diese zweite Zutat im Augenblick eher im Bereich solare Einflüsse oder Meteorstaub gesucht als im Bereich der anthropogenen Klimaänderungen.

### 7.3 Polar Mesosphere Summer Echos (PSMEs)

Polar Mesosphere Summer Echos PSME oder polare mesosphärische Sommerechos sind ein bei Radaruntersuchungen beobachtetes Phänomen: die polare sommerliche Mesosphäre zeigt gelegentlich Schichten, an denen das Radiosignal insbesondere im VHF Bereich deutlich reflektiert wird. Wie die nachleuchtenden Wolken werden diese Echos gelegentlich auch in mittleren Breiten beobachtet, z.B. <http://www.iap-kborn.de/publikationen/bericht1999/bericht/node23.html>. Eine sehr gute Zusammenfassung über das heutige Verständnis von PSMEs findet sich in [244].

Zwischen PSMEs und NLCs besteht ein starker Zusammenhang. Wird sowohl im optischen als auch mit Radar beobachtet, so werden beide im gleichen Atmosphärenvolumen gesehen: es wird kein PSME ohne NLC beobachtet (außer es guckt mal wieder keiner) und es werden keine NLC ohne PSME beobachtet (außer da ist kein Radar bzw. das ist nicht in Betrieb). Allerdings sind es nicht die Eiskristalle der NLCs, die für die Reflektion des Radarsignals verantwortlich sind, d.h. NLC und PSME sind nicht das gleiche Phänomen nur einmal im sichtbaren und einmal im Radiobereich beobachtet.

Die Koexistenz der beiden Phänomene erklärt sich daraus, dass beide eine sehr kalte Mesopause erfordern. Während NLCs bereits durch die Bildung kleiner Eiskristalle entstehen, scheint nach heutigem Verständnis für die Formation von PSMEs die Bildung schwerer geladener Eis-Aerosol-Partikel erforderlich zu sein. Beides setzt sehr niedrige Temperaturen voraus. Außerdem haben wir bei den NLC bereits gesehen, dass die niedrigen Temperaturen nur eine notwendige, nicht aber eine hinreichende Bedingung sind: zusätzlich werden noch Kondensationskeime benötigt. Mit diesen lassen sich dann aber auch die Eis-Aerosol-Partikel der PSMEs relativ leicht bilden. Unter diesem Gesichtspunkt lassen sich PSME und NLC

<sup>4</sup>Von den drei Datensätzen in Abb. 7.6 erstreckt sich der von Fogle und Haurwitz von 1885–1969, der von Gadsden beginnt 1963 mit anderen Beobachtungsstationen, so dass kaum eine Interkalibration zwischen den Datensätzen erfolgen kann, um sie zu einer konsistenten Zeitserie zusammen zu fassen. Der Datensatz von Romejko et al. fällt durch die geringe Zahl an NLC Sichtungen auf: er basiert auf Beobachtungen von nur einer einzigen Station aus, so dass viele potentielle Sichtungen auf Grund von Bewölkung entfallen.

alm ehesten als zwei verschiedene Aspekte eines Kondensationsphänomens an der Sommer-Mesopause verstehen. Wie bei den NLCs wird bei den PSMEs spekuliert, ob ihr Auftreten und ihre Eigenschaften sich als Indikatoren für Klimaänderungen verwenden lassen.

## 7.4 Zusammenfassung

Die Mesosphäre wird auf Grund der schlechten Beobachtungsmöglichkeiten häufig als Ignosphäre betrachtet. Allerdings ist sie auch aus physikalischen Gründen keine so separate Schicht wie es Troposphäre und Thermosphäre sind: da die Stratopause keine Inversion bildet, sind Strato- und Mesosphäre gut durchmischt und damit in vielen Eigenschaften gut vergleichbar. Die wesentlichen Aspekte der Mesosphäre sind die allmählich einsetzende Entmischung der Komponenten sowie die an der polaren Sommer-Mesopause auftretenden Eisbildungsprozesse, die als nachtleuchtende Wolken bzw. polare mesosphärische Sommer-Echos beobachtet werden. Die Diskussion, ob Änderungen von Parametern dieser Phänomene als Frühzeichen für Klimaänderungen verwendet werden können, wird noch sehr kontrovers geführt.

## Fragen

**Frage 129** Warum verändern sich die Eigenschaften der Atmosphäre kontinuierlich wenn man von der unteren Stratosphäre bis zur Oberkante der Mesosphäre geht, während sich viele Eigenschaften zwischen Troposphäre und Stratosphäre eher abrupt verändern?

## Literaturhinweise

Wie bereits oben erwähnt und aus der Kürze dieses Kapitels auch indirekt ersichtlich, ist die Mesosphäre die Ignosphäre. Entsprechend gering ist die zur Verfügung stehende Literatur. Diese beschränkt sich hauptsächlich auf den gut zu beobachtenden Aspekt, die nachtleuchtenden Wolken bzw. die PSMEs. In einigen Büchern zur mittleren Atmosphäre bzw. zur Hochatmosphäre finden sich die wichtigsten Informationen zur Mesosphäre, z.B. in Brasseur und Solomon [36] oder Brekke [37]. Ansonsten helfen auch die im Text gegebenen Zitate weiter.

# Hochatmosphäre

Die Hochatmosphäre oder obere Atmosphäre beginnt in ca. 80 km Höhe. Sie enthält nur noch ca.  $10^{-5}$  der Gesamtmasse der Atmosphäre und ist gekennzeichnet durch Ionisation, Dissoziation und eine Entmischung der verschiedenen Komponenten des Gasgemisches Atmosphäre. Das Kapitel gliedert sich in zwei Teile: im ersten wollen wir uns auf den neutralen Teil der Hochatmosphäre beschränken, die Ionosphäre wird im zweiten betrachtet. Diskutiert werden die Entmischung der Komponenten, d.h. der Übergang von der Homosphäre auf die Heterosphäre, das Teilchenentweichen aus der Exosphäre, der Temperaturverlauf in der Hochatmosphäre und seine Abhängigkeit von der solaren Aktivität und die damit verbundene aktivitätsabhängige Zusammensetzung der Hochatmosphäre, sowie die Abbremsung von Satelliten, die zu Zeiten starker solarer Aktivität auch zum Absturz von Satelliten führen kann. Mögliche Kopplungen zwischen der Hochatmosphäre und Klima und Wetter werden nur in einem sehr kurzen Abschnitt erwähnt werden – hier ist unser Verständnis der Zusammenhänge noch sehr rudimentär und man hat erst in jüngster Zeit damit begonnen, Forschung in dieser Richtung zu betreiben. Im zweiten Teil, der Ionosphäre, wird der Schwerpunkt auf der Schichtbildung liegen. Diese Theorie der Chapman-Profilen ist nicht nur auf Ionosphärenschichten anwendbar sondern kann ebenso als ein vereinfachtes Modell zur Beschreibung der Ozonschicht verwendet werden.

## 8.1 Neutrale Hochatmosphäre

Die Unterscheidung zwischen neutraler Hochatmosphäre und Ionosphäre sollte mit Vorsicht betrachtet werden: während Troposphäre und Stratosphäre zwei separate, direkt über einander liegende Schichten sind, ko-existieren die neutrale Hochatmosphäre und die Ionosphäre, d.h. in einer festen Höhe gibt es beides. Wie bei der friedlichen Koexistenz zu Zeiten des Kalten Krieges ist Koexistenz nur theoretisch ein Nebeneinander der beiden Blöcke/Atmosphärenregimes: es gibt, wenn vielleicht auch etwas verschämt oder in den Hintergrund gedrängt, stets auch eine Wechselwirkung zwischen den beiden. In diesem Abschnitt werden wir uns vorerst nur mit der neutralen Hochatmosphäre beschäftigen – die Ionosphäre werden wir in Abschn. 8.2 betrachten, die Wechselwirkung zwischen den beiden in Abschn. 8.2.5.

### 8.1.1 Allgemeine Merkmale der Hochatmosphäre

Die Hochatmosphäre ist keine in sich homogene Schicht oder gar in einheitlichen Parametern zu klassifizieren. Vielmehr besteht sie aus verschiedenen Bereichen, in denen sich im Vergleich zu den unteren Atmosphärenschichten eine starke zeitliche Variabilität zeigen kann. Abbildung 8.1 zeigt die Einteilungsmöglichkeiten für die Atmosphäre in Abhängigkeit von

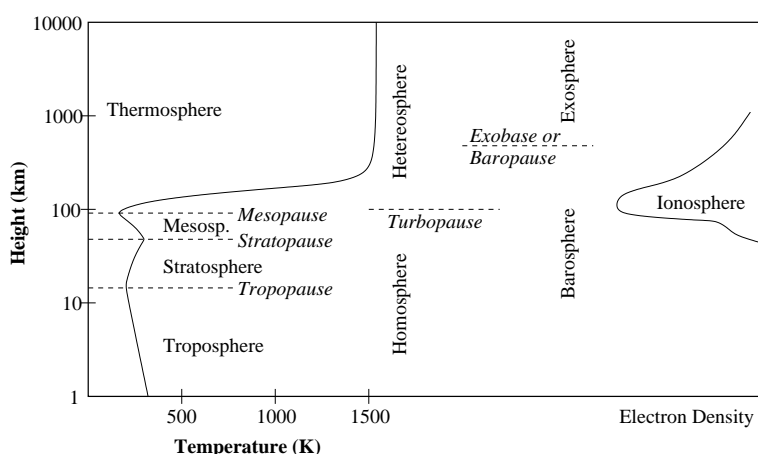


Abbildung 8.1: Nomenklatur der oberen Atmosphäre auf der Basis von Temperatur, Zusammensetzung, Teilchenentweichen und Ionisation [163]

der Temperatur, der chemischen Zusammensetzung, dem Entweichen atmosphärischer Komponenten und der Ionisation. Die Schichteinteilung nach der Temperatur haben wir bereits in Abb. 1.1 kennen gelernt, ebenso wie die Unterteilung in Homo- und Heterosphäre.

Die Heterosphäre ist dadurch gekennzeichnet, dass eine Entmischung der Komponenten stattfindet. Der Bereich, in dem Helium überwiegt, heißt Heliosphäre, ein etwas missverständlicher Begriff, da die Bezeichnung Heliosphäre meist eher für den Einflussbereich der Sonne verwendet wird und damit das Sonnensystem ohne die darin befindlichen Planeten charakterisiert. Der Bereich, in dem der Wasserstoff überwiegt, wird als Protonosphäre bezeichnet. Ab ca. 500-600 km Höhe können Teilchen entweichen (Exosphäre). Der Bereich darunter wird als Barosphäre bezeichnet, da hier die barometrische Höhenformel noch gültig ist, wenn auch nicht mehr für das Gasgemisch insgesamt sondern nur noch für die einzelnen Komponenten.

Die Hochatmosphäre zeigt gegenüber der Tropo- und der Stratosphäre eine wesentlich stärkere Abhängigkeit von der solaren Aktivität, sowohl im Bezug auf tages- und jahreszeitliche Schwankungen als auch im Bezug auf längerfristige Variationen im Rahmen des Solarzyklus. Insofern beschreibt die Einteilung in eine untere und eine obere Atmosphäre auch eine physikalische Einflussgrenze. Da die Temperatur in der Hochatmosphäre einerseits extrem variabel, andererseits jedoch auch ein bestimmender Parameter ist, wird die obere Atmosphäre (oberhalb ca. 100 km) auch als Thermosphäre bezeichnet. Für Höhen oberhalb 200 km bildet sich eine isotherme Schichtung aus, d.h. die Temperatur ist unabhängig von der Höhe.

Die Hochatmosphäre steht als oberster Teil der Atmosphäre auch im Austausch mit dem Raum außerhalb der Atmosphäre. Bis zu einer Höhe von ca. 6 000 km kann man noch Restgas der Atmosphäre finden. Umgekehrt können aber auch Teilchen aus der Außenwelt (hier im wesentlichen der Magnetosphäre, in der Nähe der Polkappen auch aus dem Sonnenwind) in die Atmosphäre gelangen. So leisten in der Hochatmosphäre auch energiereiche Teilchen aus solaren Flares oder durch Stoßwellen aus dem Sonnenwind beschleunigt einen Beitrag zur Energiebilanz. Dieser Zusammenhang zeigt sich besonders deutlich in der Abhängigkeit der Zirkulationsmuster von der Sonnenaktivität. Umgekehrt kann der Thermosphäre auch aus tieferen Schichten durch Wellen und Tiden Energie zugeführt werden. Energetisch gesehen bildet die Thermosphäre also ein Kopplungsglied zwischen der unteren Atmosphäre (Wetter, Klima) und dem umgebenden Medium (Magnetosphäre, interplanetares Medium). Allerdings sollten die Kopplungsmöglichkeiten der Hochatmosphäre nicht überschätzt werden, da aufgrund der geringen Dichte der Gesamtenergiegehalt der Hochatmosphäre nur gering ist. Effektive Kopplung könnte nur durch Triggermechanismen erfolgen.

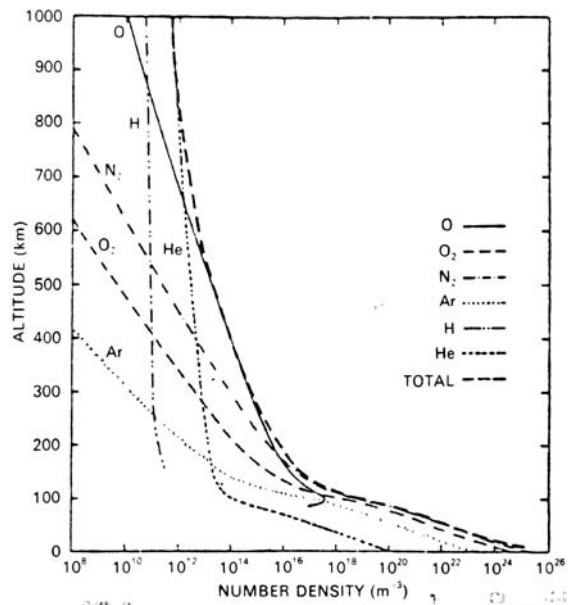


Abbildung 8.2: Gesamtdichte und Dichte der einzelnen Komponenten der Atmosphäre bis zu einer Höhe von 1000 km [163]

### 8.1.2 Entmischung der Komponenten

Die Druck- und Dichteschichtung der Atmosphäre haben wir mit Hilfe der barometrischen Höhenformel (B.8) beschrieben:

$$p(z) = p_0 \exp \left\{ - \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \right\}. \quad (8.1)$$

Darin war die Skalenhöhe  $H$  gegeben durch

$$H(z) = \frac{k T(z)}{m(z) g(z)}. \quad (8.2)$$

In einer isothermen Atmosphäre ist die Temperatur unabhängig von der Höhe. Für gleichmäßige Durchmischung der Komponenten ist auch  $m$  unabhängig von der Höhe und es ergibt sich (unter Vernachlässigung der Höhenabhängigkeit der Gravitationskraft)

$$p(z) = p(z_0) \exp \left\{ - \frac{mgh}{kT} \right\}. \quad (8.3)$$

Wie wir weiter unten sehen werden ist die Hochatmosphäre zwar oberhalb einer Höhe von 200 bis 300 km isotherm, sie ist aber im Gegensatz zur Troposphäre sicherlich nicht mehr gut durchmischt: Stöße zwischen den einzelnen Molekülen und Atomen sind aufgrund der geringen Dichte bereits so selten geworden, dass sich für jede der beteiligten Gaskomponenten eine eigene Skalenhöhe einstellt. Man kann jetzt also nicht mehr wie in der Troposphäre von einer mittleren Molekülmasse sprechen. Stattdessen werden Skalenhöhe und Partialdruck für jede Gaskomponente getrennt durch deren Molekülmasse bestimmt. Der Gesamtdruck setzt sich dann nach dem Dalton Gesetz aus der Summe der Partialdrucke zusammen. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Skalenhöhen nehmen die einzelnen Gaskomponenten unterschiedliche vertikale Verteilungen an.

Abbildung 8.2 zeigt die Dichteverteilung der einzelnen atmosphärischen Komponenten in Abhängigkeit von der Höhe. Bis zu einer Höhe von ca. 100 km laufen die Kurven annähernd parallel, d.h. die Zusammensetzung ändert sich nicht. Oberhalb ca. 100 km zeigen die einzelnen Komponenten verschiedene Variationen mit der Höhe, d.h. die Zusammensetzung der Atmosphäre verändert sich, die Komponenten entmischen sich. Dabei nimmt der relative Anteil der leichten Komponenten (atomarer Sauerstoff, Helium und Wasserstoff) mit der Höhe immer stärker zu, da die leichteren Komponenten nach (8.2) eine größere Skalenhöhe haben.

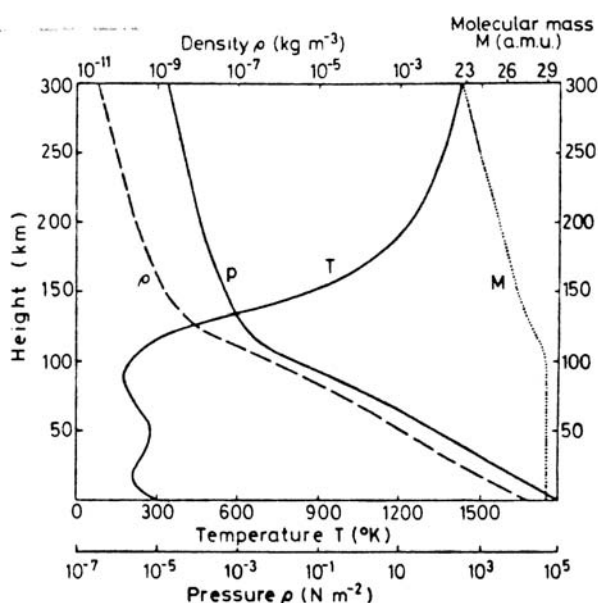


Abbildung 8.3: Typische Variation des Atmosphärendrucks, der Dichte, der Temperatur und der mittleren Molekülmasse mit der Höhe (Rishbet und Garriott, in [117])

Durch diesen in einem sehr groben Sinne mit der Sedimentation vergleichbaren Prozess der Entmischung nimmt die mittlere Molekülmasse mit der Höhe ebenfalls ab. Diese Abnahme ist in Abb. 8.3 zusammen mit der Veränderung von Dichte, Temperatur und Druck mit der Höhe dargestellt. Oberhalb einer Höhe von ca. 100 km, d.h. mit dem Beginn der Thermosphäre nehmen, Druck und Dichte mit der Höhe wesentlich langsamer ab als in den darunter liegenden Schichten. Dies erklärt sich aus der mit der Höhe zunehmenden Temperatur.

Diese Entmischung kann man auch in der Betrachtungsweise der statistischen Mechanik deuten. Die barometrische Höhenformel beschreibt ein Gleichgewicht zwischen einer Temperaturbewegung (wobei der Dichtegradient zu einer aufwärts gerichteten Bewegung führt) und der abwärts gerichteten Erdanziehung. Die Energieverteilung der Teilchen lässt sich nach Boltzmann beschreiben gemäß  $\exp^{-E_{\text{pot}}/kT}$ , mit der potentiellen Energie gegeben durch  $E_{\text{pot}} = mgh$ . Damit ergibt sich aber genau die Definition der Skalenhöhe für eine isotherme Atmosphäre. Damit ist die Skalenhöhe aber proportional zu  $1/m$ , d.h. die schwereren Teilchen können nur in geringere Höhen transportiert werden, ihre Dichte nimmt damit nach oben schneller ab als die der leichteren Komponenten.

Der oberste Teil der Atmosphäre besteht fast ausschließlich aus Wasserstoff. Da dieser durch die einfallende solare Strahlung zum Leuchten angeregt werden kann, bildet er einen Bereich, der als Geokorona (Korona=Strahlenkranz) bezeichnet wird. Abgesehen vom innersten Planeten Merkur haben auch alle anderen Planeten eine Korona. Der Merkur hat eine viel zu geringe Masse und ist einem zu starken Strahlungsfluss von der Sonne ausgesetzt, um überhaupt eine Atmosphäre in seiner Umgebung zu erhalten.

### 8.1.3 Temperaturverlauf der Hochatmosphäre

In der Hochatmosphäre lässt sich die barometrische Höhenformel nicht mehr auf das Gasgemisch der Atmosphäre anwenden, da keine vollständige Durchmischung der Komponenten erreicht werden kann und sich somit für jede einzelne Teilchensorte eine eigene Skalenhöhe einstellt. Trotzdem ist die Zahl der Stöße zwischen den Teilchen noch groß genug, um ein thermodynamisches Gleichgewicht zu erlauben, d.h. die Schichtung jeder einzelnen Komponente bzw. der Partialdruck dieser Komponente lässt sich wieder durch eine barometrische Höhenformel mit der dieser Teilchensorte entsprechenden Skalenhöhe beschreiben. Dieses Gleichgewicht wird erst in der Exosphäre verletzt. Der Teil der Atmosphäre unterhalb der Exosphäre wird daher auch als Barosphäre bezeichnet (vgl. Abb. 8.1). In diesem Bereich der Atmosphäre werden die Geschwindigkeitsverteilungen der Moleküle bzw. Atome einer



Gaskomponente weiterhin durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben, erst in der Exosphäre geht dieser Verteilung der hochenergetische Schwanz verloren (vgl. Abschn. 8.1.4).

### Temperaturschichtung

Der Energiehaushalt in der Hochatmosphäre ist im wesentlichen durch drei Prozesse bestimmt, die wir im Prinzip auch schon aus der Energiebilanz der Gesamtatmosphäre in Abschnitt 4.6 kennen: die Aufheizung des Gases durch die Absorption von extremem Ultraviolett EUV (mit Wellenlängen zwischen 1750 und 170 Å) als Quelle, Wärmetransport durch Wärmeleitung und Konvektion, und Abstrahlung im infraroten Bereich als Senke. Außer der direkt einfallenden UV-Strahlung gibt es noch andere Prozesse, die den Temperaturverlauf in der Thermosphäre modifizieren können. Dazu gehören z.B. der Einfall von Teilchen in der Nähe der Polkappen (Polkappenabsorption, PCA) oder die Dissipation von tidalen und anderen atmosphärischen Bewegungen.

Wir wollen im Folgenden diese Mechanismen kurz beschreiben und versuchen, daraus über die Energiebilanz den zeitlichen Verlauf der Temperatur in der Hochatmosphäre zu verstehen. Zuerst soll hier jedoch die einfachere Frage nach der Temperaturschichtung behandelt werden für die eine stationäre Lösung der Energietransportgleichung ausreichend ist.

Die Aufheizung der Hochatmosphäre durch Absorption von UV-Strahlung führt zu einer Wärmeerzeugung

$$Q_{UV} = \epsilon n(z)\sigma I(z) = \epsilon n(z)\sigma I_\infty e^{-\tau} \quad (8.4)$$

mit  $\epsilon$  als dem Wirkungsgrad (zwischen 0.3 und 0.6),  $n(z)$  als der Zahl der Atome pro  $\text{cm}^3$ ,  $\sigma$  als dem Absorptionsquerschnitt pro Atom (ungefähr in der Größenordnung  $10^{-17} \text{ cm}^2$ ),  $I_\infty$  dem frequenzabhängigen Photonenfluss außerhalb der Erdatmosphäre, und  $\tau$  als der optischen Tiefe, in Abhängigkeit vom Einfallswinkel und der geometrischen Höhe (vgl. (5.10)).

Diese Gleichung ist entsprechend der Entmischung der Komponenten und aufgrund des unterschiedlichen Absorptionsverhaltens der einzelnen Komponenten für jede Komponente getrennt aufzustellen, ich habe nur aus Gründen der Einfachheit auf den entsprechenden Index an den Größen verzichtet. Allerdings ist selbst die Betrachtung der einzelnen Komponenten noch eine Vereinfachung, da die Komponenten natürlich untereinander wechselwirken bzw. auch chemisch reagieren können.

In (5.10) hatten wir die optische Tiefe in Abhängigkeit vom Absorptionskoeffizienten  $\kappa$  definiert. Wir können hier auch eine Definition für  $\kappa$  in Abhängigkeit von der Dichte und dem Wirkungsquerschnitt geben (vgl. (5.8)):

$$\kappa = n(z)\sigma \quad (8.5)$$

und damit für die optische Tiefe

$$d\tau = n(z)\sigma ds = n(z)\sigma \sec\theta dz. \quad (8.6)$$

Die Energiebilanz der Themosphäre lässt sich in der allgemeinsten Form wieder durch die Energiebilanzgleichung beschreiben, jedoch sind für den Energietransport in der Thermosphäre in erster Näherung nur zwei Prozesse wichtig: die Erwärmung durch Absorption und die Wärmeleitung. Damit ergibt sich bei eindimensionaler Betrachtung:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = Q_{UV} - \frac{d}{dz} \left\{ \chi(T) \frac{dT}{dz} \right\}. \quad (8.7)$$

Nach Einsetzen von (8.4) ergibt sich für den stationären Fall ( $\partial \epsilon / \partial t = 0$ ), d.h. im Gleichgewicht zwischen durch Absorption zugeführter und durch Wärmeleitung abgeführter Energie

$$\frac{d}{dz} \left\{ \chi(T) \frac{dT}{dz} \right\} = \epsilon n(z)\sigma I_\infty e^{-\tau}. \quad (8.8)$$

Berücksichtigt man (8.5) und integriert über die Höhe, so ergibt sich für die Temperaturschichtung:

$$\frac{dT}{dz} = \epsilon \frac{I_\infty (1 - e^{-\tau})}{\chi(T)}. \quad (8.9)$$

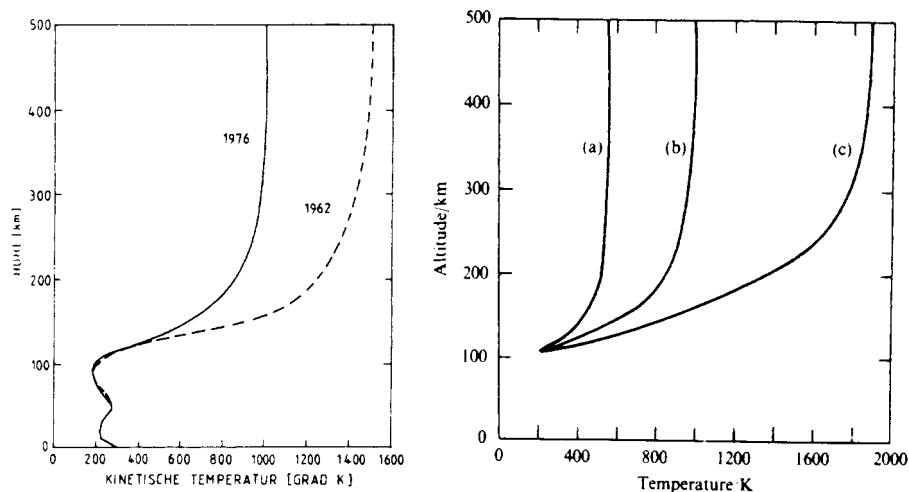


Abbildung 8.4: Temperaturverlauf in der Thermosphäre, links die Schwankungen zwischen den Jahren 1976 (geringe solare Aktivität) und 1962 (starke solare Aktivität) [170], rechts die Extremverläufe der Thermosphärentemperatur [128]

Damit lassen sich zwei Grenzfälle für die Schichtung bestimmen: Am oberen Rand der Atmosphäre geht die optische Tiefe gegen Null, und damit geht auch  $dT/dz$  gegen Null, d.h. die Atmosphäre ist isotherm geschichtet. Die sich dort einstellende Temperatur wird als die Exosphärentemperatur bezeichnet. Umgekehrt stellt sich der maximale Temperaturgradient bei großer optischer Tiefe  $\tau$  ein, d.h. wenn  $e^{-\tau}$  klein wird. Dieser Temperaturgradient ist dann gegeben durch

$$\frac{dT}{dz} \approx \frac{\epsilon I_{\infty}}{\chi(T)}. \quad (8.10)$$

Für den unteren Teil der Thermosphäre ist der Temperaturgradient also durch den Kehrwert des Wärmeleitungskoeffizienten  $\chi$  bestimmt, wobei aber zu bedenken ist, dass dieser selbst wieder eine Funktion der Temperatur ist.

### Temperaturschichtung im Lauf des Solarzyklus

Abbildung 8.4 zeigt den Temperaturverlauf für die Hochatmosphäre. Der Verlauf ist schematisch, d.h. es wurde jeweils über längere Zeiträume gemittelt, um die täglichen Schwankungen zu eliminieren. Im linken Teil der Abbildung ist der Temperaturverlauf für die gesamte Atmosphäre gezeigt, wobei sich das durch die beiden Extremfälle abgeleitete Verhalten andeutet: an der Basis der Thermosphäre ergibt sich nach (8.10) ein starker Temperaturgradient, während sich in größeren Höhen eine nahezu isotherme Schichtung ergibt. Die Variabilität der Thermosphäre im Laufe des Solarzyklus ist durch den Vergleich der beiden Kurven angedeutet. Die durchgezogene Kurve gibt den Temperaturverlauf während relativ geringer solarer Aktivität im Jahre 1976 wieder, die gestrichelte Kurve den bei stärkerer solarer Aktivität im Jahre 1962. Im rechten Teil der Abbildung wird diese Variabilität noch deutlicher, dort sind die extremen Temperaturverläufe für geringe (a), mittlere (b) und starke solare Aktivität (c) für die Thermosphäre gezeigt. Zwischen den beiden Extrema (a) und (c) kann die Exosphärentemperatur um ungefähr einen Faktor 4 schwanken.

Die starke Abhängigkeit der Thermosphäre von der einfallenden UV-Strahlung zeigt sich auch in den tageszeitlichen Variationen (vgl. die Gasglocke in Abbildung 8.12 im Zusammenhang mit der Abbremsung von Satelliten).

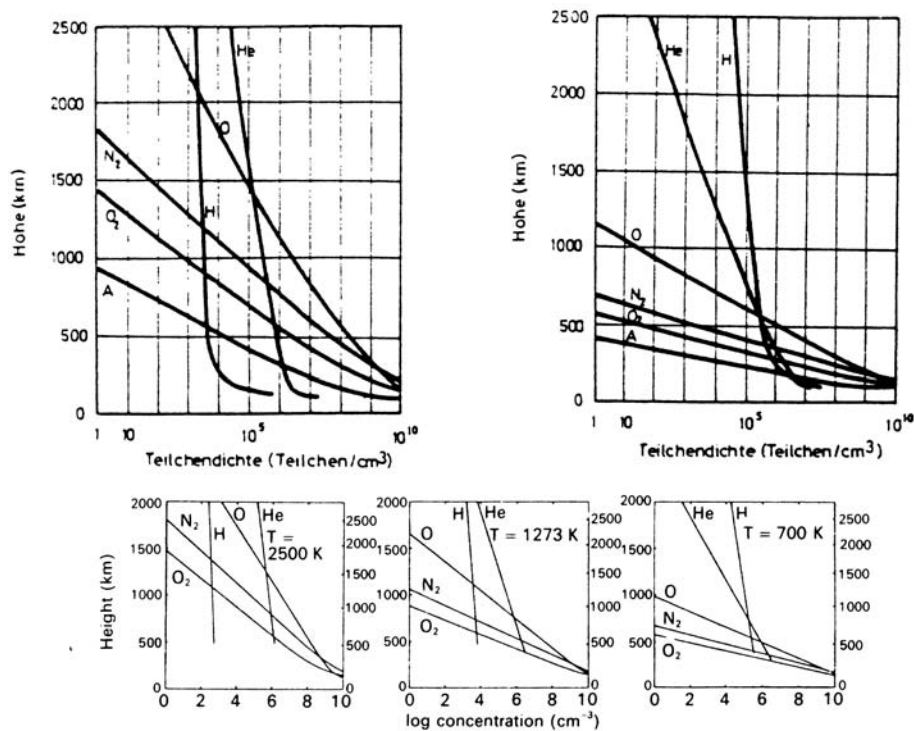


Abbildung 8.5: Oben: Zusammensetzung der Hochatmosphäre für schwache (rechts) und starke (links) solare Aktivität. Bei geringer Aktivität dominiert der Wasserstoff, bei stärkerer Aktivität dominiert bis ca. 1500 km Höhe atomarer Wasserstoff, darüber Helium [101]. Unten: Andere Form der Darstellung, hier mit Angabe der Temperaturen (Jacchia, 1965, in [118])

### Zusammensetzung im Laufe des Solarzyklus

Neben der Temperatur ändert sich durch die Aufheizung der Thermosphäre, aber auch durch photochemische Prozesse ausgelöst von der einfallenden UV-Strahlung, die Dichteverteilung der einzelnen Komponenten des atmosphärischen Gases und damit auch die chemische Zusammensetzung. Abbildung 8.5 zeigt dazu im oberen Teil die Dichteverteilung der Hochatmosphäre während des Sonnenfleckensmaximums tagsüber (links) und während des Sonnenfleckensminimums nachts (also die beiden Extrema). Bei geringer UV-Einstrahlung werden Wasserstoff und Helium bereits oberhalb von ca. 700 km die dominanten Spezies, während bei starker UV-Einstrahlung auch die schwereren atmosphärischen Bestandteile noch in größeren Höhen vorkommen. So kann bei sehr starker solarer Aktivität atomarer Sauerstoff bis zu Höhen von 1500 km die dominante Spezies werden. Es ist zu beachten, dass Temperaturschwankungen in der Hochatmosphäre stets mit entsprechenden Dichteschwankungen gekoppelt sind. Im unteren Teil von Abb. 8.5 sind dazu die Zusammensetzungen für drei unterschiedliche Temperaturen gezeigt, die beiden Extrema entsprechen ziemlich genau den Kurven im oberen Teil der Abbildung.

### Energiebilanz: Tagesgang der Temperatur

Um ein Modell des Tagesganges der Temperatur zu entwickeln, müssen wir die Energie-transportgleichung in der zeitabhängigen Form lösen, d.h. wir müssen die in (8.8) gemachte Annahme des stationären Falles verwerfen. Dazu wollen wir aber nicht formal vorgehen, sondern nur die einzelnen Prozesse auflisten und uns dann einen Überblick über den Tagesgang dieser Prozesse verschaffen. Die Kombination der Prozesse liefert dann den Tagesgang der Temperatur. Die wesentlichen Prozesse der Energiezufuhr bzw. des Energietransportes und Verlustes in diesem Modell sind (Buchstaben wie an den Kurven in Abb. 8.6):

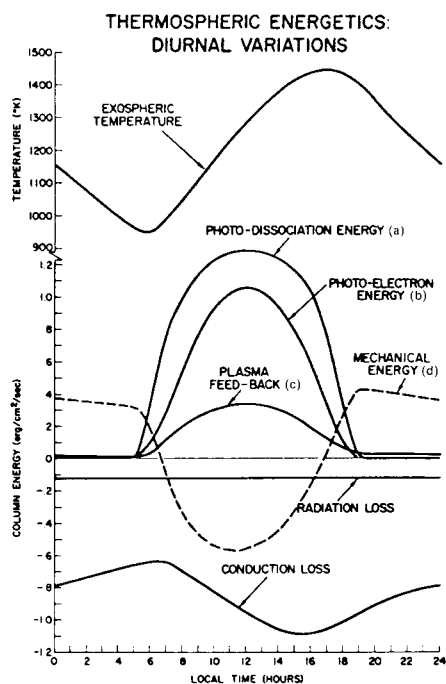


Abbildung 8.6: Tagesgang der Energiebilanz und des Temperaturverlaufes in der Hochatmosphäre ([15] auch in [118])

- (a) Erwärmung durch molekulare Dissoziation (Absorption von UV-Strahlung).  
 (b) ein Teil der Energie wird in kinetische Energie der bei der Dissoziation bzw. Ionisation freigesetzten Elektronen umgesetzt (heißes Elektronengas).  
 (c) Stöße und chemische Reaktionen führen dazu, dass ein Teil dieser Energie im Gas umverteilt wird. Die Prozesse (a) - (c) bilden eine Kette, die von der eigentlichen Energiezufuhr durch Ionisation auf die Erwärmung des Neutralgases führt.  
 (d) Durch Expansion und Kontraktion wird ein Teil der zugeführten Energie in potentielle Energie der Atome und Moleküle umgewandelt bzw. von potentieller Energie in thermische Energie zurückverwandelt.
- Abstrahlung erfolgt im Infraroten.
  - Als zweiter Energietransportmechanismus ist die Wärmeleitung zu betrachten.

Alle diese Effekte zeigen einen Tagesgang, der durch die solare Einstrahlung im UV-Bereich bestimmt ist: mit Sonnenaufgang setzt die Energiezufuhr durch Absorption ein, erreicht beim höchsten Sonnenstand um die Mittagszeit ihr Maximum und sinkt mit Sonnenuntergang auf Null ab. Die Zufuhr bzw. Verluste von Energie durch mechanische Arbeit zeigen einen entgegengesetzten Verlauf: aufgrund der mit der Erwärmung verbundenen Ausdehnung der Atmosphäre wird thermische Energie entzogen und in potentielle Energie umgewandelt. Die Temperatur dagegen zeigt einen leicht verschobenen Verlauf mit einem Minimum kurz vor Sonnenaufgang und einem Maximum, das um ca. 2 Stunden gegenüber dem Sonnenhöchststand verzögert ist (vgl. die aus der Satellitenabbremsung hergeleitete Gasglocke in Abb. 8.12).

Die einzelnen Prozesse/Energieumwandlungen, die an der Entstehung des Temperaturverlaufes der Hochatmosphäre beteiligt sind, sind in Abb. 8.6 zusammen gefasst (vgl. [15]) und im folgenden kurz skizziert:

1. Direkt von der Einstrahlung abhängige Prozesse, d.h. im wesentlichen Absorption von UV-Strahlung: Photodissoziationsenergie (a) ist die Energie, die der Atmosphäre durch Dissoziation von Atomen und Molekülen zugeführt wird, Photoelektronenenergie (b) ist die kinetische Energie der dabei entstehenden Elektronen. Durch die sich daraus ergebenden Plasmaprozesse wird letztendlich auch der Neutralatmosphäre Energie zugeführt (Kurve Plasma-Feedback). Alle drei Prozesse hängen direkt von der solaren Einstrahlung ab und zeigen einen entsprechenden Tagesgang: zur Nachtzeit findet keine Energiezufuhr statt, das Maximum der Energiezufuhr liegt bei 12 Uhr mit dem Maximum der solaren

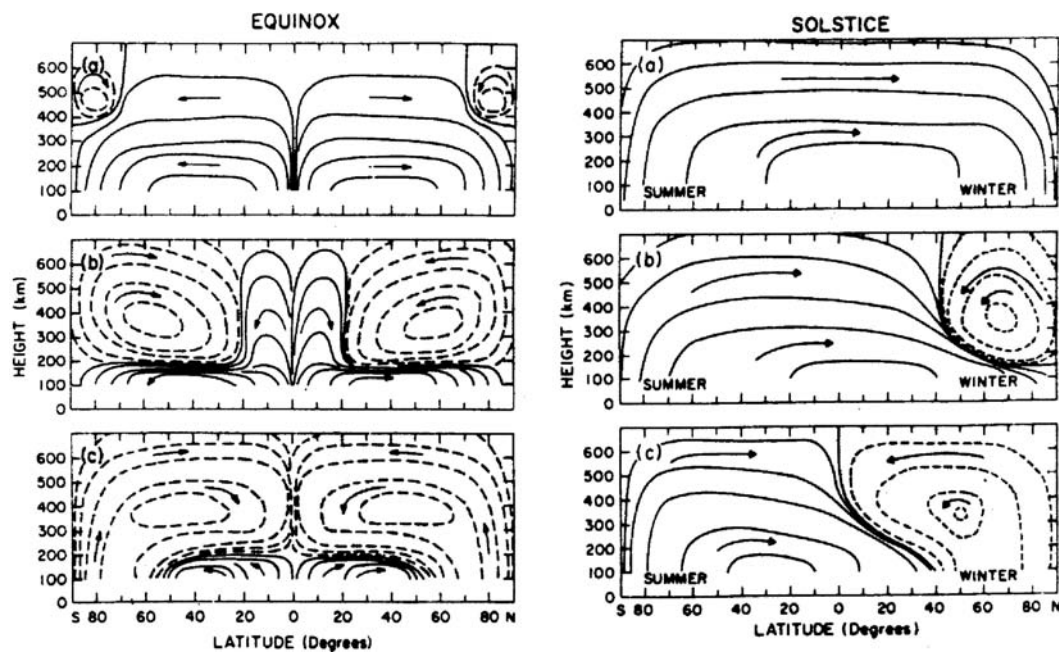


Abbildung 8.7: Zirkulation in der Thermosphäre für verschiedene Jahreszeiten und verschiedene Phasen der solaren Aktivität (oben sehr ruhige Sonne, in der Mitte mittlere Aktivität und unten sehr aktive Sonne), aus EOS 62, 1981, S.29

Einstrahlung, und die Kurve variiert in Abhängigkeit vom Sonnenstand, d.h. die Energiezufuhr nimmt morgens mit der aufgehenden und abends mit der untergehenden Sonne schnell zu bzw. ab, ist aber um die Tagesmitte längere Zeit auf einen hohen, sich nur geringfügig ändernden Niveau.

2. Abstrahlung der Thermosphäre im infraroten Bereich: Diese ist in der Modellrechnung als zeitlich konstant angenommen, sollte jedoch eigentlich mit der Temperatur variieren (da jedoch keine Annahmen über die Temperatur in das Modell hineingesteckt werden, ist konstant die einfachste Annahme),
3. ein weiterer Verlustprozess ist die Wärmeleitung, die einen Tagesgang zeigt, der gegen die Einstrahlung versetzt ist. Am frühen morgen (vor Sonnenaufgang) sind die Verluste durch Wärmeleitung am geringsten (keine Einstrahlung bei immer geringer werdender Temperatur), mit zunehmender Absorption von Strahlung steigen die Verluste durch Wärmeleitung aufgrund der zunehmenden Temperatur an, sie erreichen ihr Maximum nach dem Maximum der solaren Einstrahlung. Danach nehmen die Energieverluste durch Wärmeleitung aufgrund der abnehmenden Temperatur wieder ab.
4. Die Ausdehnung bzw. das Zusammenziehen der Atmosphäre bewirken eine Energieabnahme bzw. Zufuhr mit einem Tagesgang, der der Einstrahlung ungefähr entgegengesetzt ist.

Die hier beschriebenen Prozesse sind in Abb. 8.6 zusammen gefasst (unterer Bereich). Die sich aus ihnen ergebende Temperatur ist im oberen Bereich der Abbildung dargestellt. Aus dieser Abschätzung ergibt sich ein Temperaturmaximum um 17 Uhr, also ca. 3 Stunden später als das beobachtete Temperaturmaximum (vgl. Abb. 8.12). Der Grund für diese Phasenverschiebung ist noch nicht bekannt, ein Teil mag durch chemische Reaktionen, Rekombinations- und Umlagerungsprozesse und horizontale Transporte bedingt sein.

### Zirkulation in der Hochatmosphäre

In der Thermosphäre bildet sich aufgrund von Temperaturgradienten ein meridionales Zirkulationssystem aus (thermische Zirkulation, analog zur Zirkulation in der Troposphäre).

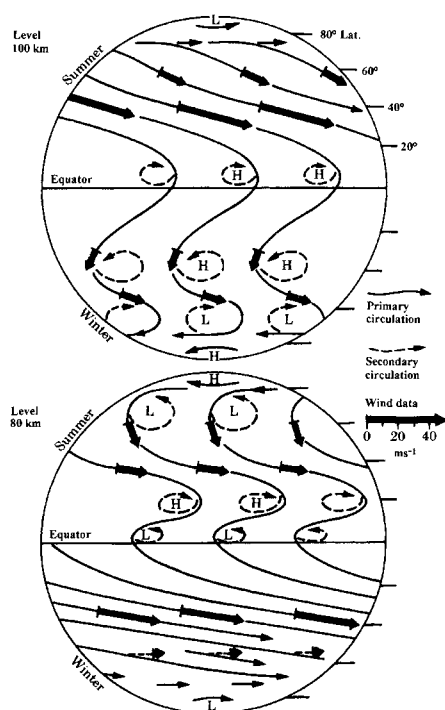


Abbildung 8.8: Schematisches Modell der Zirkulation der Neutralatmosphäre in 80 und 100 km Höhe; Kochanski, 1963, in [37]

Die Temperaturgradienten entstehen einerseits durch die Breitenabhängigkeit der einfallenden solaren Strahlung, andererseits durch den Einfall energiereicher Teilchen. Wie in der Troposphäre kann in der Nähe des Äquators mehr Energie absorbiert werden als in der Nähe der Pole, hier kommt jedoch der Teilchenabsorption in der Nähe der Polkappen eine zusätzliche Bedeutung für die Temperaturgradienten zu. Daher ist das Zirkulationssystem der Hochatmosphäre nicht nur von der Jahreszeit und damit der Breitenabhängigkeit der solaren Einstrahlung abhängig, sondern auch noch von der solaren Aktivität. Diese letztere Abhängigkeit erfolgt über eine Vergrößerung der gesamten Einstrahlung im UV-Bereich (vgl. Abb. 3.9), die die oben diskutierten Veränderungen der Temperaturschichtung bewirkt, ebenso wie über eine Vergrößerung der Zahl der Teilchen, die über den Polen bis in die Thermosphäre eindringen können und dort zur lokalen Erwärmung und damit zu einer Veränderung des Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol führen.

Abbildung 8.7 zeigt Modellrechnungen zur thermosphärischen Zirkulation. Zu Zeiten einer ruhigen Sonne bildet sich im Sommer bzw. Winter eine große globale Zirkulationszelle aus, zur Zeit der Tag- und Nachtgleiche dagegen bildet sich für jede Hemisphäre eine Zirkulationszelle aus. Diese Zellen transportieren jeweils Energie von den Bereichen starker Einstrahlung zu denen schwächerer Einstrahlung. Die Sommer-Winter-Zelle in der oberen rechten Teilabbildung ist eine Fortsetzung des stratosphärischen Zirkulationsmusters, wie wir es in Abb. 6.4 kennen gelernt haben.

Mit zunehmender solarer Aktivität führt die Absorption energiereicher Teilchen in der Nähe der Polkappen zu einer zusätzlichen Erwärmung dieser Bereiche. Dadurch bilden sich in der Nähe der Pole zusätzliche Zellen aus, die einen Energietransport in die entgegengesetzte Richtung, d.h. von höheren zu niedrigen Breiten ermöglichen. Während der Solstitien bildet sich nur eine Zelle in der Nähe des Pols auf der Winterhalbkugel aus. Bei starker Aktivität kann sich diese Zelle in der Höhe bis in die Nähe des Äquators erstrecken (unteres rechtes Teilbild in Abb. 8.7). Um die Zeit der Tag- und Nachtgleiche herum bilden sich auf beiden Halbkugeln derartige Zusatzzellen aus, die für einen polwärts gerichteten Transport sorgen. Bei starker Aktivität dominieren diese durch die Polkappenabsorption angetriebenen Zellen die Zirkulation in der Hochatmosphäre, lediglich in geringen Höhen unterhalb ca. 200 km bleibt ein Teil der durch die breitenabhängige Absorption der solaren UV-Strahlung

angetriebenen Zirkulationszellen bestehen, die einen polwärts gerichteten Wärmetransport bewirken. Die Windgeschwindigkeiten in der Thermosphäre können auf bis zu 2250 km/h anwachsen.

Abbildung 8.7 zeigt nur einen Meridionalschnitt der Zirkulation, entsprechend dem in Abb. 3.17 gezeigten Schnitt durch die troposphärische Zirkulation. Die Corioliskraft bewirkt natürlich auch in der Hochatmosphäre eine Ablenkung der Windsysteme, so dass die Zirkulation aus einer meridionalen und einer zonalen Komponente besteht. Allerdings bricht das System nicht in mehrere Zellen auf, lediglich um die geomagnetischen Pole herum bilden sich in Abhängigkeit von der solaren Aktivität geschlossene Zirkulationssysteme. Gerade auf der Südhalbkugel scheint diese zirkumpolare Strömung ein bestimmendes Merkmal zu sein, das sich in der ozeanischen Zirkulation wieder findet, ebenso wie im Zusammenhang mit dem für die Ausbildung der für das Ozonloch wichtigen polaren stratosphärischen Wolken wichtigen stratosphärischen Wirbel und eben auch in der Hochatmosphäre.

Schnelle Strömungen führen in der Hochatmosphäre, ebenso wie wir es von der Troposphäre kennen, zur Ausbildung von Druckgebilden, in Abb. 8.8 als sekundäre Zirkulation bezeichnet. Aus der Struktur der Abbildung wird wieder deutlich, dass die wesentlichen Unterschiede zwischen den Hemisphären sowohl auf dem 80 km Niveau, d.h. gerade unterhalb der Mesopause, als auch auf dem 100 km Niveau, d.h. in der unteren Thermosphäre, durch die jahreszeiten bestimmt sind: auf der einen Hemisphäre bildet sich eine im wesentlichen zirkumpolare Strömung aus (Winterhemisphäre auf dem 80 km Niveau; Sommerhemisphäre auf dem 100 km Niveau). Die Strömung auf der jeweils anderen Hemisphäre dagegen hat eine deutliche meridionale Komponente und mäandert sich um einige Druckgebilde herum in hohe Breiten. Der Pol selbst ist jedoch auch auf dieser Hemisphäre von einem kleinen zirkumpolaren Wirbel umschlossen.

Ein Vergleich der beiden Teilabbildungen zeigt eine starke Variation mit der Höhe: die Muster auf Sommer- und Winterhemisphäre sind annähernd vertauscht. Dieser Sprung in den Mustern ist möglich, da die Mesopause eine Inversion darstellt und die Zirkulation zwischen Strato-/Mesosphäre und Thermosphäre entkoppelt ist. Eine entsprechende Entkopplung finden wir auch zwischen der Zirkulation in Strato-/Mesosphäre und der in der Troposphäre. Der annähernde Tausch der beiden Hemisphären in den Zirkulationsmustern ist durch unterschiedliche Temperaturverteilungen auf den beiden Niveaus zu erklären – allerdings lassen sich diese nicht mehr anschaulich erläutern sondern müssen mit Hilfe einer Strahlungstransportgleichung bestimmt werden. Die Umkehr der Temperaturmuster ist uns allerdings von der anderen Inversion, der Tropopause, bereits bekannt: eine kalte Troposphäre geht mit einer warmen Stratosphäre einher und umgekehrt.

#### 8.1.4 Entweichen von Teilchen: die Exosphäre

In der Herleitung der hydrostatischen Grundgleichung haben wir die Gültigkeit der allgemeinen Gasgleichung vorausgesetzt. Diese ist aber nur dann gültig, wenn ausreichend viele Stöße zwischen den Molekülen ein thermodynamisches Gleichgewicht und somit eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung erlauben. Diese Bedingung ist zwar im Bereich der Barosphäre noch erfüllt, nicht jedoch in der Exosphäre. Dort ist die Zahl der Stöße zwischen den Teilchen zu gering, als dass sich ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellen könnte, d.h. die Geschwindigkeitsverteilung wird eigentlich nicht mehr exakt durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben. Wir werden in diesem Abschnitt aber dennoch die Maxwell-Verteilung als eine gute und angemessene Näherung verwenden.

Die Exosphäre als der Bereich, in dem ein Entweichen von Teilchen aus der Atmosphäre erfolgt, hat für die Gesamtbilanz der Atmosphäre einige Bedeutung. Sie bestimmt das Entweichen von Wasserstoff aus der Erdatmosphäre, und damit die Stabilität und zeitliche Entwicklung einer Atmosphäre (vgl. Kap. 9.4). Ferner ist sie für die Existenz einer Geokorona und des polaren Windes verantwortlich.

Aufgrund der geringen Dichte in der Exosphäre können die Teilchen praktisch keine Stöße ausführen, sie bewegen sich auf ballistischen Bahnen. Die maximale Wurfhöhe dieser ballis-

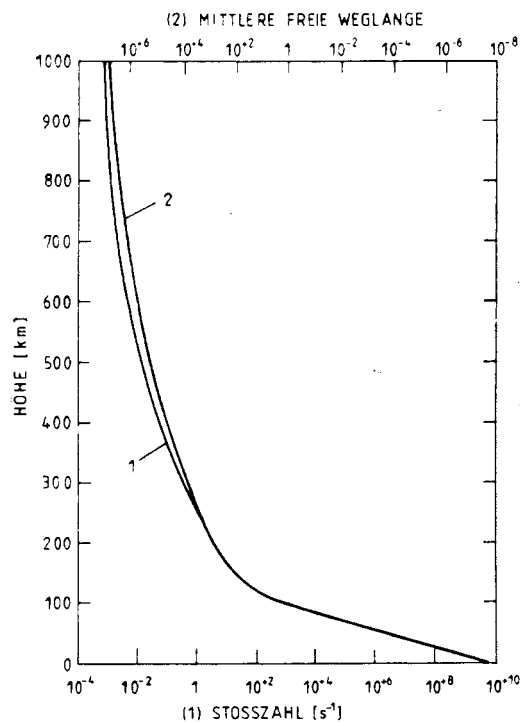


Abbildung 8.9: Abnahme der Stoßzahl (1) und Zunahme der mittleren freien Weglänge (2) mit der Höhe [169]

tischen Bahnen wird durch die in der darunter liegenden Schicht erreichte Temperatur des Teilchens gegeben

$$h_{max} = \frac{1}{mg} \cdot \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} H . \quad (8.11)$$

Wir müssen hierbei bedenken, dass die Temperatur über die kinetische Energie der Teilchen zu definieren ist. Das ist etwas anderes, als bei der Verwendung eines Thermometers am Erdboden: dort messen wir nicht die kinetische Energie einzelner Moleküle, sondern die von den Molekülen auf das Thermometer durch Stöße übertragene Energie oder Wärmemenge. Würden wir in der Hochatmosphäre die Temperatur mit einem Thermometer messen wollen, so wären wir rettungslos verloren: zwar haben die einzelnen Moleküle eine hohe kinetische Energie, jedoch ist die Dichte so gering, dass der gesamte Energieübertrag auf das Thermometer sehr gering ist und damit auch eine extrem geringe Temperatur gemessen würde. Oder in einer unrealistischen Analogie: die einzelnen Moleküle bzw. Atome der Atmosphäre haben Geschwindigkeiten, wie sie Temperaturen von ca. 1500 K entsprechen würden. Trotzdem würde ein nicht thermisch isolierter Raumfahrer nicht den Hitze- sondern den Kälte tod sterben.

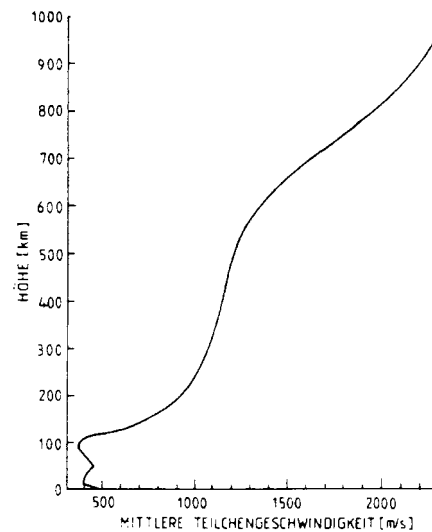
Aus (8.11) lässt sich eine Bedingung für die Exosphäre formulieren: Die prinzipielle Möglichkeit des Teilchenentweichens beginnt dann, wenn die mittlere freie Weglänge  $\lambda$ , das ist der Weg, den ein Teilchen im Mittel zwischen zwei Stößen zurücklegt, größer wird als  $h_{max}$ . Dann erfährt das Teilchen im aufsteigenden Ast der Wurfparabel keine Stöße, die es in Richtung auf die tiefere Atmosphäre zurück streuen können. Das Teilchen führt also rein die ballistische Bewegung aus und kann daher, bei ausreichend hoher Geschwindigkeit, aus der Atmosphäre entweichen. Wäre  $\lambda$  zu klein, so würde auch eine sehr hohe Geschwindigkeit kein Teilchenentweichen bedeuten: Stöße würden das Teilchen immer wieder aus seiner Bahn werfen.

Die mittlere freie Weglänge lässt sich aus der Dichte  $n$  der Teilchen und ihrem Wirkungsquerschnitt  $\sigma = \pi d^2$  abschätzen zu

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n} . \quad (8.12)$$



Abbildung 8.10: Mittlere Geschwindigkeit der Luftmoleküle in Abhängigkeit von der Höhe [169]



Damit lässt sich als eine Definition der Exosphäre einführen:

**Definition 11** Die Exosphäre beginnt dort, wo  $\lambda > H$  wird.

Das entspricht einer Bedingung für die Dichte der Exosphäre in der Form:

$$n_{\text{exo}} > \frac{1}{\sigma H} . \quad (8.13)$$

Abbildung 8.9 zeigt die Veränderung der Stoßzahl pro Zeit und der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  mit der Höhe. Ab ca. 500 km Höhe stoßen die Teilchen im Mittel nur noch alle 100 Sekunden zusammen (entsprechend mittleren freien Weglängen von mehreren hundert Kilometern).

Als ein Beispiel für Teilchenentweichen wollen wir jetzt den Wasserstoff betrachten. Wasserstoff ist einer der Hauptbestandteile der Hochatmosphäre und zugleich auch der leichteste Bestandteil, so dass die Wahrscheinlichkeit des Entweichens für Wasserstoff größer sein sollte als für alle anderen Bestandteile. Die Bedingung für das Entweichen von Atomen oder Molekülen ist, dass die kinetische Energie größer sein muss als die potentielle Energie, d.h. mit  $M_e$  als der Erdmasse muss gelten

$$\frac{mv^2}{2} > m \frac{GM_e}{r} \quad (8.14)$$

oder mit  $g = GM_e/r^2$

$$v^2 > 2gr . \quad (8.15)$$

Für die Erdoberfläche ergibt sich damit eine Entweichgeschwindigkeit oder Fluchtgeschwindigkeit von 11.2 km/s, für eine Höhe von 400 km ergibt sich eine Entweichgeschwindigkeit von 10.8 km/s.

Die mittlere Geschwindigkeit von Gasmolekülen hängt von ihrer Temperatur und ihrer Masse ab, da die mittlere kinetische Energie der Moleküle durch  $3kT/2$  gegeben ist. Abbildung 8.10 zeigt dazu den Verlauf der mittleren Geschwindigkeit der Luftmoleküle in Abhängigkeit von der Höhe. Wegen  $mv^2/2 = 3kT/2$  lässt sich aber statt der Entweichgeschwindigkeit in (8.14) auch eine mittlere Entweichtemperatur  $T_e$  für die verschiedenen Komponenten der Atmosphäre definieren:

$$\frac{3}{2}kT > m \frac{GM_E}{r} . \quad (8.16)$$

Hat ein Gas eine Temperatur, die bei seiner Molekülmasse  $m$  diese Ungleichung erfüllt, würde ein Großteil des Gases nicht mehr durch die Schwerkraft gehalten werden und könnte

Gas	$T_e$	$v_{th}$ (km/s)
H	5 200 K	3
He	21 000 K	1.4
O	84 000 K	0.7

Tabelle 8.1: Entweichtemperaturen und thermische Geschwindigkeiten bei einer Temperatur von 1000 K für verschiedene atmosphärische Gase

entweichen. Lediglich der Teil der Geschwindigkeitsverteilung, der unterhalb der Entweichgeschwindigkeit liegt, würde im Schwerefeld des Planeten gefangen bleiben. Im Normalfall ist die mittlere Temperatur der Atome bzw. Moleküle des Gases jedoch wesentlich geringer, so dass nur das hochenergetische Ende der Maxwell-Verteilung entweichen kann. Für die verbleibenden Teilchen ergibt sich dann eine Verteilung, der eben dieses Ende fehlt (Jeans-Flucht).

Tabelle 8.1 gibt die Entweichtemperaturen  $T_e$  für verschiedene atmosphärische Bestandteile und die mittleren thermischen Geschwindigkeiten  $v_{th}$  für eine Temperatur von 1000 K. Die gemäß (8.14) bestimmte Entweichgeschwindigkeit ist also ungefähr dreimal so groß wie die mittlere Geschwindigkeit von Wasserstoffatomen bei einer Temperatur von 1000 K, einen Faktor 9 größer als die des Heliums und bereits einen Faktor 15 größer als die des Sauerstoffs. Wenn man sich die Geschwindigkeitsverteilung von Sauerstoff ansieht, so zeigt sich, dass von  $10^{84}$  Atomen nur ein einziges die Entweichgeschwindigkeit erreicht bzw. überschreitet. Daher erfolgt kein Entweichen von Sauerstoff aus der Atmosphäre. Beim Wasserstoff dagegen ist es bereits eines von  $10^5$  Teilchen, das schnell genug ist, um aus der Atmosphäre zu entweichen. Daher ist Wasserstoff praktisch das einzige Gas, das aus der Atmosphäre in den Raum entweichen kann. Es sei hier ausdrücklich darauf hingewiesen, dass nur die neutrale Komponente entweichen kann, die geladenen Teilchen dagegen durch das Erdmagnetfeld auf völlig andere Bahnen gezwungen werden. Diese Teilchen können in den Bereich der Magnetosphäre entweichen.

Aus der Exosphäre entweichen pro Sekunde ca. 500 g Wasserstoff, wobei die Entweichrate abhängig ist von der Tages- und Jahreszeit sowie von der solaren Aktivität (vgl. Abhängigkeit der Temperaturverläufe von diesen Parametern). Ob dieser Massenverlust vollständig kompensiert wird, ist z.Z. nicht geklärt, jedoch ist sicher, dass er zumindest teilweise durch den Eintrag von Teilchen aus dem Sonnenwind und durch Meteoriten und Kometen kompensiert wird.

Als *Stabilitätskriterium*  $\chi$  für die Exosphäre lässt sich der Quotient aus der Entweichgeschwindigkeit und der thermischen Geschwindigkeit angeben:

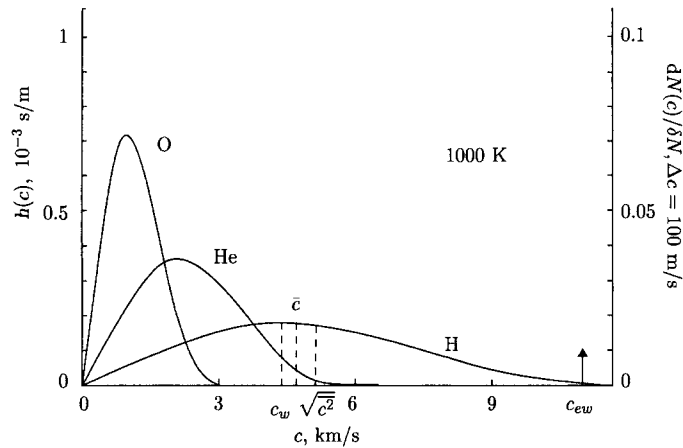
$$\chi = \frac{v_{entw}}{v_{th}} = \sqrt{\frac{sfM/r}{2kT/m}} \sim \sqrt{\frac{M}{RT}}. \quad (8.17)$$

Die Stabilität ist also eine Funktion der Wurzel der inversen Temperatur, d.h. je höher die Temperatur, um so instabiler ist die Atmosphäre und um so leichter können zumindest die leicht flüchtigen Elemente wie Wasserstoff und Helium entweichen. Mit abnehmender Temperatur dagegen wird auch für die leicht flüchtigen Elemente das Entweichen immer schwieriger. Daher ist in den äußeren, und damit kälteren Planeten die chemische Zusammensetzung der solaren Zusammensetzung ähnlicher, da dort selbst die leichten atmosphärischen Bestandteile wie Wasserstoff und Helium Geschwindigkeiten weit unter der Entweichgeschwindigkeit haben (vgl. Kap. 9).

Auf Grund des Teilchenentweichens verändert sich die Dichteverteilung gegenüber der hydrostatischen Verteilung. Außer dem Entweichen aufgrund der Temperatur gibt es noch weitere Entweichmöglichkeiten für Teilchen aus der Atmosphäre:

- *polarer Wind*: Ionisation von Teilchen über den Polkappen, die dann aufgrund ihrer Ladung dem Einfluss des Magnetfeldes unterliegen und in den Schweif des Erdmagnetfeldes transportiert werden können.
- *Ladungsaustausch*: aus einem kalten Wasserstoffatom und einem schnellen Proton wird ein schnelles Wasserstoffatom und ein kaltes Proton, wobei das schnelle Wasserstoffatom im

Abbildung 8.11:  
Geschwindigkeitsverteilungen  
verschiedener Gase bei 1000 K,  
[237]



Gegensatz zum schnellen Proton entweichen kann, da es elektrisch neutral ist und damit nicht mehr vom Magnetfeld gefangen wird.

- Bei Planeten ohne eigenes Magnetfeld können Teilchen zusätzlich durch eine direkte Wechselwirkung mit dem Sonnenwind entweichen, sie werden regelrecht weggeblasen. Dadurch lässt sich auch das Fehlen der Merkurkorona verstehen.

Die Atmosphäre ist also nicht nur energetisch ein offenes System, sondern auch materiell: an der Unterkante der Atmosphäre findet ein Austausch mit dem Boden und den Ozeanen statt (sowie in jüngster Zeit auch verstärkt ein anthropogener Eintrag von Stoffen), in den oberen Schichten findet ein Entweichen von Wasserstoff statt. Umgekehrt werden durch Meteoriten, Kometen und energiereiche Teilchen allerdings auch wieder gasförmige und feste Bestandteile in die Atmosphäre eingetragen.

Abbildung 8.11 betrachtet die Möglichkeit des Teilchenentweichens aus der Exosphäre noch einmal unter dem Gesichtspunkt der Verteilungsfunktion  $h(c)$  der Geschwindigkeitsbeträge für atomaren Sauerstoff, Helium und atomaren Wasserstoff bei einer Temperatur von 1000 K. Ebenfalls angegeben sind die wahrscheinlichsten Geschwindigkeiten

$$c_w = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (8.18)$$

die die Grundlage für die Temperaturwerte in Tabelle 8.1 bilden, das arithmetische und das quadratische Mittel der Geschwindigkeiten

$$\bar{c} = \int_0^{\infty} c h(c) dc = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{c_w^3} \int_0^{\infty} c^3 e^{-(c/c_w)^2} dc = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (8.19)$$

und

$$\sqrt{\bar{c}} = \sqrt{\int_0^{\infty} c^2 h(c) dc} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1.085 \bar{c} = 1.224 c_w, \quad (8.20)$$

sowie die Entweichgeschwindigkeit  $c_{ew}$  in Exobasenhöhe.

### 8.1.5 Satellitenabbremmung und Temperaturmessung

Reibung in der Hochatmosphäre bewirkt, ebenso wie wir es von der Reibung am Boden gewohnt sind, eine Abbremsung. Die Satellitenabbremmung ist einerseits ein unerwünschter Effekt: insbesondere die Aufklärungssatelliten fliegen in möglichst geringen Höhen, um ein gutes Bodenaufklärungsvermögen zu erreichen, und werden aufgrund der dort großen Dichte stark abgebremst, was zu einer geringen Lebensdauer führt. Andererseits erlaubt die Satellitenabbremmung jedoch die Messung der Temperatur bzw. Dichte in der Hochatmosphäre.

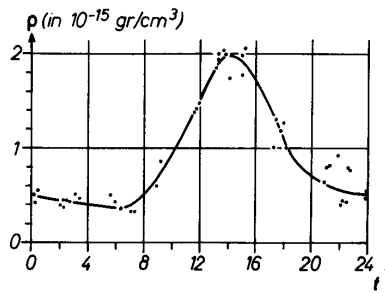


Abbildung 8.12: Tägliche Dichteveriation in einer Höhe von 560 km, geschlossen aus der Bahn von Vanguard 2 [171]

Über Veränderungen in der Satellitenbewegung hat man bereits recht früh die starke Variabilität der Hochatmosphäre erkannt.

Abbildung 8.12 zeigt die täglichen Dichteveriationen in einer Höhe von 560 km, wie sie aus der Bewegung des Vanguard 2 Satelliten abgeleitet wurden. In Übereinstimmung mit den starken täglichen Temperaturvariationen in der Hochatmosphäre (zwischen 600 K und 1800 K je nach Tageszeit und solarer Aktivität) zeigen sich auch in der Dichte im Laufe eines Tages Variationen um einen Faktor von ca. 5. Das Dichtemaximum tritt gegen 14 Uhr Ortszeit auf, d.h. kurz nach dem Maximum der solaren Einstrahlung. Diese Verzögerung erklärt sich durch Wärmeleitungsvorgänge in der Atmosphäre (z.B. [15]; vgl. auch Abb. 8.6). Die Dichteveriation entlang eines Breitenkreises lässt sich durch die Wanderung einer Gasglocke (diurnal bulge) beschreiben, die die Erde dem Sonnenstand folgend umkreist (bzw. weniger geozentrisch: die Dichteglocke befindet sich ortsfest in solarer Richtung in der Atmosphäre, die Erde dreht sich jedoch unter dieser Glocke hinweg).<sup>1</sup>

Versuchen wir jetzt den Einfluss der Reibung auf einen Satelliten abzuschätzen. Die Satellitenbahn ist bestimmt durch ein Gleichgewicht aus Zentrifugal- und Gravitationskraft. Mit  $m_s$  als der Satelliten- und  $M_e$  als der Erdmasse lässt sich dieses schreiben als

$$\frac{m_s v^2}{r} = \frac{GM_e m_s}{r^2} \Rightarrow GM_e = v^2 r . \quad (8.21)$$

Die kinetische Energie  $E_k$  lässt sich damit ausdrücken als

$$E_k = \frac{m_s v^2}{2} = \frac{GM_e m_s}{2r} . \quad (8.22)$$

Für die potentielle Energie  $E_p$  gilt unter Berücksichtigung der Abnahme der Erdanziehungskraft mit der Höhe

$$E_p = mg(h)h = \frac{GM_e m_s}{r} . \quad (8.23)$$

Der Vergleich dieser beiden Gleichungen gibt

$$E_p = 2E_k . \quad (8.24)$$

Für die durch die Reibung auf den Satelliten wirkende Kraft machen wir den Newtonschen Reibungsansatz, d.h. die verzögernde Kraft  $F_r$  wird als proportional zur Geschwindigkeit angenommen:

$$F_r = -Dv . \quad (8.25)$$

Die die Reibung quantifizierende Proportionalitätskonstante  $D$  setzt sich zusammen aus:

$A$  der Querschnittsfläche des Satelliten (je größer der Satellit, um so mehr Teilchen der Restatmosphäre können mit ihm wechselwirken),

<sup>1</sup>Eine Anmerkung zur Temperaturmessung in der Hochatmosphäre: auf Grund der geringen Dichte ist dort die klassische Temperaturmessung nicht mehr möglich, da zu wenig Stöße zwischen dem Restgas und dem Thermometer stattfinden. Die Temperatur lässt sich hier nur noch über die kinetische Energie der Teilchen definieren (Boltzmann-Verteilung,  $m \langle v \rangle^2 / 2 = fkT/2$  mit  $\langle v \rangle$  als der mittleren Geschwindigkeit,  $f$  der Zahl der Freiheitsgrade,  $k$  der Boltzmann-Konstanten und  $T$  der Temperatur)

$\rho$  der Dichte der Atmosphäre (die Zahl der für Stöße und damit den Impulsübertrag zur Verfügung stehenden Teilchen),  
 $v$  der Geschwindigkeit (sie bestimmt die Größe des Impulsübertrages) und  
 $c_D$  dem Widerstandsbeiwert (oder aerodynamischer Reibungswiderstand).

Es ist  $A\rho v$  die Luftmasse, die pro Zeit auf den Satelliten trifft.  $Av$  ist das Volumen, das pro Zeiteinheit von dem Satelliten durchquert wird. Multiplikation mit der Dichte  $\rho$  liefert dann die Luftmasse in diesem Volumen und damit auch die Luftmasse, die mit dem Satelliten stößt. Von dieser Luftmasse wird pro Zeiteinheit ein Impuls  $(A\rho v)v = A\rho v^2$  auf den Satelliten übertragen. Berücksichtigen wir den Widerstandsbeiwert des Satelliten, so ergibt sich damit ein Kraftübertrag von

$$F = -\frac{c_D}{2}\rho v^2 A. \quad (8.26)$$

Der Widerstandsbeiwert  $c_D$  ist hier von der Größenordnung 2 für einen unelastischen und 4 für einen elastischen Stoß, vgl. Bohrmann [31]. Multipliziert man diese Gleichung mit der Geschwindigkeit  $v$ , so kann man die linke Seite zur zeitlichen Änderung der kinetischen Energie zusammenfassen ( $Fv = m \, d^2r/dt^2 \, v = \frac{1}{2}m \, dv^2/dt$ , wie man durch Anwendung der Kettenregel auf den letzten Term erkennen kann). Dann ergibt sich

$$\frac{d}{dt} \frac{m_s v^2}{2} = -\frac{\rho v^2 A c_D}{2} v. \quad (8.27)$$

Eine Rate für die Veränderung der Flughöhe eines Satelliten lässt sich aus der Änderung der kinetischen Energie abschätzen gemäß:

$$\frac{d}{dt} E_k = \frac{d}{dr} E_k \frac{dr}{dt}. \quad (8.28)$$

Nach Einsetzen dieses Ausdrucks in (8.27) und Auflösen nach  $dr/dt$  ergibt sich für die zeitliche Änderung der Flughöhe

$$-\frac{dr}{dt} = \frac{\rho v A c_D r}{m_s}. \quad (8.29)$$

Technisch gesehen ist es einfacher und genauer, die Umlaufzeiten oder -frequenzen von Satelliten zu bestimmen als deren Flughöhen. Daher ist es sinnvoll, eine Abschätzung für die Änderung der Umlauffrequenz vorzunehmen. Die Umlaufzeit ist gegeben zu  $T = 2\pi r/v$ . Quadrieren der Umlaufzeit und Einsetzen von  $2E_p$  für die kinetische Energie (vgl. (8.24)) ergibt:

$$T^2 = \frac{4\pi^2 r^3}{GM_e}. \quad (8.30)$$

Nach Ableitung nach der Zeit lässt sich die zeitliche Änderung der Umlaufzeit schreiben als

$$2T \frac{dT}{dt} = \frac{4\pi^2 3r^2}{GM_e} \frac{dr}{dt}. \quad (8.31)$$

Berücksichtigt man (8.21) und (8.29), so lässt sich dies umschreiben zu

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{3\pi A c_D r}{m_s} \rho. \quad (8.32)$$

Die Änderung der Umlaufzeit eines Satelliten in einem kreisförmigen Orbit ist also direkt proportional der Dichte der umgebenden Atmosphäre. Die Bahnschrumpfung, d.h. die Verringerung der Umlaufhöhe bzw. Umlaufzeit, ist umso größer, je höher das Verhältnis von Fläche  $A$  zu Masse  $m_s$  ist. Große Satelliten geringer Masse (z.B. Ballonsatelliten) werden daher stärker abgebremst als große Satelliten großer Masse, die ihrerseits wieder stärker abgebremst werden als kleine Satelliten großer Masse.

Die obige Herleitung erfolgte für eine Kreisbahn, wie sie ja auch von den meisten niedrig fliegenden und damit von der Reibung relativ stark betroffenen Satelliten genutzt wird. Für den allgemeineren Fall einer elliptischen Satellitenbahn lassen sich entsprechend dem oben

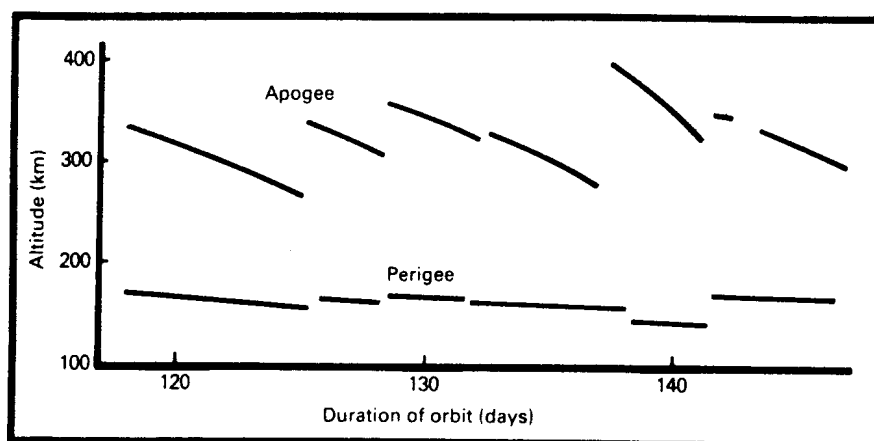


Abbildung 8.13: Einfluss des Luftwiderstandes auf ein Satellitenorbit [179]

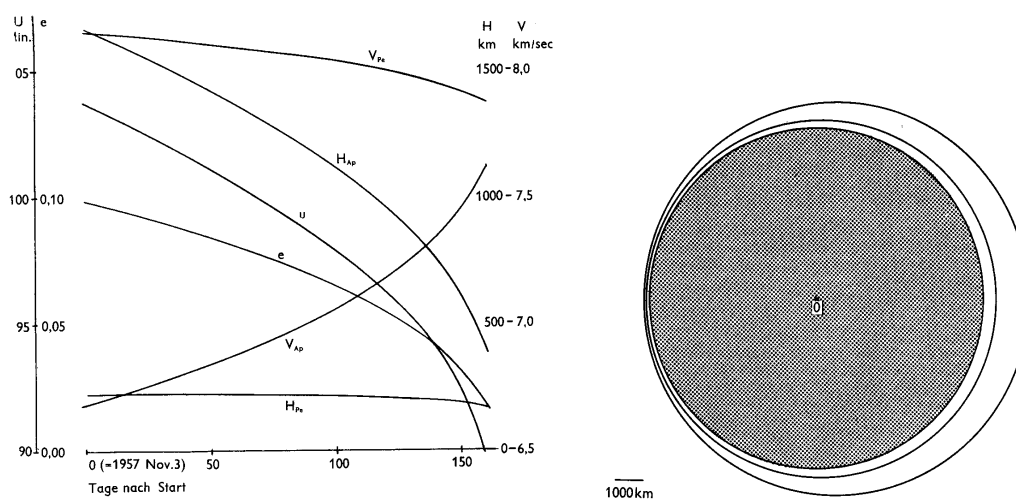


Abbildung 8.14: Änderung der Bahnelemente von Sputnik 2 infolge des Luftwiderstandes (links) und Anfangs- und Endbahn von Sputnik 2 [31]

Gesagten einige einfache Regeln für die Satellitenabbremmung angeben. Alle diese Regeln basieren auf der Grundregel, dass die Perigäumshöhe (d.h. die Höhe des Bahnpunktes, der am dichtesten am Planeten ist) langsamer abnimmt als die Apogäumshöhe. Die Begründung hierfür ergibt sich aus den Eigenschaften einer elliptischen Bahn: zwar ist die abbremmende Kraft im Perigäum wesentlich größer als im Apogäum, da die Dichte mit zunehmender Höhe abnimmt, jedoch ist es gerade die Geschwindigkeit im Perigäum, die bestimmt, wie weit ein Satellit über eine Kreisbahn hinaus schießen kann, d.h. welches Apogäum erreicht wird. Das daraus resultierende unterschiedliche Verhalten von Perigäums- und Apogäumshöhe ist in Abb. 8.13 am Beispiel des Aufklärungssatelliten Cosmos 1097 (FSU) dargestellt: während sich die Perigäumshöhe nur geringfügig ändert, ist in den einzelnen Abschnitten der Bahn jeweils eine starke Änderung der Apogäumshöhe zu erkennen. Die scharfen Anstiege in den Höhen ergeben sich durch Feuern der Booster, um den Satelliten auf eine höhere Umlaufbahn zu bringen und damit vor dem sofortigen Absturz zu bewahren.

Die unterschiedliche Abnahme von Perigäums- und Apogäumshöhe bewirkt, dass die Bahn immer kreisförmiger wird. Kurz vor dem Absturz eines Satelliten geht die Exzentrizität seiner Bahn sehr schnell gegen Null, man kann die Lebensdauer eines Satelliten auch abschätzen als die Zeit, die er zum Erreichen einer fast kreisförmigen Bahn benötigt. Abbildung 8.14 zeigt

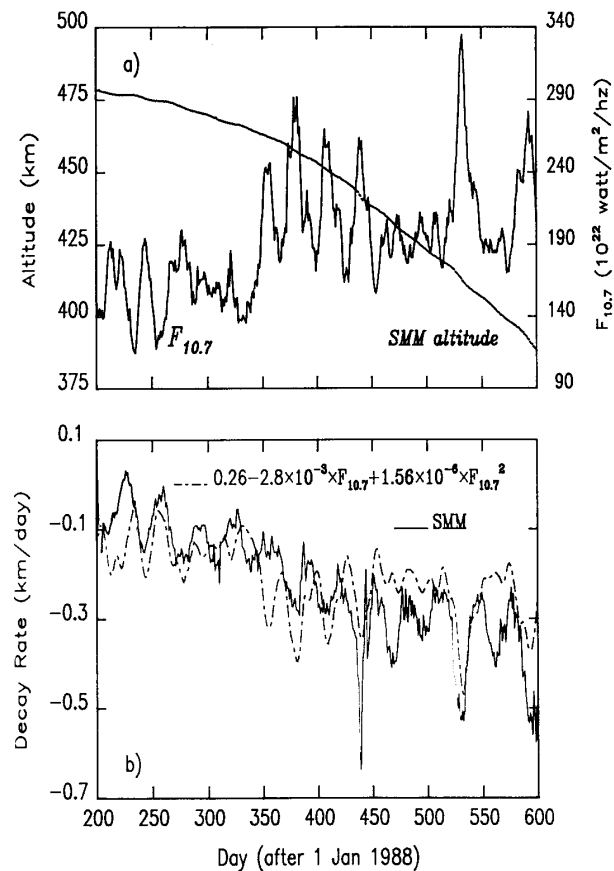


Abbildung 8.15: Abbremsung des SMM-Satelliten durch die Zunahme solarer Aktivität [186]

am Beispiel der Bahn von Sputnik 2 wie die Bahn von einer Ellipse zu einem Kreis übergeht (rechtes Teilbild). Zusätzlich sind im linken Teilbild die Änderungen von Apogäumshöhe und Perigäumshöhe gezeigt (Kurven markiert mit  $H_{Pe}$  und  $H_{Ap}$ ), der Geschwindigkeiten  $v_{Pe}$  und  $v_{Ap}$  in diesen Punkten, der Umlaufzeit  $U$  und der Exzentrizität  $e$ .

Die Lebenserwartung eines Satelliten, dessen Umlaufzeit auf 88-89 min abgesunken ist, ist nur gering. Die untere Grenze für  $T$  beträgt etwa 87 min, entsprechend einer Höhe von ca. 150 km.

Besonders deutlich wird die Satellitenabbremmung zu Zeiten starker solarer Aktivität, da dann die Hochatmosphäre stärker aufgeheizt wird und somit zu einer gesteigerten Abbremsung führt (vgl. Dichtezunahme in Abhängigkeit von der Temperatur in Abb. 8.5). So sind des öfteren Satelliten durch erhöhte solare Aktivität (schneller) abgestürzt. Prominentestes Beispiel ist das amerikanische Raumlaboratorium SkyLab gewesen.

Als Beispiel dafür, wie stark sich die solare Aktivität auf die Änderung der Satellitenbahn auswirkt, zeigt Abb. 8.15 die Bahnparameter für die letzten 400 Tage des Solar Maximum Mission Satelliten SMM, kurz SolarMax genannt. SolarMax wurde 1980 zum Zeitpunkt des Sonnenfleckenmaximums im Solarzyklus 21 gestartet und ist im Dezember 1989 bei starker solarer Aktivität abgestürzt.

Im oberen Teilbild von Abb. 8.15 zeigt die glatte Kurve die Flughöhe von SolarMax. Die stark variable Kurve gibt den solaren Radiofluss bei einer Frequenz von 10.7 GHz wieder. Die 10.7 GHz-Strahlung lässt sich als ein Maß für solare Aktivität und die mit dieser Aktivität verbundene Aufheizung der Hochatmosphäre durch harte elektromagnetische Strahlung verwenden (vgl. Kap. 11). Der Radiofluss variiert sehr stark auf Zeitskalen von ca. 27 Tagen. Diese Variation ist mit der solaren Rotation verbunden, es werden einzelne Aktivitätsbereiche wie der Lichtstrahl eines Leitfeuers in regelmäßigen Abständen über den Beobachter hinweg getragen. Im Laufe der Zeit steigt jedoch das allgemeine Niveau der Radiostrahlung an.

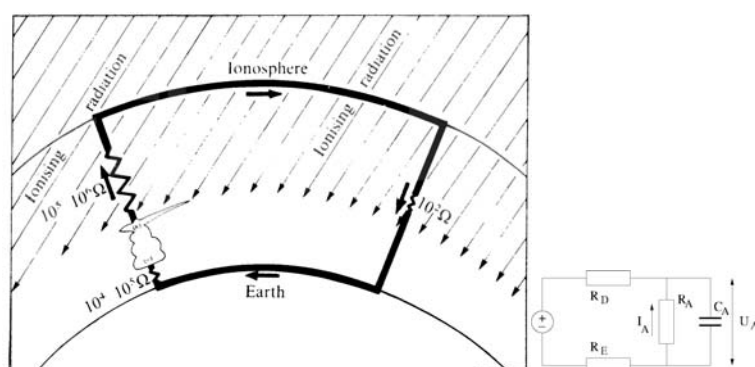


Abbildung 8.16: Schema des globalen elektrischen Stromkreises. Die dicken Pfeile markieren den Fluss positiver Ladungen [200]; zusätzlich ist ein Ersatzschaltbild gegeben

Gleichzeitig nimmt die Bahnhöhe von SolarMax immer stärker ab. Dies alleine ist noch kein Zeichen für eine Kopplung zwischen Bahnhöhe und solarer Aktivität, da selbst bei konstanten Umgebungsbedingungen die Abnahme der Bahnhöhe mit der Zeit immer stärker wird (vgl. auch Abb. 8.13 und 8.14).

Die direkte Kopplung wird im unteren Teilbild deutlicher. Hier sind die Schwankungen im Radiofluss reziprok dargestellt und auf ein Äquivalent zur Änderungsrate der Bahnhöhe normiert (gestrichelte Kurve). Zusätzlich ist die Änderungsrate der Bahnhöhe aufgetragen (durchgezogene Linie). Man erkennt, dass die Änderung der Bahnhöhe dann besonders klein ist, wenn die reziproke Radioemission ein Maximum hat, d.h. die Radioemission ein Minimum hat und damit die solare Aktivität gering ist. Umgekehrt ist bei hoher solarer Aktivität die Änderungsrate der Satellitenhöhe groß, d.h. der Satellit verliert schnell an Höhe und stürzt letztendlich ab.

### 8.1.6 Hochatmosphäre und Klima

Wie bereits im einleitenden Abschnitt dieses Kapitels erwähnt, ist die Untersuchung möglicher Kopplungen zwischen Hochatmosphäre und Klima ein eher neuer Forschungszweig. Das gilt für beide Richtungen: Änderungen in der Hochatmosphäre aufgrund des anthropogenen Schadstoffeintrages sind ein noch neuerer und weniger untersuchter Themenkomplex als die mögliche Rückwirkung von Änderungen in der Hochatmosphäre aufgrund variabler solarer Aktivität auf Wetter und/oder Klima. Dieser letzte Punkt wird im Rahmen der Solar-Terrestrischen Beziehungen (vgl. 11) diskutiert. Dabei kommt von Kritikern häufig der berechtigte Einwand, dass der Energiegehalt in der Hochatmosphäre viel zu gering sei, als dass sich Änderungen auf das Klima auswirken könnten. In diesem Kapitel sollen daher nur drei Beispiele diskutiert werden: (a) nachtleuchtende Wolken als eine mögliche Folge menschlicher Aktivität, die ihrerseits aber möglicherweise wieder auf das Klima zurückwirken können, (b) die elektrische Kopplung zwischen oberer und unterer Atmosphäre und (c) Kopplungen durch atmosphärische Wellen und Gezeiten.

#### Elektrische Kopplungen

Atmosphärische Elektrizität ist offensichtlich in Gewittern. Nicht ganz so offensichtlich aber zumindest recht einfach nachzuweisen und zu verstehen ist atmosphärische Elektrizität auch in der Existenz der Ionosphäre. Zwischen der Hochatmosphäre, bzw. genauer gesagt der Ionosphäre als dem geladenen Teil der Hochatmosphäre, und dem Erdboden bildet sich dabei ein globaler elektrischer Stromkreis aus, von dessen Existenz wir allerdings außer im Zusammenhang mit elektrischen Entladungen bei Gewittern kaum etwas zu sehen oder zu spüren bekommen.

Abbildung 8.16 gibt eine schematische Darstellung dieses globalen Stromkreises. Im rechten Teil der Abbildung ist ein Ersatzschaltbild angegeben, die typischen Werte in diesem Schaltbild betragen für den atmosphärischen Widerstand  $R_A$  ca.  $250 \Omega$ , für die atmosphärische Kapazität  $C_A$  etwa  $3 \text{ F}$ , für die Potentialdifferenz zwischen Ionosphäre und Erdboden  $\Phi_A$



ungefähr 250 kV. Die Widerstände  $R_E$  des Erdbodens und  $R_D$  der unteren Ionosphäre (D-Schicht) betragen 1 m $\Omega$  bzw. 20 m $\Omega$ . Damit ergibt sich ein durch die Atmosphäre fließender Strom  $J_A$  von 1 kA. Dieser Schönwetterstrom ergibt sich dadurch, dass man den durch Gewitter in Richtung auf den Erdboden fließenden Strom abschätzt. Die Gewitter bilden den Generator des elektrischen Stromkreises, die Energie wird dabei aus der bei der Kondensation der Gewitterwolken frei werdenden latenten Wärme gezogen. Das elektrische Potential zwischen Erdboden und Ionosphäre kann um 100% oder mehr schwanken.

Hauptquelle der Ionisierung und damit auch des elektrischen Stromkreises ist die ionisierende solare Strahlung (elektromagnetische ebenso wie Teilchenstrahlung), die sich sowohl während solarer Ereignisse als auch im Laufe des Solarzyklus verändert. Daher ist der globale elektrische Stromkreis ein möglicher Kandidat, durch den sich Veränderungen in der Hochatmosphäre bis in die Troposphäre fortsetzen könnten. Dieser Zusammenhang wird zur Erklärung einiger Phänomene im Rahmen der Solar-Terrestrischen Beziehungen diskutiert [200], ein Modell dieses Stromkreises und der Variationen ist in Roble und Hays [257] vorgestellt; energiereiche Teilchen und ihre Beziehung zu Gewittern wird auch in [196] dargestellt – dort finden Sie übrigens auch einen, wenn auch eher abstrakten Überblick über alle wesentlichen Aspekte von Gewittern.

Die Kopplung zwischen atmosphärischer Elektrizität und Klima erfolgt wahrscheinlich über die Wolkenbildung, die Verteilung elektrischer Ladungen in den Wolken und das Ausregnen von Wolken. Das Attraktive an dieser Erklärungskette ist die Tatsache, dass bei diesen Mechanismen der Troposphäre keine zusätzliche Energie zugeführt werden muss, sondern dass die durch solare Aktivität bewirkten Veränderungen der luftelektrischen Eigenschaften lediglich eine Umverteilung der bereits in der Troposphäre enthaltenen Energie bewirken. Damit wäre der nur geringe Energieinhalt der Hochatmosphäre nicht mehr der entscheidende Einwand gegen die Kopplung Hochatmosphäre–Troposphäre. Hinweise zur Unterstützung einer derartigen Kopplung lassen sich aus den Veränderungen der Gewitterhäufigkeit aufgrund von solarer Aktivität, Flares und Störungen im interplanetaren Raum ableiten, vgl. Abschn. 11.4.2.

Als physikalischer Mechanismus der Kopplung wird eine Folge von Reaktionen in der Atmosphäre angenommen. Als Beispiel für die solare Störung sei hier ein Flare betrachtet, der wie in Abb. 3.8 und 3.9 angedeutet eine erhöhte Emission solarer ionisierender Strahlung bewirkt. Diese Strahlung kann die Ionisation und die Leitfähigkeit der Luft bis in Tiefen von 15 km verändern. Ähnliche Veränderungen ergeben sich natürlich auch durch die langsame Variation während des Solarzyklus. Da außer der ionisierenden Strahlung auch die einfallenden Teilchen von solarer und galaktischer kosmischer Strahlung zur Ionisation beitragen, zeigen sich ausgeprägte Unterschiede zwischen polnahen Regionen und dem Äquator.

Durch diese Variation in der Ionisation verändert sich die Leitfähigkeit im Generator- (Gewitter) und Entladungszweig (Schönwetterstrom) des globalen elektrischen Stromkreises. Diese Veränderungen wirken ihrerseits wieder zurück auf die Tröpfchenbildung (Anlagerung von Ladungen an Aerosole bildet negative Ionen, die als Kondensationskeime wirksamer sind als das neutrale Aerosol) und auf die Elektrifizierung der sich entwickelnden Cumulus-Wolken. Auf diese Weise beeinflusst eine Veränderung der luftelektrischen Eigenschaften die Wolken- und Niederschlagsbildung. Insbesondere können verstärkte elektrische Felder die Tröpfchenbildung in Schönwettergebieten in einer Form beeinflussen, die zu größeren Tröpfchen/Eiskristallen und sehr heftigen Niederschlägen führt. Für die heftigen Niederschläge muss aber mehr Wasser in der Troposphäre kondensiert sein als bei geringen Niederschlägen. Dabei ist mehr Kondensationswärme freigesetzt, so dass sich die höhere Troposphäre stärker erwärmt hat, als es normalerweise der Fall wäre. Dadurch könnte die mesoskalige und synoptische Zirkulation beeinflusst werden, auch wird die Strahlungsbilanz modifiziert.

Der hier beschriebene Mechanismus ist qualitativ mit den Beobachtungen verträglich, er ist allerdings aus zwei Gründen so vorsichtig formuliert: (a) der Mechanismus müsste noch quantitativ genauer formuliert und untersucht werden und (b) die zur Stützung herangezogenen Beobachtungen basieren alle auf Korrelationen, so dass hier ein größerer Datensatz

natürlich auch eine größere Absicherung versprechen würde, ja sogar notwendig ist, wenn es um eine quantitative Untersuchung geht.

### Atmosphärische Wellen und Gezeiten

Mit atmosphärischen Gezeiten wird die tägliche Veränderung in Temperatur und Dichte der Hochatmosphäre beschrieben, die sich durch die in Abb. 8.6 bzw. 8.12 angedeutete Gasglocke charakterisieren lässt. Atmosphärische Wellen beinhalten ebenfalls Schwankungen von Atmosphärenparametern mit der Höhe, die sich in der Atmosphäre über weite horizontale Strecken fortsetzen können. Ein Beispiel für die Entstehung atmosphärischer Wellen in der unteren Stratosphäre ist die Luftbewegung über einen Gebirgszug, wie in Abb. 5.21 angedeutet.

Atmosphärenmodelle und Beobachtungen geben Hinweise auf mindestens drei derartige Kopplungen (vgl. Mayr et al. [203] und Zitate darin):

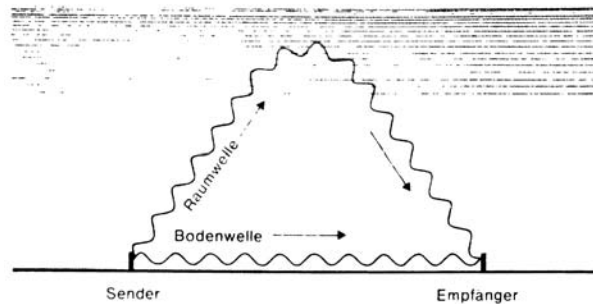
1. Sich aus der unteren Atmosphäre nach oben ausbreitende Gezeiten können die Windfelder und Temperatur- und Dichteveränderungen der Thermosphäre zumindest in höheren Breiten beeinflussen. Hier kann also die Hochatmosphäre durch Prozesse in der unteren Atmosphäre modifiziert werden.
2. Die thermosphärische Zirkulation, insbesondere der durch das Eindringen energiereicher Teilchen in Polnähe geleistete Beitrag zur Zirkulation, beeinflusst die Konzentration atomaren Sauerstoffs in der oberen Mesosphäre und bewirkt durch die damit verbundenen Entfernung chemischer Energie eine Abkühlung der Mesosphäre. Vorstellen kann man sich diesen Prozess ähnlich einer Zirkulationszelle. In Polnähe eindringende Polarlichtteilchen gelangen bis in Höhen von ca. 80 - 100 km hinab und bewirken eine Erwärmung der polaren Thermosphäre. Die erwärmte Luft strömt äquatorwärts ab und erzeugt dabei eine Druckdifferenz, die ein Aufquellen des Gasgemisches der Mesosphäre bewirkt. Die interessanteste Spezies in diesem Prozess ist der atomare Sauerstoff. Seine teilweise Entfernung aus der Mesosphäre hat Einflüsse auf die Ozonchemie (vgl. Kap. 6) ebenso wie auf die Temperaturbilanz, da atomarer Sauerstoff bei seiner Rekombination Energie frei setzt. Diese steht jetzt nicht mehr am Erzeugungsort des atomaren Sauerstoffs zur Verfügung sondern wird in niedrigere Breiten transportiert, so dass die Energiebilanz regional verändert wird, wenn auch das globale Mittel erhalten bleibt.
3. Durch das Eindringen von Teilchen in Polnähe ausgelöste Schwerewellen können bis in die untere Atmosphäre gelangen und von dort wieder in die Thermosphäre zurück lecken, wodurch sie sich über weite Entfernungen ausbreiten können. Diese Wellen haben sicherlich nicht genug Energie, um den Energiegehalt der Troposphäre in spürbarer Weise zu verändern. Allerdings besteht hier wieder die Möglichkeit, dass diese Wellen über einen Triggereffekt Veränderungen in der Troposphäre auslösen.

Die letzten beiden Mechanismen sind Beispiele für Variationen in der Hochatmosphäre, die durch externe Einflüsse ausgelöst werden, hier die solare Aktivität, und über deren mögliche Auswirkungen auf die untere Atmosphäre auch heute noch im wesentlichen nur spekuliert werden kann. Auch hier muss zu einer Bewertung der Einflussmöglichkeiten sicherlich noch viel Arbeit geleistet werden. Allerdings gibt es dabei auch Messprobleme. Der für den Energietransfer interessanteste Bereich der Hochatmosphäre ist natürlich der untere Teil, da dort die meiste Energie enthalten ist und die direkteste Kopplung mit der darunterliegenden Atmosphäre erfolgt.

### CAWSES

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft DFG hat zur Untersuchung der vertikalen Kopplungen einen Forschungsschwerpunkt CAWSES: Climate and Weather in the Sun–Earth–System eingerichtet, an dem wir mit zwei Projekten beteiligt sind. Eine Übersicht über den DFG-Schwerpunkt mit weiteren Links bietet [http://www.iap-kborn.de/cawses/index\\_e.htm](http://www.iap-kborn.de/cawses/index_e.htm). Die Osnabrücker Projekte umfassen zum einen die Validierung von Modellrechnungen zur Ionisation der mittleren Atmosphäre durch energiereiche Teilchen mit Hilfe von EISCAT

Abbildung 8.17: Die an der Ionosphäre reflektierte elektromagnetische Welle und ihre Bodenwelle können sich je nach Phasenlage auslöschen oder Verstärken [246]



(genauer unter <http://www.physik.uni-osnabrueck.de/sotere/551.htm>), zum anderen in Zusammenarbeit mit dem MPI für Meteorologie Hamburg die Einbindung des Ionisierungsmodells in ein Klimamodell (genauer unter <http://www.physik.uni-osnabrueck.de/sotere/548.htm>). Einige dieser Arbeiten sind auch in Abschn. 11.5 vorgestellt.

## 8.2 Ionospäre

Die Ionosphäre ist ein Teil der Hochatmosphäre. Sie beginnt in einer Höhe von ca. 65 km, wobei mit zunehmender Höhe der relative Anteil der ionisierten Komponente zunimmt. Definiert wird die Ionosphäre durch die Existenz freier Ladungsträger (Ionen und Elektronen). Die Existenz der Ionosphäre ist seit Beginn der zwanziger Jahre bekannt, als man ihren Einfluss auf die Ausbreitung von Radiowellen erkannte. Die Hauptbedeutung der Ionosphäre liegt jedoch weniger in dieser kleinen technischen Anwendungsmöglichkeit, sondern vielmehr in ihrer Bedeutung für die Energiebilanz der Hochatmosphäre: die Ionisation durch harte elektromagnetische Strahlung und energiereiche Teilchen ist der Prozess, durch den die Hochatmosphäre aufgeheizt wird. Entsprechend zeigt sich die Ionosphäre ebenso variabel, wie wir es auch schon im Zusammenhang mit der neutralen Hochatmosphäre gesehen haben. Die Ionosphäre ist Bestandteil des globalen elektrischen Stromkreises und hat damit das Potential, auch in der Troposphäre Veränderungen hervorzurufen (vgl. Abschn. 8.1.6).

### 8.2.1 Grundlegendes und Geschichte

**Definition 12** *Eine planetarische Ionosphäre ist der Teil einer Planetenatmosphäre, in dem freie Elektronen und thermische Ionen unter dem Einfluss der dort vorhandenen Kraftfelder (Gravitation und magnetische Kräfte) existieren können. Die Ionosphäre verändert sich in Abhängigkeit von der Sonne und von geomagnetischen Störungen (die ihrerseits wieder solar bedingt sind).*

Auf die Idee, dass die Erde von einer Ionosphäre, einer Schicht geladener Teilchen, umgeben sein müsste, ist man bereits Anfang der zwanziger Jahre in der Frühzeit der Rundfunksendungen gekommen. Beobachtet wurde, dass die Stärke des Empfangssignals bei Nacht über Entfernungen von etwa 100 km innerhalb weniger Minuten über einen weiten Bereich schwanken konnte und manchmal vollständig ausfiel. Diese Modulation des Signals wurde einer Überlagerung zweier Wellen zugeschrieben: Einer Welle, die sich am Boden ausbreitet (Bodenwelle, vgl. Abb. 8.17), und einer zweiten Welle, die sich in der Atmosphäre aufwärts ausbreitet und dann zurück reflektiert wird. Da Radiowellen auch an der Erdoberfläche reflektiert werden können, hat man im Nettoeffekt die wiederholte Reflektion von Wellen erst an einer leitfähigen Schicht in der Atmosphäre, eben der Ionosphäre, und dann am Erdboden. Diese wiederholte Reflektion erlaubt eine Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen wie zwischen den Wänden eines Hohlleiters. Die Wellen können sich daher, zumindest im Prinzip, einmal um den Planeten herum ausbreiten.

Für ionosphärische Reflektion ist die Frequenz der Wellen von entscheidender Bedeutung. So werden Ultrakurzwellen von der Ionosphäre durchgelassen (d.h. die Kommunikation mit

Satelliten ist mit UKW möglich, nicht aber die Kommunikation über weite Strecken am Boden), während Kurz-, Mittel-, und Langwellen von der Ionosphäre reflektiert werden. In einigen besonderen Fällen kann die Atmosphäre so stark gestört sein, dass auch Ultrakurzwellen reflektiert werden. Es kommt dann zu so genannten Überreichweiten.

Die Eigenschaft der Ionosphäre, Radiowellen bestimmter Frequenzbereiche zu reflektieren oder zu absorbieren, liefert auch in Hilfsmittel zur Untersuchung dieses sonst nahezu unzugänglichen Bereiches. Direkte Messungen sind schwierig, da Ballone nur bis in Höhen von etwas über 30 km aufsteigen, Satelliten dagegen erst in Höhen oberhalb 200 km fliegen, Forschungssatelliten meist noch höher. Demgegenüber hat die Ionosphäre ihr Maximum in einer Höhe von ca. 150 bis 200 km. Bereits seit 1924, also lange vor dem Zeitalter der Satelliten oder Forschungsraketen, wurden Radiowellen zur Untersuchung verwendet (vgl. z.B. Ratcliffe [246]). Durch Laufzeitmessungen, Frequenzvariationen und Wiederholung der Messungen zu unterschiedlichen Zeiten konnten die Höhe und die Variabilität der Ionosphäre bestimmt werden.

Wenn auch die Bedeutung der Ionosphäre als Hilfsmittel für die Kommunikation über weite Entfernungen im Zeitalter der Satelliten geringer geworden ist, so ist die Ionosphäre dennoch von Interesse, da sie außer ihrer Heizfunktion der Hochatmosphäre die unterste Grenze der Magnetosphäre bildet und mit dieser in enger Wechselwirkung steht. Die Ionosphäre bildet zugleich ein kosmisches Plasmalaboratorium, in dem oder an dem die Vorgänge in verdünnten Gasen passiv und aktiv erforscht werden können. In Abhängigkeit von der Konzentration freier Ladungsträger lässt sich die Ionosphäre selbst wiederum in verschiedene Schichten einteilen. Diese Schichten, ihre Entstehung und ihre Beschreibung sollen das Thema der nächsten Abschnitte sein.

### 8.2.2 Photochemie der Ionosphäre

Die wichtigsten Komponenten für photochemische Prozesse in der Ionospäre sind die dort am häufigsten vorhandenen Gase atomarer Sauerstoff O, molekularer Sauerstoff O<sub>2</sub>, Ozon O<sub>3</sub>, Stickstoffmonoxid NO, Stickstoffdioxid NO<sub>2</sub>, Kohlendioxid CO<sub>2</sub> und Wasserdampf H<sub>2</sub>O. Den Elementarprozess der Ionisation kann man ganz allgemein beschreiben durch



wobei die kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$  der Elektronen zur Aufheizung der Atmosphäre durch Stöße mit dem Neutralgas verwendet wird. Beispiele für Reaktionstypen lassen sich in verschiedene Gruppen einteilen (vgl. auch Bauer [15] für weitere Reaktionstypen). Die wichtigsten Reaktionstypen sind:

1. *Dissoziation*: ein Molekül wird durch die einfallende Strahlung in seine atomaren Bestandteile zerlegt. Darstellen lässt dies formal durch



Ein Beispiel für die Photodissoziation ist die Zerlegung von molekularem Sauerstoff in atomaren Sauerstoff



wie bei der Ozonentstehung notwendig (vgl. (6.1)). Hierfür wird eine Mindestenergie des Photons von 5.1 eV benötigt, entsprechend einer maximalen Wellenlänge von 242 nm. Für die Photodissoziation von molekularem Stickstoff wird sogar eine Mindestenergie von 9.8 eV (maximale Wellenlänge von 126 nm) benötigt. Hierfür ist die Lyman- $\alpha$  Linie gerade ausreichend.

2. *Ionisation*: Schematisch wird die Ionisation durch (8.33) beschrieben. Sie bildet den wichtigsten Heiz-Mechanismus der Hochatmosphäre, die dabei entstehenden freien Ladungsträger sind für die Ionosphäre verantwortlich. Die Ionisation erfolgt durch Wellenlängen im extremen Ultraviolett (EUV). Ionisiert werden (mit Ionisationsenergie und maximaler Wellenlänge jeweils in Klammern angegeben): molekularer Stickstoff N<sub>2</sub> ( $E_{\text{ion}}=15.6$  eV,

Tabelle 8.2: Grenzenenergien bzw. Wellenlängen für verschiedene Ionisations- und Dissoziationsprozesse [224]. Die Dissoziation von NO erfolgt genau bei der Lyman-Alpha Linie

Reaktion	$\lambda_{\max}$
$\text{N}_2 + h\nu \rightarrow \text{N}_2^+ + e$	796 Å
$\text{N}_2 + h\nu \rightarrow \text{N} + \text{N} + e$	510 Å
$\text{N} + h\nu \rightarrow \text{N}^+ + e$	852 Å
$\text{O} + h\nu \rightarrow \text{O}^+ + e$	910 Å
$\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O}_2^+ + e$	1026 Å
$\text{NO} + h\nu \rightarrow \text{NO}^+ + e$	1216 Å *

$\lambda_{\max}=79.3$  nm), atomarer Sauerstoff O ( $E_{\text{ion}}=13.6$  eV,  $\lambda_{\max}=91.4$  nm), molekularer Sauerstoff O<sub>2</sub> ( $E_{\text{ion}}=12.1$  eV,  $\lambda_{\max}=102.5$  nm), Stickstoffmonoxid NO ( $E_{\text{ion}}=9.25$  eV,  $\lambda_{\max}=134$  nm), und in geringem Maße atomarer Stickstoff N ( $E_{\text{ion}}=14.5$  eV,  $\lambda_{\max}=86$  nm), vgl. auch Tabelle 8.2.

3. *Umlagerung, Ladungsaustausch*: Diese Prozesse werden auch Ionen-Molekülreaktionen genannt. Ihr wichtigstes Merkmal für die Schichtbildung in der Ionosphäre besteht darin, dass die positive Ladung erhalten bleibt. Schematisch lässt sich Ladungsaustausch darstellen als



Beispiele sind der Ladungsaustausch zwischen einem ionisierten Sauerstoffatom und einem Sauerstoffmolekül ( $\text{O}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}_2^+$ ), zwischen einem ionisierten Sauerstoffatom und molekularem Stickstoff ( $\text{O}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N} + \text{NO}^+$ ), zwischen einem ionisierten Stickstoffmolekül und einem Sauerstoffatom ( $\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{N} + \text{NO}^+$ ), oder zwischen einem ionisierten Stickstoffmolekül und einem Sauerstoffmolekül ( $\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$ ). Alternativ können sich bei der letzten Wechselwirkung auch ein ionisiertes und ein neutrales Stickstoffmonoxidmolekül bilden.

4. *Strahlungsrekombination* ist der umgekehrte Vorgang zur Ionisation, bei dem aus der Anlagerung eines freien Elektrons an ein positives Ion ein neutrales Atom, meistens in einem angeregten Zustand, und ein Photon entstehen gemäß der Reaktion



Strahlungsrekombination findet nur für Atome statt, bei Molekülen führt die Rekombination zur Dissoziation (s.u.). Strahlungsrekombination findet für alle im Medium vorhandenen Atomsorten statt, in der Ionosphäre sind es Sauerstoff O, Wasserstoff H, Helium He, Stickstoff N oder Kohlenstoff C.

5. *Dissoziative Rekombination* ist der Umkehrvorgang der Ionisation bei Molekülen. Formal lässt sich dissoziative Rekombination darstellen als



Beispiele für dissoziative Rekombination liefern die einfach ionisierten Moleküle von O<sub>2</sub><sup>+</sup>, CO<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, und H<sub>3</sub>O<sup>+</sup>.

6. *Anlagerung* von freien Elektronen an neutrale Atome bzw. Moleküle führt zur Bildung negativer Ionen:



Der Prozess ist für die Dynamik von Bedeutung, da dadurch die ursprünglich leichtbewegliche negative Ladung wesentlich unbeweglicher wird (größere Masse).

Die Strahlungsrekombination von atomarem Sauerstoff (\*) ist für das *Airglow*-Phänomen verantwortlich, ein Leuchten der Atmosphäre, das sowohl tagsüber als auch nachts im UV und im sichtbaren Bereich beobachtet werden kann. Die Tatsache, dass ein Airglow auch nachts auftritt, gibt einen deutlichen Hinweis darauf, dass die ionisierten Atome längere Zeitskalen überleben können bzw. durch komplizierte chemische Ketten auch noch nach Beendigung der solaren Einstrahlung erzeugt werden können.

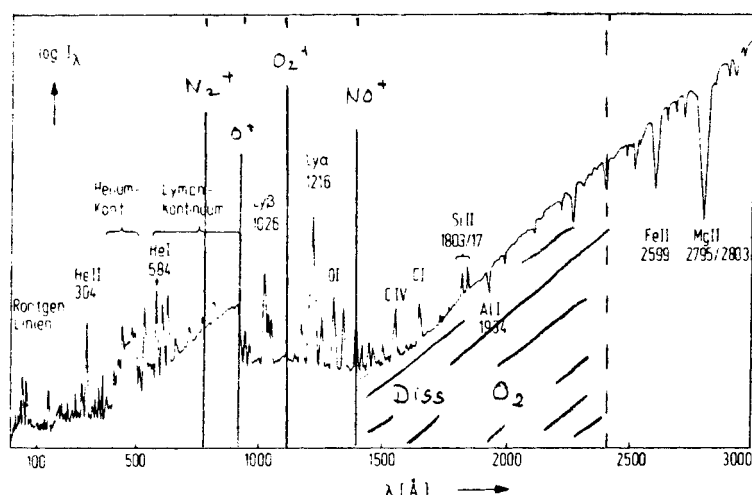


Abbildung 8.18: Sonnenspektrum im UV- und EUV-Bereich mit Lage der Ionisationskanten, ionisiert wird jeweils links von der Kante [272]

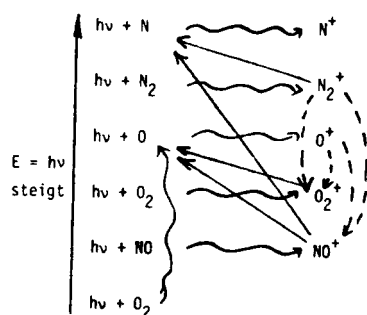


Abbildung 8.19: Verknüpfung einiger der photochemischen Reaktionen in der Ionosphäre

Die Dissoziations- und Ionisationsprozesse benötigen jeweils eine Minimalenergie (bzw. eine maximale Wellenlänge  $\lambda$ ), so dass zur Ausbildung von Kanten im einfallenden Sonnenspektrum kommt. Die Ionisation erfolgt dabei nur links der Kante, d.h. für kleinere Wellenlängen. Einige sehr häufige photochemische Prozesse mit den dazu gehörigen maximalen Wellenlängen sind in Tabelle 8.2 gegeben. Abbildung 8.18 zeigt das Sonnenspektrum im UV und EUV-Bereich. Die einzelnen Täler und Zacken in der Kurve gehören zum ursprünglichen solaren Spektrum. Senkrechte Linien markieren jeweils die maximalen Wellenlängen, bis zu denen eine bestimmte atmosphärische Spezies ionisiert werden kann. Die Ionisation selbst kann jeweils im Bereich links von dieser Kante erfolgen.

Aus diesen Einzelreaktionen können sich durch Vermischung komplizierte Reaktionsketten ergeben. Einen kleinen Einblick gibt dazu Abb. 8.19. Im linken Teil der Abbildung sind verschiedene Ionisations- und Dissoziationsvorgänge dargestellt (Reaktionen der Typen (1) und (2), dargestellt durch Schlangenlinien). Umlagerungs- und Austauschprozesse (3) sind durch gestrichelte Linien markiert, dissoziative Rekombination (5) ist durch ausgezogene Linien dargestellt. Die Zahl der Teilchen in den einzelnen Zuständen hängt von der Temperatur und der Dichte ab, sowie von den Reaktionsquerschnitten und Umlagerungskoeffizienten der einzelnen Prozesse. Dass einige dieser Prozesse mit langen Zeitskalen verknüpft sein müssen, wird durch das Phänomen des Airglow angedeutet. Das komplizierte System der Bilanzen führt letztendlich dazu, dass in einigen Schichten bestimmte ionisierte Molekülsorten als stabile Endprodukte überwiegen (s.u.). In Abb. 8.19 ergeben sich z.B.  $O_2^+$  und  $NO^+$  als relativ stabile Endprodukte. Beide Molekülsorten zusammen dominieren die unterste Schicht der Ionosphäre, die E-Schicht (vgl. unterer Teil von Abb. 8.20 sowie Abb. 8.26).

Der relative Anteil der ionisierten Komponente, also in einem gewissen Sinne der Anteil der Ionosphäre an der gesamten Hochatmosphäre, ist von der Höhe abhängig. Abbildung 8.20 zeigt dazu im oberen Teil die Elektronenzahldichte und die Gesamtzahldichte aufgetragen gegen die Höhe. Im unteren Bereich der Ionosphäre, d.h. bei ca. 100 km, kommen auf

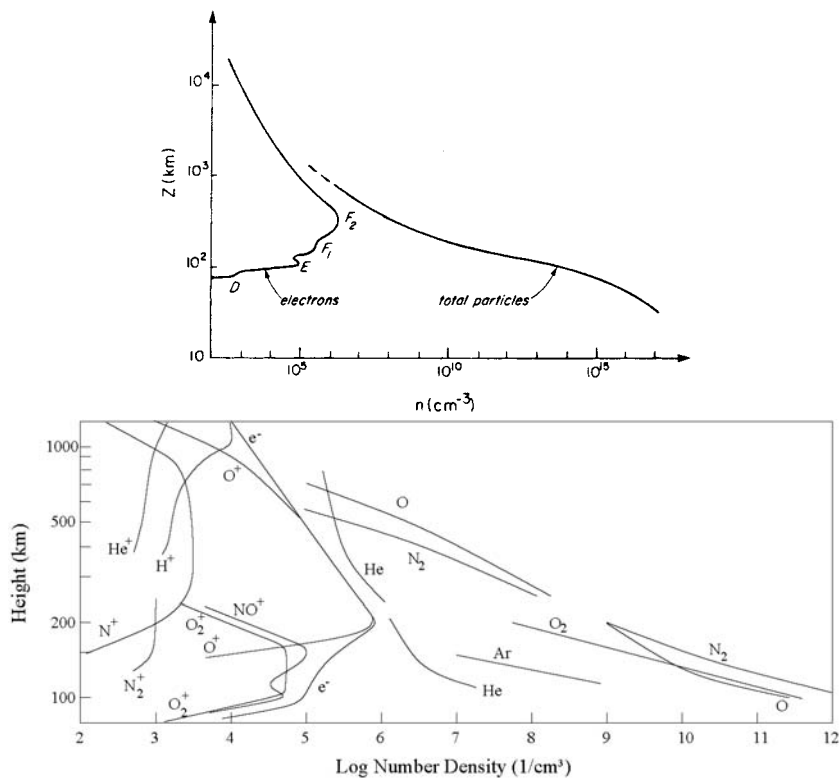


Abbildung 8.20: Elektronenanzahldichte und Gesamtteilchenzahldichte in Abhängigkeit von der Höhe [151]. Unten: Aufschlüsselung nach Komponenten für ein Jahr geringer solarer Aktivität [167]

jedes Elektron ca.  $10^8$  neutrale Teilchen. In einer Höhe von 1000 km dagegen haben sich die beiden Kurven schon recht weit angenähert, ein wesentlicher Teil der Atmosphäre ist hier also ionisiert. Im unteren Teil von Abb. 8.20 ist dieser Vergleich zwischen geladener und neutraler Komponente noch einmal etwas genauer nach Teilchensorten spezifiziert. In beiden Abbildungen wird deutlich, dass sich, ähnlich wie bei der Ozonkonzentration, eine Schicht, bzw. im Falle der Ionosphäre mehrere Schichten, mit einem deutlichen Maximum ausprägen. Der Formalismus zur Beschreibung einer derartigen Schicht wurde zuerst von Chapman aufgestellt, die Schichten werden daher auch als Chapman-Profil bezeichnet.

### 8.2.3 Theorie der Schichtbildung – Chapman-Profil

Um die Bildung einer Ionosphärenschicht mathematisch beschreiben zu können, machen wir einige vereinfachende Annahmen über unsere Modellatmosphäre (für die Herleitung vgl. z.B. [117, 118, 171, 167]):

- es sei nur eine Atomsorte X vorhanden
- die Skalenhöhe sei konstant,
- die Atmosphärenschichten seien eben und planparallel
- die Strahlungsabsorption erfolge proportional der Teilchendichte des Gases,
- die bei der Ionisation/Dissoziation frei werdende kinetische Energie wird zur Aufheizung der Restatmosphäre verwendet.

Die geometrischen Annahmen sind hier also genauso gewählt, wie wir sie auch beim Strahlungstransport verwendet haben (vgl. Abschn. 5.3.2).

### Ionisation und normiertes Chapman-Profil

Die Absorption der ionisierenden Strahlung ist durch das Bougert–Lambert–Beer Gesetz (5.9) gegeben zu

$$\frac{dI}{dz} = -I\sigma_a n. \quad (8.40)$$

mit  $n$  als der Teilchendichte und  $\sigma_a$  als dem Absorptionsquerschnitt. Die Ionisationsrate lässt sich entsprechend mit dem Fluss  $I$  der Photonen und dem von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung und der betrachteten Teilchensorte abhängigen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_i$  für Ionisation formulieren als (vgl. die Formulierungen bei der Hochatmosphäre (8.15)):

$$q = n(z)\sigma_i I(z). \quad (8.41)$$

Analog zu den Formulierungen in Abschn. 8.1.3 müssen wir hier die Variation von  $I$  und  $n$  mit der Höhe kennen. Für die Variation der Dichte mit der Höhe nehmen wir ein konstantes Molekulargewicht und konstante Temperatur mit der Höhe an (das ist für die Thermosphäre, eine recht brauchbare Annäherung). Dann gilt nach der barometrischen Höhenformel (B.8) für die Dichteschichtung

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{z}{H}} \quad (8.42)$$

mit der auf Grund der Annahmen konstanten Skalenhöhe  $H$ . Die Absorption der einfallenden Strahlung wurde durch (8.40) beschrieben, wobei der Opazitätskoeffizient über den Wirkungsquerschnitt und die Dichte ausgedrückt wurde. Dann gilt für die optische Tiefe

$$\tau = \int_z^\infty \sigma_a n(z) dz \quad (8.43)$$

wobei der Absorptionswirkungsquerschnitt  $\sigma_a$  größer ist als der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_i$  für Ionisation, da nicht alle absorbierte Strahlung ionisierend sein muss. Damit ergibt sich für die Intensität der einfallenden Strahlung in Abhängigkeit von der Höhe:

$$I(z) = I_\infty \exp \left\{ -\frac{\sigma_a}{\cos \theta} \int_z^\infty n(z) dz \right\} \quad (8.44)$$

mit  $\theta$  als dem Sonnenstand. Einsetzen von (8.44) und (8.42) in (8.41) liefert für die Höhen abhängige Ionisationsrate:

$$q(z) = \sigma_i n_0 \exp \left\{ -\frac{z}{H} \right\} I_\infty \exp \left\{ -\frac{\tau}{\cos \theta} \right\} = \sigma_i n_0 I_\infty \exp \left\{ -\frac{\tau}{\cos \theta} - \frac{z}{H} \right\}. \quad (8.45)$$

Anschaulich ist klar, dass (analog zu den Betrachtungen bei der Ozonkonzentration) die Schicht irgendwo ein Maximum hat und die Ionisierungsrate nach unten hin (also zur Erde hin) abnimmt, da dort die einfallende Strahlung schon relativ stark absorbiert ist, und ebenso nach außen hin abnimmt, da dort die Dichte der zu ionisierenden Teilchen immer geringer wird. Dieser Zusammenhang ist in Ab. 8.21 dargestellt. In Abhängigkeit vom Absorptionsquerschnitt  $\sigma_a$  verändert sich die Lage des Maximums des Absorptionsprofils. Eine stärkere Absorption, d.h. ein größeres  $\sigma_a$  würde zu einer geringeren Eindringtiefe der Strahlung und damit einem nach oben verschobenen Profil sowohl der Strahlung als auch der Ionisierung führen.

Um die maximale Ionisierungsrate formal zu bestimmen, differenzieren wir (8.41) nach der Höhe  $z$ :

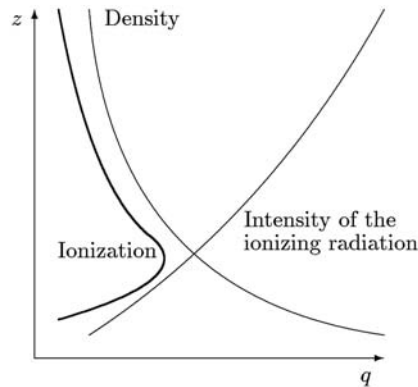
$$\frac{dq}{dz} = \sigma_i \left\{ I \frac{dn}{dz} + n \frac{dI}{dz} \right\}. \quad (8.46)$$

Das Maximum der Ionisation ist gegeben durch  $dq/dz = 0$ , d.h. die Bedingung für das Maximum lässt sich auch formulieren als:

$$\left( \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} \right)_{\max} = - \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \right)_{\max}. \quad (8.47)$$



Abbildung 8.21: Entstehung eines Chapman-Profiles aus der Höhenabhängigkeit der atmosphärischen Dichte und der Absorption elektromagnetischer Strahlung in der Atmosphäre



Einsetzen von  $dI/dz$  gemäß (8.44) und von  $dn/dz$  gemäß (8.42) liefert

$$-\frac{\sigma_a n_{\max}}{\cos \theta} = -\frac{1}{H} \quad (8.48)$$

und damit für die Dichte im Maximum des Ionisationsprofils:

$$n_{\max} = \frac{\cos \theta}{\sigma_a H}. \quad (8.49)$$

Diesen Zusammenhang hätten wir alternativ auch durch Ableitung von (8.45) nach  $z$  und anschließendem Nullsetzen erhalten können.

Die optische Tiefe am Ort des Maximums der Ionisationsschicht ergibt sich damit zu:

$$\tau_{\max} = \int_{z_{\max}}^{\infty} n(z) \sigma_a dz = \sigma_a n_0 \int_{z_{\max}}^{\infty} e^{-z/H} dz = \sigma_a H n_0 \exp \left\{ -\frac{z_{\max}}{H} \right\} = \sigma_a H n_{\max}. \quad (8.50)$$

Einsetzen von (8.49) liefert

$$\frac{\tau_{\max}}{\cos \theta} = 1, \quad (8.51)$$

d.h. für senkrechten Einfall ergibt sich die maximale Dichte  $n_{\max}$  in einer optischen Tiefe von 1, für schiefen Einfall ist die optische Tiefe bei der maximalen Ionisationsdichte gleich dem Kosinus des Einfallswinkels. Dieses lässt sich in (8.45) einsetzen, und es ergibt sich für die Ionisationsrate am Ort des Maximums:

$$q_{\max} = \sigma_i n_{\max} I_{\infty} \exp \left\{ -\frac{\tau_{\max}}{\cos \theta} \right\} = \frac{\sigma_i I_{\infty} \cos \theta}{\sigma_a H e}. \quad (8.52)$$

bzw. in der normierten Darstellung

$$q = q_{\max} \exp \left\{ 1 - \frac{z - z_{\max}}{H} - \frac{\tau}{\cos \theta} \right\}. \quad (8.53)$$

Gleichung (8.53) wird auch als die Darstellung des *normierten Chapman-Profiles* bezeichnet. Dieses ist hergeleitet worden unter der Annahme einer isothermen Atmosphäre.

Sowohl in der einfachen Darstellung der Ionisierung in Abhängigkeit von der Höhe als auch im normierten Chapman-Profil tritt der Winkel  $\theta$  auf. Die Ausbildung der Schicht ist also außer von dem Fluss der einfallenden Sonnenstrahlung, der Skalenhöhe und dem Wirkungsquerschnitt auch vom Sonnenstand abhängig. Im Zusammenhang mit (8.51) haben wir bereits gesehen, dass die optische Tiefe (und damit auch die geometrische Tiefe des Maximums der Ionisation) eine Funktion des Sonnenstandes sind. Abbildung 8.22 zeigt die Abhängigkeit der Chapman-Schicht vom Sonnenstand. Anschaulich kann man die Abhängigkeit der Höhe der Schicht vom Sonnenstand folgendermaßen beschreiben: je senkrechter die Sonne am Himmel steht, desto tiefer kann die UV-Strahlung bei gleicher optischer Tiefe eindringen, d.h. bei höherem Sonnenstand verschiebt sich das Maximum der Chapman-Schicht nach unten. Mit

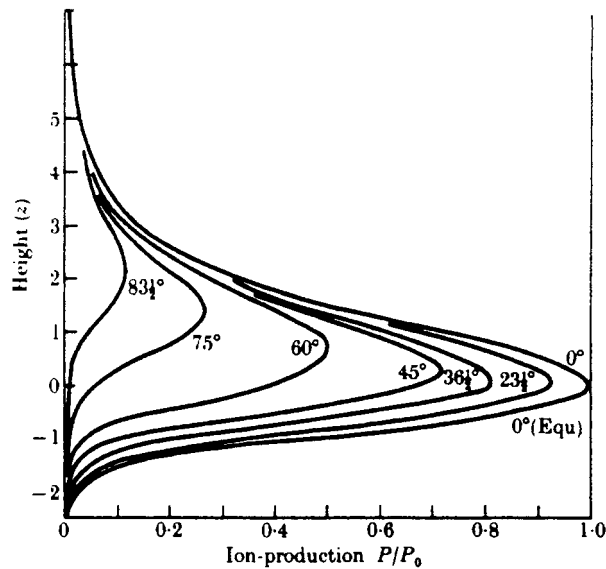


Abbildung 8.22: Abhängigkeit des Chapman-Profiles vom Sonnenstand ([52] in [2])

zunehmendem Sonnenstand wird auch die Ionenkonzentration der Schicht stärker, ebenso die Schichtdicke. Die Zunahme der Schichtdicke kann man sich dadurch veranschaulichen, dass der Hauptteil der Absorption in einem gewissen geometrischen Bereich um das Maximum herum erfolgt. Bei senkrechtem Sonnenstand steht diese Säule senkrecht auf der Erde und nimmt einen entsprechenden Höhenbereich ein, bei flacherem Sonnenstand ist die Säule entsprechend gekippt und deckt damit nur einen geringeren Höhenbereich ab, die Schicht wird insgesamt dünner. Die geringere Ionisation bei niedrigem Sonnenstand beruht wieder darauf, dass die auf eine Fläche, auf die die einfallende Energie verteilt wird, eben um  $1/\cos\theta$  vergrößert wird entsprechend dem Breitengefälle in der absorbierten Strahlung in Abb. 3.12. Damit steht aber pro Flächeneinheit eine geringere Energie zur Ionisation zur Verfügung und die Ionisation ist entsprechend geringer.

Bezieht man das normierte Chapman Profil (8.53) auf einen senkrechten Sonnenstand, so ist:

$$q = q_{\max(0)} \exp(1 - z_h - \sec e^{-z}) \quad (8.54)$$

mit der reduzierten Höhe  $z_h$  für den Fall, dass die Sonne senkrecht über dem Beobachter steht:

$$z_h = (z - z_{\max(0)})/H . \quad (8.55)$$

### Verluste

Wir haben bisher nur die Ionisierungsrate betrachtet, eine korrekte Beschreibung müsste auch noch die Verluste an Elektronen durch Rekombination und Anlagerung berücksichtigen.

Rekombination lässt sich beschreiben als



Quantitativ lässt sich der folgende Ansatz für die Rekombinationsrate machen:

$$L = \alpha[X^+]n = \alpha n^2 \quad (8.57)$$

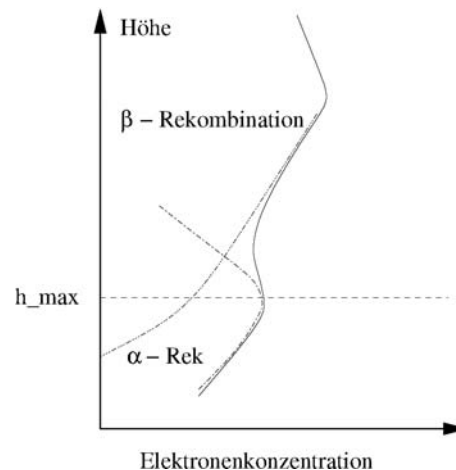
wobei  $[X^+]=n$  angenommen wird, da ja insgesamt Neutralität gelten sollte. Im Gleichgewicht muss dann gelten

$$q = \alpha N^2 . \quad (8.58)$$

Daraus ergibt sich für die Variation der Dichte mit dem Sonnenstand:

$$n_{\max} = n_{\max(0)} \sqrt{\cos\theta} , \quad (8.59)$$

Abbildung 8.23: Bildung zweier Schichten in der Ionosphäre aufgrund der Überlagerung unterschiedlicher Verlustprozesse für Elektronen, die obere Schicht (beta-Schicht) entsteht bei Verlusten von Elektronen durch Anlagerung an das Neutralgas, die untere Schicht (alpha-Schicht) entspricht den Verlusten durch Rekombination. Das Minimum zwischen den beiden Schichten muss nicht zwingend vorhanden sein, die Schichten können auch kontinuierlich in einander übergehen



das Maximum der Elektronenschicht variiert also mit  $\sqrt{\cos \theta}$ , es ergibt sich die  $\alpha$ -Chapman-Schicht.

Die Verluste erfolgen durch Anlagerung, also



Dafür wird ein linearer Ansatz

$$L = \beta n \quad (8.61)$$

mit  $\beta$  als dem Anlagerungskoeffizienten gemacht, da man annimmt, dass die Zahl der neutralen Atome oder Moleküle groß ist gegenüber der Zahl der freien Elektronen. Im Gleichgewicht muss gelten

$$q = \beta n , \quad (8.62)$$

also ist

$$n_{\max} = n_{\max(0)} \cos \theta . \quad (8.63)$$

Das Maximum variiert also mit  $\cos \theta$ , und es ergibt sich die  $\beta$ -Chapman Schicht. Dabei ist zu beachten, dass  $\beta$  eine Höhen abhängige Größe ist.

Qualitativ lässt sich eine einfache Schicht in der Ionosphäre mit Elektronenverlusten durch Rekombination und Anlagerung durch die folgenden Merkmale charakterisieren:

- die Konzentration  $[e]$  der Elektronen folgt dem Verlauf der Ionisationsrate, d.h. die Maxima von  $q$  und  $n_e$  befinden sich auf gleicher Höhe,
- die Schichthöhe  $z_{\max}$  nimmt mit abnehmendem Sonnenstand zu, d.h. Ionen- und Elektronenkonzentration folgen dem Sonnenstand,
- bei Änderung der Intensität der UV-Strahlung ändert sich die Schichthöhe nur geringfügig (über die Änderung der Temperatur und damit der Skalenhöhe  $H$ ), die Konzentration der Elektronen und der Ionen jedoch steigt deutlich,
- das Profil in der Nähe des Maximums lässt sich ungefähr durch eine Parabel annähern (in der Realität kann dieses annähernd bei der E-Schicht beobachtet werden), und
- die Überlagerung der beiden Verlustprozesse für Elektronen führt aufgrund der unterschiedlichen Höhenabhängigkeiten der beiden Prozesse zu einer Ausbildung von zwei Maxima, wie in Abb. 8.23 angedeutet. Es ergibt sich also eine Doppelschichtstruktur.

### Schichtung der realen Ionosphäre

Betrachtet man einmal die reale Atmosphäre, so wird das Defizit unseres Modells deutlich: wir sind bisher immer nur von einer Atomsorte ausgegangen. Die Atmosphäre ist jedoch ein

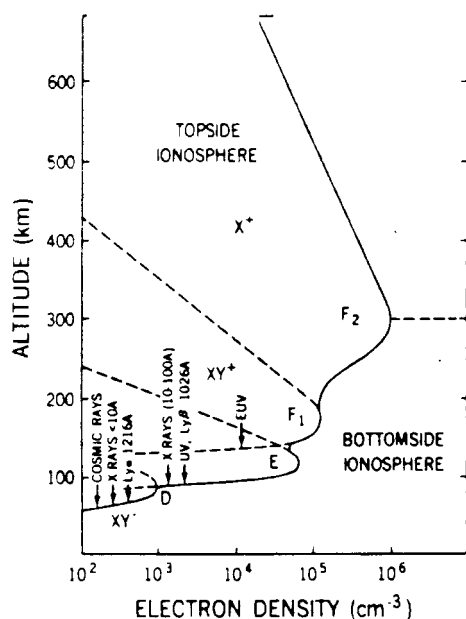


Abbildung 8.24: Übersicht über die Ionosphärenschichten [15]

Gasgemisch. Für die Hochatmosphäre ist dessen Zusammensetzung in Abb. 8.2 und 8.5 angegeben. Das heißt aber, dass wir die obigen Betrachtungen für jede einzelne Komponente aufstellen müssen (vgl. Diskussion der Modelle zur Chemie der Atmosphäre) und dabei noch die Wechselwirkung der Komponenten untereinander berücksichtigen müssten (vgl. Andeutung in Abb. 8.19 und 8.25).

Diesen formalen Aufwand wollen wir im Folgenden nicht betreiben, die Vorbemerkung sollte uns nur einen Hinweis darauf geben, dass wir eine einfache Schicht- oder Doppelschichtstruktur eigentlich gar nicht erwarten können. Stattdessen sollten in Abhängigkeit von der einfallenden Strahlung und den vorhandenen Atomen in der Ionosphäre unterschiedliche Schichten entstehen. Abbildung 8.24 gibt einen Überblick über die Ionosphärenschichten, zusammen mit dem wesentlichen, für die Ionisation verantwortlichen Frequenzbereichen.

Die unterste Schicht der Ionosphäre (60-85 km) ist die D-Schicht. Diese Schicht liegt noch innerhalb der Homosphäre, sie ist Bestandteil der Mesosphäre und nicht, wie die anderen Schichten, Bestandteil der Thermosphäre. Hier erfolgt die Ionisation durch energiereiche Teilchen der galaktischen und solaren kosmischen Strahlung und weit in die Atmosphäre eindringende UV-Strahlung, wie z.B. die Lyman- $\alpha$ -Linie. Die Schicht entsteht im wesentlichen durch die Bildung von NO aus atomarem Sauerstoff O und N<sub>2</sub>. Diese Schicht lässt sich relativ gut durch das Chapman-Profil beschreiben.

Aufgrund der hohen Dichte können Ionen-Cluster und negative Ionen durch die Anlagerung von Elektronen entstehen. Die chemischen Vorgänge sind ebenfalls sehr komplex, da die hohen Dichten Reaktionen erleichtern und eine große Zahl verschiedener Atom- und Molekülsorten vorhanden ist (vgl. Abb. 8.5). Im oberen Teil von Abb. 8.25 sind dazu schematisch einige Reaktionsketten negativer Ionen angegeben, im unteren Teil Reaktionsketten positiver Ionen. Diese Schicht ist im Vergleich zu den höher liegenden Schichten nur relativ schwach ausgeprägt. Sie wird stark durch den Einfall solarer Teilchen an den Polkappen (Polar Cap Absorption PCA) und durch eine Zunahme solarer Röntgenstrahlung infolge eines Flares (Sudden Ionospheric Disturbance, SID) gestört.

In einer Höhe von 85-140 km liegt die *E-Schicht*. Sie wird im wesentlichen durch solare Röntgenstrahlung und EUV-Strahlung erzeugt, in geringerem Maße auch durch den Einfall von niederenergetischen (einige keV) Teilchen. Einen sehr kleinen Teil zur Ionisation trägt auch einfallender Meteoritenstaub bei. Ionisiert wird in dieser Schicht im wesentlichen molekularer Sauerstoff O<sub>2</sub>. Rekombination erfolgt hauptsächlich durch dissozierende Rekombination mit O<sub>2</sub><sup>+</sup> oder NO<sup>+</sup>-Ionen. Die Schicht lässt sich ebenfalls durch ein Chapman-Profil

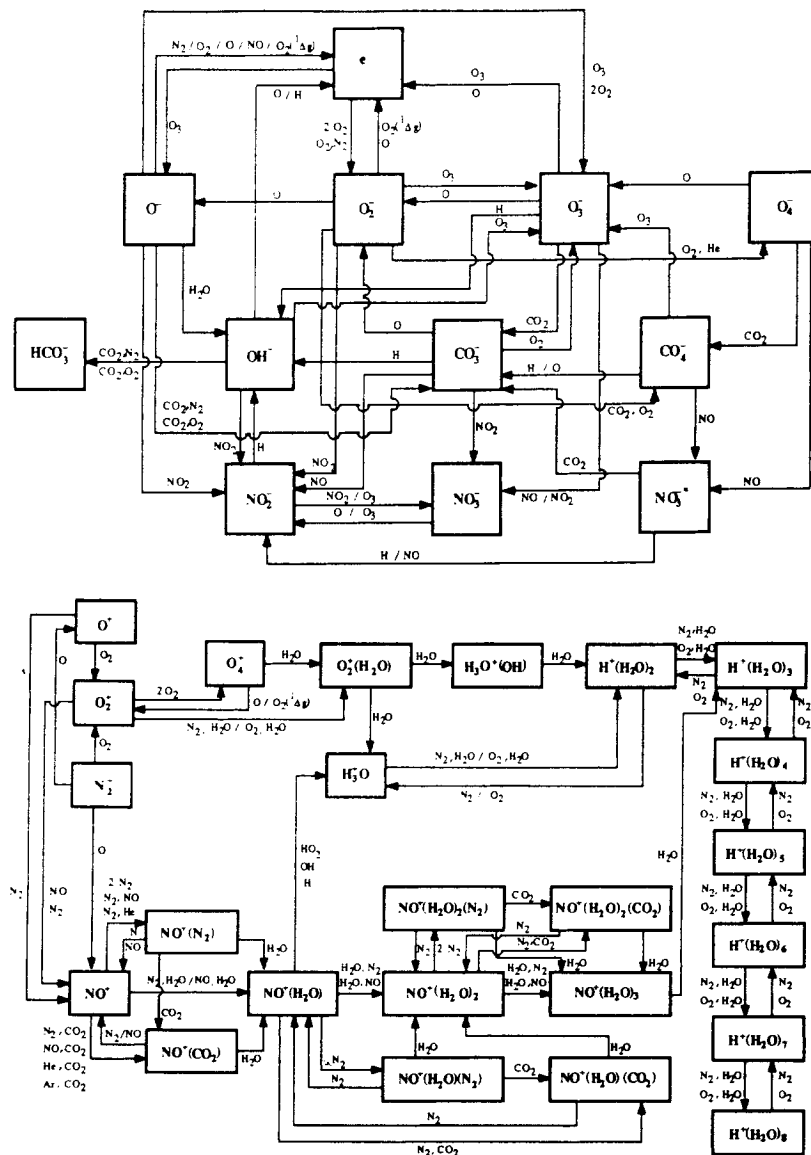


Abbildung 8.25: Oben: Schematische Darstellung der Reaktionen negativer Ionen in der D-Schicht. Unten: Reaktionsketten für positive Ionen in der D-Schicht (Turunen, unveröffentlicht, in Hargreaves [118])

beschreiben. Aufgrund der geringen Zeitskalen der chemischen Reaktionen sind auch hier alle Plasmatransportprozesse unwesentlich, Verluste entstehen durch Wechselwirkung mit geladenen oder neutralen Teilchen.

In einer Höhe von 140-200 km schließt sich die  $F_1$ -Schicht an. Auch sie ist noch durch eine Chapman-Schicht beschreibbar. Die Ionisation erfolgt durch die weniger tief eindringende EUV-Strahlung. Die  $F_1$ -Schicht ist meistens nicht als eine selbständige Schicht wahrnehmbar, sie füllt nur das Minimum zwischen E-Schicht und  $F_2$ -Schicht etwas weiter auf. Die Ionisation entsteht und vergeht lokal, d.h. auch hier sind Plasmatransportprozesse noch unerheblich. Die Elektronendichte folgt daher der Ionisationsrate.

Oberhalb davon liegt die  $F_2$ -Schicht (ca. 200-1000 km). Sie lässt sich nicht mehr durch ein photochemisches Gleichgewicht beschreiben. In dieser Schicht geht die Elektronendichte weit über die Ionenproduktionsrate hinaus, da diese Schicht durch großräumige Transportvorgänge bestimmt wird (Bradbury-Schicht). Vertikaler Transport in dieser Schicht lässt sich als ein Diffusionsprozess beschreiben, der eine Separation der unterschiedlichen Teilchensorten und Ladungszustände bewirkt.

Diese Gesamtstruktur der verschiedenen Schichten der Ionosphäre ergibt sich aus der

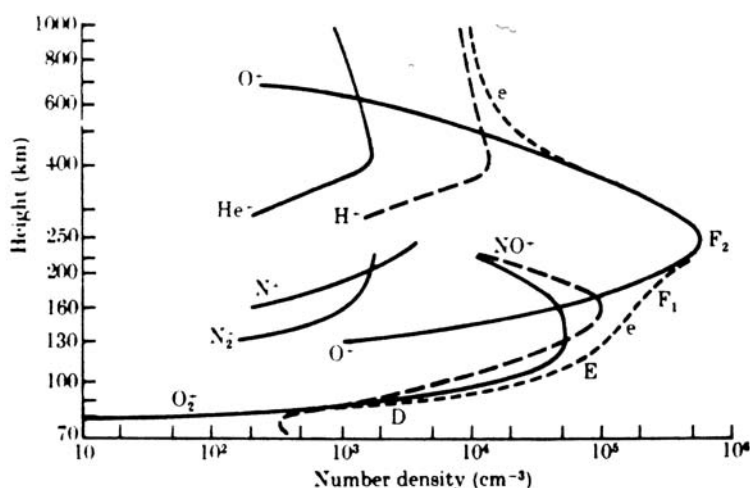


Abbildung 8.26: Dichteverlauf für verschiedene Ionensorten und für Elektronen (gestrichelt). Die Buchstaben geben die Lage der Maxima der einzelnen Ionosphärenschichten wieder [2]

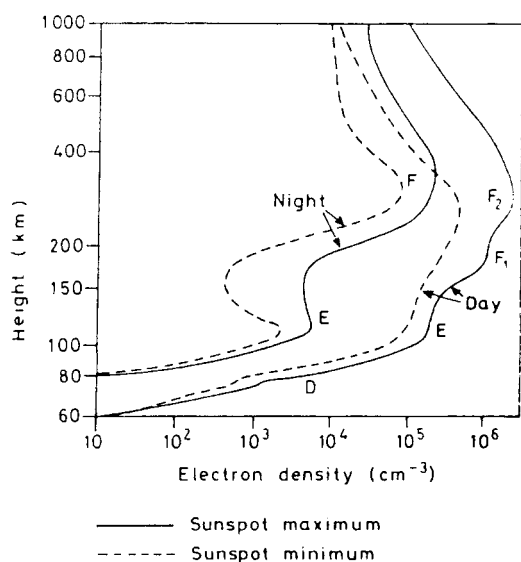


Abbildung 8.27: Variation der Ionosphäre in den mittleren Breiten zwischen Tag und Nacht und Sonnenfleckennminimum und -maximum [117]

bevorzugten Ionisation einzelner Spezies in bestimmten Höhen und ist damit also eine Kombination aus der Eindringtiefe der ionisierenden Strahlung für eine bestimmte Atom- oder Molekülsorte und der Dichteverteilung dieser Atom/Molekülsorte. Dazu zeigt Abb. 8.26 den Dichteverlauf für verschiedene Ionen und für Elektronen. Zusätzlich sind die Maxima der einzelnen Ionosphärenschichten angegeben.

Analog zur Exosphäre lässt sich auch eine Ionen-Exosphäre definieren, in der die mittlere freie Weglänge der Plasmabestandteile größer ist als die Skalenhöhe. Da die Ausbreitung geladener Teilchen jedoch durch das Magnetfeld beeinflusst wird (die Lorentz-Kraft führt zu einer Gyration um die Feldlinien, die Feldlinien wirken dann als Führungszentrum für das Teilchen), können Ionen aus der Exosphäre nur dann entweichen, wenn sie sich auf offenen Feldlinien befinden. Sonst werden sie vom Magnetfeld der Erde festgehalten.

#### 8.2.4 Zeitliche Variationen

Die zeitliche Variation der Ionosphäre lässt sich zerlegen in eine allgemeine Variation, die vom Sonnenstand und der einfallenden ionisierenden Teilchenstrahlung abhängt, sowie eine eher lokale Variation, die durch in hohen Breiten eindringende Teilchen hervorgerufen wird. Diese Abhängigkeiten haben wir natürlich auch schon im Zusammenhang mit der neutralen Hochatmosphäre in Abschn. 8.1 kennen gelernt, da ja die Ionisation die Heizung der

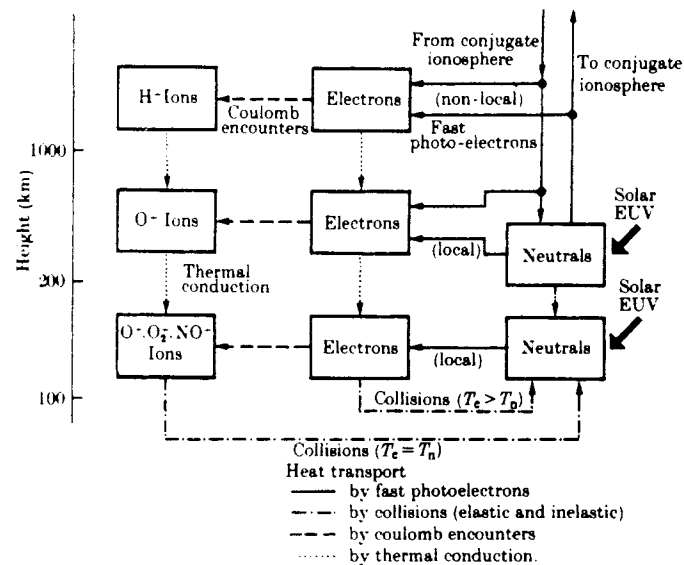


Abbildung 8.28: Energietransport zwischen heißen Elektronen und dem Gas der Hochatmosphäre, bestehend aus neutraler und ionisierter Komponente [2]

Hochatmosphäre ist.

Abbildung 8.27 gibt die Veränderung der Elektronendichte mit der Höhe zu vier verschiedenen Zeiten. Die durchgezogenen Linien beziehen sich auf das Sonnenfleckenmaximum, d.h. eine Zeit hoher solarer Aktivität, die gestrichelten auf das Sonnenfleckenminimum. Angegeben sind jeweils eine Kurve für die Konzentration am Tage und eine für die während der Nacht. In diese Abbildung gehen also ein die Abhängigkeit vom Solarzyklus und von der Tageszeit. Während des solaren Maximums ist die Elektronendichte in allen Höhen größer als im solaren Minimum. Dieser Effekt setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: während starker solarer Aktivität nimmt die Dichte der einfallenden energiereichen Teilchen solaren Ursprungs zu, ebenso sind die Flüsse der relativ harten elektromagnetischen Strahlung erhöht (vgl. Abb. 3.9). In einer festen Höhe kann die Elektronendichte in Abhängigkeit von der solaren Aktivität dann um einen Faktor 50–100 variieren. Der Tagesgang spiegelt in einem gewissen Sinne die Abhängigkeit vom Sonnenstand wieder mit maximaler Elektronendichte tagsüber (d.h. bei hohem Sonnenstand) und minimaler Elektronendichte nachts, wenn am Tag erzeugte Elektronen zwar durch Rekombination verlorengehen können aber keine neuen Elektronen erzeugt werden. Während des Tagesganges verschiebt sich auch die Lage der Unterkante der Ionosphäre mit geringen Höhen tagsüber und großen Höhen nachts.

Allerdings ist diese Betrachtung soweit nur für die mittleren und niedrigen Breiten gerechtfertigt. In hohen Breiten dagegen spielen die an den Polkappen eindringenden energiereichen Teilchen eine wichtige Rolle. Auch die während eines solaren Ausbruchs (Flare) erzeugte zusätzliche elektromagnetische Strahlung im EUV-Bereich (vgl. Abb. 3.9) bewirkt eine Störung der Ionosphäre (Sudden Ionospheric Disturbance SID), die auf die von der Sonne beschienenen Seite der Erde beschränkt ist und dort zu einem Zusammenbruch der Radioübertragung im langwelligen Bereich führt. Diese und verschiedene weitere Störungen werden in Tascione [301] und Hargreaves [118] beschrieben und diskutiert.

### 8.2.5 Wechselwirkung geladene und neutrale Komponente

Wir haben bisher die Ionosphäre von der neutralen Atmosphäre getrennt betrachtet, jedoch geben einige der in Abschn. 8.2.2 vorgestellten Reaktionsmechanismen, wie z.B. Ladungsaustausch und Anlagerung bereits erste Hinweise darauf, dass die neutrale Hochatmosphäre und die Ionosphäre nicht getrennt sondern eng miteinander verknüpft sind. Wichtiger als diese chemische Wechselwirkung zwischen Molekülen oder Atomen ist aber noch die Bedeutung der Ionosphäre für die Heizung der neutralen Hochatmosphäre. Freie Energie zum Heizen haben dabei die bei der Ionisation (8.33) frei werdenden Elektronen. Abbildung 8.28

gibt einen Überblick über die wichtigsten Energietransportprozesse zwischen den schnellen Elektronen der Ionosphäre und der Mischung neutraler und ionisierter Atome bzw. Moleküle der Hochatmosphäre.

Im rechten Teil der Abbildung ist die Erzeugung schneller Elektronen durch Ionisation der Neutralkomponente durch EUV-Strahlung angedeutet. Diese lokalen Photoelektronen können sich aufgrund ihrer geringen Masse und Größe schnell und relativ frei durch die Ionosphäre bewegen. Energie können sie dabei auf thermische Elektronen übertragen (d.h. an Elektronen, die aus früheren Ionisationen zwar noch vorhanden sind, die ihre Überschussenergie aber bereits durch Stöße mit dem Neutralgas bzw. den ionisierten Teilchen verloren haben) oder durch Coloumb-Stöße an Ionen. Ein Übertrag an die Neutralkomponente kann durch inelastische Stöße erfolgen. Ionen können durch elastische Stöße untereinander Energie übertragen (ebenso wie natürlich auch neutrale Teilchen bzw. Elektronen jeweils untereinander). Neutrale Teilchen gewinnen Energie durch Stöße mit Ionen und neutralen Teilchen. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Prozesse findet sich in z.B. Akasofu und Chapman [2].

### 8.2.6 Winde, Ströme, Irregularitäten und Wellen

In diesem Abschnitt sollen nur sehr kurz die Bewegungsvorgänge in der Ionosphäre beschrieben werden. Da es sich hierbei nicht nur um die Bewegung neutraler Teilchen (wie in der Troposphäre und der Stratosphäre im wesentlichen der Fall) handelt sondern auch um die Bewegung von geladenen Teilchen in Magnetfeldern handelt, würden wir für eine komplette Beschreibung die Grundkenntnisse der Magnetohydrodynamik benötigen.

Die Messung von Winden in der oberen Atmosphäre erfolgt durch die Analyse von Spuren (wie z.B. Meteorschwänze, die Bewegung des Airglow): die Bewegung einer leuchtenden Substanz in der Atmosphäre wird verfolgt. Durch die Verwendung einer Barium-Strontium-Wolke kann man sogar die Bewegung aufgrund von Wind (grünes Strontium ist neutral und folgt damit der Luftbewegung) und aufgrund von elektrischen und magnetischen Felder (rotes Barium ist einfach ionisiert und folgt damit dem Feld) trennen. Die Winde sind am schwächsten in der Nähe der Tropopause und der Mesopause, in größeren Höhen können Windgeschwindigkeiten oberhalb 2000 km/h auftreten. Zonale Ströme werden durch den Nord-Südgradienten aufrecht erhalten, der sich aus der Variation der solaren Einstrahlung mit der Breite ergibt. Die Theorie hierzu ist durch den thermischen Wind gegeben (analog zur globalen Zirkulation in der Troposphäre).

In großen Höhen gewinnen die Tiden zunehmend an Bedeutung. Eine Tide ist eine Störung durch einen externen Mechanismus (z.B. die Sonne oder der Mond), zu der sie in einer festen Beziehung bestehen bleibt, während die Erde darunter weg rotiert. Eine solare Tide hat daher eine Periode von 24 h (bzw. 12, 8 oder 6 h) und für einen Beobachter auf der Erdoberfläche scheint sich diese Störung westwärts zu bewegen. Die solare Tide der Hochatmosphäre wird durch die tägliche Gasglocke (diurnal bulge) markiert, vgl. Abb. 8.6 und 8.12.

Bevor wir mit der Beschreibung der Bewegungen fortfahren noch einige Vorbemerkungen zur Leitfähigkeit. Da die Ionosphäre freie Elektronen und Ionen enthält, hat sie eine wesentlich größere Leitfähigkeit als die untere Atmosphäre. Andererseits unterbindet das geomagnetische Feld die Bewegung von Teilchen quer zum Feld, d.h. die Leitfähigkeit ist anisotrop. Die Leitfähigkeit variiert mit der Höhe sowohl in der Stärke als auch in der Richtung, es muss zusätzlich sowohl die Bewegung der Elektronen als auch der Protonen berücksichtigt werden (umgekehrtes Vorzeichen der Ladung!). Beide Teilchensorten zusammengenommen können einen elektrischen Strom erzeugen (ring current), bei dem sich aber Elektronen und Ionen in entgegengesetzter Richtung bewegen, oder sie können eine Plasmadrift erzeugen, bei der sich beide Teilchensorten in die gleiche Richtung bewegen. Diese im Gegensatz zur thermischen Bewegung geordneten Teilchenbewegungen können dabei durch ein elektrisches Feld oder durch Wind ausgelöst sein. Um die gesamte Leitfähigkeit der Ionosphäre zu erhalten, müssen die Leitfähigkeiten der Elektronen und der Ionen addiert werden, also ist  $\sigma = \sigma_i + \sigma_e = Ne(v_i - v_e)/E$ . Die Leitfähigkeit in der Richtung des elektrischen Feldes und senkrecht zum Magnetfeld wird als Pedderson-Leitfähigkeit bezeichnet, die Leitfähigkeit



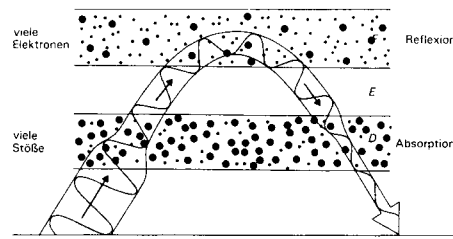


Abbildung 8.29: Reflexion und Dämpfung von Radiowellen in der Ionosphäre [93]

senkrecht zum elektrischen und senkrecht zum magnetischen Feld ist die Hall-Leitfähigkeit.

Der grundlegende Mechanismus für die Erzeugung elektrischer Ströme und Felder in der oberen Atmosphäre ist die Dynamowirkung des horizontalen Windsystems. Die neutralen Moleküle stoßen dabei mit Elektronen, die dadurch eine Kraft in Richtung des Windes erfahren. Im Dynamobereich der Erde ist die Gyrationfrequenz der Ionen kleiner als ihre Stoßfrequenz, während die der Elektronen größer ist. Daher werden die Ionen mit dem Wind mitgeführt, während sich die Elektronen senkrecht dazu bewegen können. Diese relative Bewegung der Ionen gegenüber den Elektronen bewirkt einen elektrischen Strom, der größtenteils von den Elektronen getragen wird. Diese Separation der Teilchen entgegengesetzter Ladung erzeugt ein elektrisches Feld, was seinerseits wieder die Bewegung der Elektronen und Ionen beeinflusst.

Zusätzlich gibt es in der Ionosphäre noch einige Wellenphänomene, wobei zwischen akustischen und akustisch-gravitiven Wellen zu unterscheiden ist. In akustischen Wellen ist die rücktreibende Kraft die Änderung des Druckes bei der Kompression des Mediums, in gravitiven Wellen ist die rücktreibende Kraft die Wirkung der Gravitation auf das ausgelenkte Volumenelement. In der Atmosphäre wirken im allgemeinen beide Kräfte, wobei die höherfrequenten Wellen eher akustisch, die niederfrequenten dagegen eher gravitiv sind. Gravitiv Wellen zeigen ungewöhnliche Dispersionscharakteristika, dabei sind die horizontalen und vertikalen Wellenlängen, der Elevationswinkel und die Phasenausbreitung von Bedeutung. Die Auswahl der Frequenz bestimmt den Ausbreitungswinkel, aber weder die Geschwindigkeit noch die Wellenlänge. Gravitiv Wellen sind ein Phänomen der neutralen Luft und werden in den TID's (Traveling Ionospheric Disturbances), nicht zu verwechseln mit den SID's (sudden ionospheric disturbances, in der D-Schicht durch erhöhte Einstrahlung im Röntgenbereich), beobachtet. Akustische Wellen breiten sich in der Atmosphäre aufwärts aus mit Geschwindigkeiten zwischen 500 und 600 km/s, sie erschienen in begrenzten Bereichen, nicht weit entfernt von schwerem Wetter.

### 8.2.7 Ausbreitung von Radiowellen

Wir hatten bereits in der Einleitung auf die Bedeutung der Ionosphäre für die Radiokommunikation hingewiesen. Als Radiowellen werden elektromagnetische Wellen mit Wellenlängen von einigen mm bis zu einigen km bezeichnet, entsprechend Frequenzen von etlichen 10 GHz bis zu ungefähr 100 kHz. In der Radioastronomie dagegen ist der Radiobereich beschränkt auf Wellenlängen zwischen einigen mm bis hin zu ca. 25 m (Größenordnung: 10 MHz). Dieser Bereich wird auch als das Radiofenster der Atmosphäre bezeichnet: längere Wellen werden von der Atmosphäre nicht mehr durchgelassen. Innerhalb des Radiofensters liegen auch der UKW-Bereich (87–104 MHz) sowie das S- (2.11–3. GHz) und das X-Band (7.1–8.5 GHz) für die Satellitenkommunikation.

Für Radiokommunikation bedeutet dies, dass sich UKW-Signale nur gradlinig ausbreiten können (keine Reflexion an der Ionosphäre) und damit nur eine geringe Reichweite (optische Sicht) haben. Im Bereich von Kurz- bis Langwellen dagegen werden die Signale an der Ionosphäre reflektiert, so dass sie sich über weite Entfernungen ausbreiten können.

Abbildung 8.29 gibt eine schematische Darstellung der Reflexion von Radiowellen an der

Ionosphäre. In der untersten Schicht ist die Dichte der Elektronen (kleine Pünktchen) zu gering, um eine Reflektion zu bewirken, so dass die Reflektion erst in der F-Schicht erfolgen kann. Andererseits enthalten die unteren Schichten jedoch eine ausreichende Gesamtteilchenzahl, um zu einer teilweisen Absorption der Radiowellen zu führen. Da die D-Schicht zweimal durchquert werden muss, kann die Abschwächung des Signals beträchtlich sein.

Anhand dieses Schemas können wir auch die Veränderungen in der Radiokommunikation verstehen. Radiowellen (insbesondere Kurzwellen, Langwellenkommunikation ist auch, wenn auch gestört, tagsüber möglich; da die Höhe der Reflektion von Radiowellen mit der Frequenz zunimmt, werden Langwellen bereits an der D-Schicht reflektiert) werden nur nachts an der Ionosphäre reflektiert, nach Sonnenaufgang wird die Reflexion schwächer und verschwindet dann innerhalb 1 bis 2 Stunden vollständig, da mit zunehmender Ionisation und insbesondere zunehmender Temperatur und Dichte des Neutralsgases die Absorption der Radiowellen in der D-Schicht zu stark wird. Entsprechendes wird auch in den SIDs (Sudden Ionospheric Disturbances) beobachtet, wenn infolge der verstärkten Röntgenemission eines Flares sowohl die Ionisation als auch die Temperatur des Neutralsgases stark ansteigen. Weitere Störungen entstehen infolge von Teilcheneinfall während Polarlichtaktivität. Da diese Störungen auf die Polnähe beschränkt sind (Polarlichtzone), hat man früher den Funkverkehr zwischen Amerika und Europa nicht auf direktem Wege geführt sondern über weiter südlich gelegene Relaisstationen umgeleitet. Das Phänomen der Absorption der Radiowellen in Polnähe hat dazu geführt, dass man die mit dem Eindringen energiereicher Teilchen an den Polkappen verbundenen Effekte pauschal als Polkappenabsorption oder Polar Cap Absorption PCA bezeichnet (nicht weil die Teilchen absorbiert werden, sondern weil die durch die Teilchen bewirkte verstärkte Ionisation zu einer Absorption der Radiowellen führt).

### 8.3 Und noch höher hinaus? – Die Magnetosphäre

Die Atmosphäre hat keine wohl definierte Oberkante; stattdessen ist die oberste Schicht, die Exosphäre, durch die Möglichkeit des Teilchenentweichens charakterisiert. Allerdings existiert die Exosphäre allgemein nur für die neutrale Komponente; geladene Teilchen werden im terrestrischen Magnetfeld gefangen, wofern sie nicht aus der polaren Exosphäre entlang offener Magnetfeldlinien entweichen können.

Das am Erdboden gemessene Magnetfeld setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: dem inneren und dem äußeren Feld. Das innere Feld entsteht zwar in einem relativ komplizierten Dynamo-Prozess, wobei die im Magnetfeld enthaltene Energie aus der Rotationsenergie der Erde bezogen wird. In erster Näherung können wir es uns als einen im Innern der Erde liegenden Dipol vorstellen, dessen Dipolachse um ca.  $23^\circ$  gegen die Rotationsachse verschoben, wobei die Dipolachse nicht genau durch das Zentrum geht sondern noch einen Offset hat. Das äußere Feld dagegen entsteht durch die Bewegung von Ladungsträgern in der Hochatmosphäre, den Ringstrom.

Die Ionosphäre ist über diese Magnetosphäre mit dem interplanetaren Medium verbunden. Daher zeigt die Hochatmosphäre nicht nur eine deutliche Abhängigkeit von der Intensität der solaren elektromagnetischen Strahlung sondern auch von den Eigenschaften des interplanetaren Mediums. Die Kopplung zwischen Magnetosphäre und Ionosphäre erfolgt über Ströme.

Während für die genauere Darstellung dieser Prozesse auf Bücher zur Space Physics (z.B. [37, 118, 163, 174]) verwiesen werden muss, können wir uns hier zumindest eine einfache qualitative Vorstellung verschaffen.

Die Magnetosphäre ist die 'Höhle' im interplanetaren Plasma, die durch das terrestrische Magnetfeld bestimmt wird. Abbildung 8.30 zeigt die Struktur der Magnetosphäre. Im inneren Bereich lässt sich noch die Topologie des gegen die Drehachse geneigten geomagnetischen Dipolfeldes erahnen, zu größeren Abständen wird die Magnetosphäre durch den anströmenden Sonnenwind verformt. Auf der der Sonne zugewandten Seite bildet sich bei Abbremsung der Überschallströmung Sonnenwind eine Stoßwelle aus. Die Magnetopause, definiert als die Gleichgewichtsfläche aus dem Druck des anströmenden Sonnenwindes und dem des geomagnetischen Feldes, separiert den terrestrischen Einflussbereich vom interplanetaren Raum.

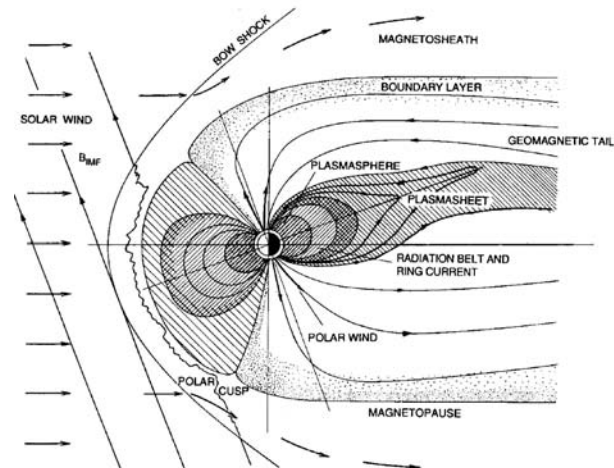


Abbildung 8.30: Struktur der Magnetosphäre [262]

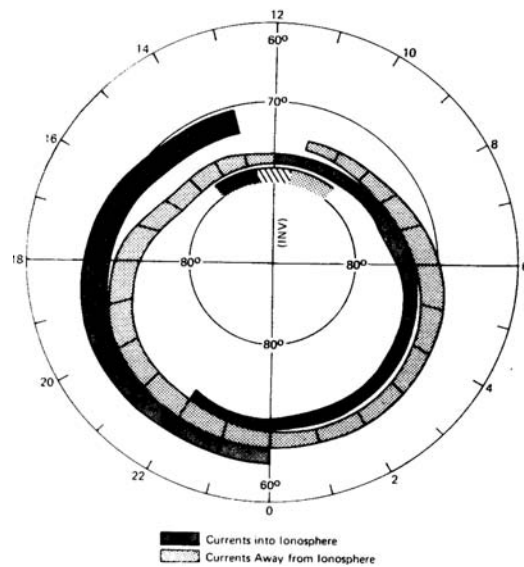


Abbildung 8.31: Muster der Birkelandströme in der Ionosphäre [139]

Lediglich in zwei Bereichen in hohen Breiten, den Polar Cusps, ist diese Trennschicht offen, so dass interplanetares Plasma bis in die Hochatmosphäre vordringen kann.

In der Magnetopause fließt ein Magnetopausenstrom, auch als Chapman–Ferraro-Strom bezeichnet. Die Erfordernis für einen derartigen Strom können Sie sich entweder formal aus den Maxwell-Gleichungen klar machen oder Sie können anschaulich argumentieren: das Plasma im interplanetaren Raum hat nur ein sehr schwaches Magnetfeld, so dass dessen Teilchen praktisch aus dem feldfreien Raum kommen plötzlich auf das Feld der Magnetosphäre treffen. Dort werden die Teilchen durch die Lorentz-Kraft auf ein Gyrationorbit gezwungen und verlassen nach einem halben Gyrationkreis das Feld wieder. Als Nettoeffekt dringen keine Teilchen weiter als ein halbes Gyrationorbit in das geomagnetische Feld ein und verlassen es, allerdings um eben ein halbes Gyrationorbit versetzt, wieder. Da Elektronen und Protonen in entgegen gesetzter Richtung gyrieren, werden die beiden Ladungen getrennt, es entsteht ein Strom. Dadurch bildet sich ein Überschuss positiver Ladungen auf der Abendseite (dawn) der Magnetosphäre und entsprechend ein Überschuss negativer Ladungen an der Morgenseite (dusk). Auf diese Weise entsteht ein dawn-to-dusk elektrisches Feld. Dieses wird durch Ströme entlang der Feldlinien, bezeichnet als Birkeland-Ströme, über die polare Ionosphäre kurz geschlossen. In dieser Konfiguration wirkt die Wechselwirkung zwischen Sonnenwind und Magnetosphäre als Generator ( $\vec{E} \cdot \vec{j} < 0$ ) und die Ionosphäre als dissipative Last ( $\vec{E} \cdot \vec{j} > 0$ ).

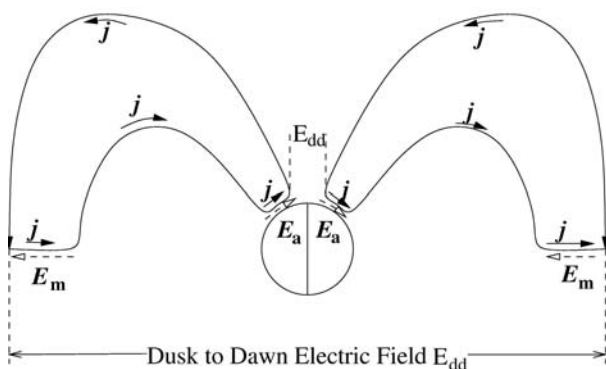


Abbildung 8.32: Szenario für das Magnetosphäre-Ionosphäre-Stromsystem [163]

Abbildung 8.31 zeigt das räumliche Muster dieser Birkelandströme in der Ionosphäre, aufgetragen in geomagnetischen Koordinaten.<sup>2</sup> Die Ströme können dort recht genau beobachtet werden, da die Magnetfeldlinien nahezu senkrecht auf den Ionosphäre stehen. Dunkle Bereiche in Abb. 8.31 entsprechen in die Ionosphäre gerichteten Strömen, helle weisen auf Ströme aus der Ionosphäre hinaus. In hohen Breiten fließen die Ströme auf der Abendseite aus der Ionosphäre und auf der Morgenseite in sie hinein. Diese Ströme werden als Region 1-Strom bezeichnet. Bei etwas niedrigeren Breiten dagegen zeigt der Region 2-Strom das entgegengesetzte Muster: auf der Abendseite fließt er in die Ionosphäre, auf der Morgenseite hinaus. In hohen Breiten um Mittag herum sind die feldparallelen Ströme sehr variabel, ihre Orientierung hängt auch von der Orientierung des interplanetaren Magnetfeldes ab. Auf der Nachtseite dagegen gibt es keine klare Trennung zwischen Region 1 und Region 2 Strom, hier können beide überlappen.

Der größte Teil dieser feldparallelen Ströme wird von den Elektronen getragen, d.h. ein in die Ionosphäre gerichteter Strom ist gleich bedeutend mit aufwärts bewegten Elektronen und umgekehrt. Das Muster der Birkelandströme entspricht übrigens auch dem Muster der Polarlichter zu ruhigen Zeiten: Polarlichter entstehen, wenn Elektronen in die Atmosphäre vordringen, d.h. in den Bereichen, in denen die Birkelandströme aufwärts gerichtet sind.

Die auf- und abwärts gerichteten Birkelandströme werden durch Ströme in der Ionosphäre geschlossen. In der Polarlichtzone gibt es in der Ionosphäre ein auroral zone electric field, das im Abendsektor nordwärts und im Morgensektor südwärts gerichtet ist. Insgesamt ist es damit von Abend zu Morgen gerichtet. Da die Leitfähigkeit der Ionosphäre endlich ist, wird dieses Feld durch feldparallele Ströme nordwärts im Abend- und südwärts im Morgensektor geschlossen. Eine mögliche Konfiguration ist in Abb. 8.32 als ein Dusk-to-Dawn Querschnitt gezeigt, bei dem man aus dem Schweif der Magnetosphäre in Richtung auf die Sonne blickt. Die Ströme werden in der Magnetosphäre durch radial gerichtete Ströme geschlossen; das nach außen gemappte Feld ist in Übereinstimmung mit dem durch den Magnetopausenstrom erzeugten dawn-to-dusk Feld. Beachten Sie, dass hier Feld und Strom in der Ionosphäre gleich gerichtet sind (Last), in der Magnetosphäre aber entgegengesetzt (Generator), wie bereits oben diskutiert.

Außer durch den Magnetopausenstrom werden die feldparallelen Birkelandströme auch durch den Ringstrom<sup>3</sup> in der inneren Magnetosphäre geschlossen. Diese Ströme bilden zusammen mit einem Querstrom im Schweif der Magnetosphäre (Fortsetzung des Magnetopausenstroms, trennt die beiden in unterschiedlicher Polaritäten des Schweiffeldes) das großräumige Stromsystem, das Magnetosphäre und Ionosphäre koppelt, vgl. Abb. 8.33.

<sup>2</sup>Das geomagnetische Koordinatensystem basiert, wie die geographischen Koordinaten, auf Kugelkoordinaten. Allerdings ist es nicht an der Rotationsachse der Erde orientiert sondern an der Dipolachse des geomagnetischen Feldes. Damit ist das geomagnetische Feld gegenüber dem geographischen Feld verschoben. In Abb. 8.31 gucken wir also nicht auf den geographischen sondern auf den geomagnetischen Pol.

<sup>3</sup>Der Ringstrom besteht aus energiereichen Teilchen die in den Strahlungsgürteln der Magnetosphäre gefangen sind und auf Grund des Gradienten im geomagnetischen Feldes um die Erde herum driften (Gradientendrift). Da Elektronen und Protonen in entgegengesetzter Richtung gyrieren, driften Sie im Gradienten eines Feldes auch in entgegengesetzter Richtung und es entsteht ein Strom.

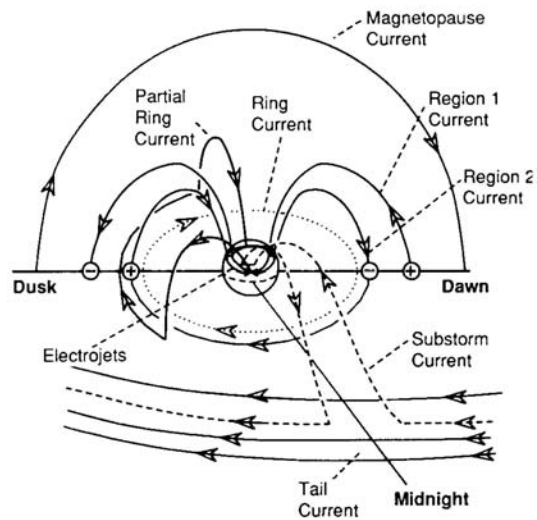


Abbildung 8.33: Vollständiges Stromsystem in Magnetosphäre und Ionosphäre [208]

Die in Abb. 8.33 gezeigten variieren mit den Eigenschaften des Sonnenwindes. Zum einen ‘atmet’ die ganze Atmosphäre mit dem vom Sonnenwind ausgeübten Strömungsdruck. So befindet sich der subsolare Punkt der Magnetopause unter normalen Sonnenwindbedingungen bei ungefähr 10 Erdradien, dieser Abstand kann jedoch zwischen 5 und 20 Erdradien variieren, wobei sich die Magnetopause mit Geschwindigkeiten zwischen wenigen km/s bis zu 600 km/s bewegen kann.<sup>4</sup> Mit diesen Variationen verändert sich die aktuelle Geometrie der Stromsysteme, allerdings bleibt ihr prinzipielles Layout wie in Abb. 8.33 erhalten. Auch die Ströme selbst (und die damit in die Magnetosphäre und Ionosphäre eingetragene Energie) können sich in Abhängigkeit vom Sonnenwind verändern: ist dessen Dichte gering, so ist auch der Magnetopausestrom relativ schwach. Konsequenterweise müssen dann auch alle diesen Strom fortsetzenden Ströme schwächer sein.

Das Stromsystem kann jedoch auch modifiziert werden durch Umstrukturierung des geomagnetischen Feldes. Beide Prozesse treten in geringer Ausprägung kontinuierlich auf, können bei starken geomagnetischen Störungen (z.B. im Zusammenhang mit Stoßwellen) jedoch um Größenordnungen verstärkt werden. Abbildung 8.34 zeigt dazu einen Meridionalschnitt durch die Magnetosphäre, ähnlich dem in Abb. 8.30. An der Frontseite der Magnetosphäre ist das Feld nordwärts gerichtet. Das interplanetare Magnetfeld wird von links mit dem Sonnenwind heran konvektiert; in der Abbildung bezeichnet als 1' für die interplanetare und 1 für die geomagnetische Feldlinie. Hat das interplanetare Magnetfeld eine südwärts gerichtete Komponente, so sind die beiden Feldlinien einander entgegen gesetzt gerichtet und es kann feldlinienverschmelzung einsetzen. Dabei werden die Feldlinien an ihrem Berührungspunkt gleichsam aufgeschnitten und es vereinigt sich die interplanetare Feldlinie mit der geomagnetischen zu den Feldlinien 2 und 2': beide Feldlinien verbinden die Erde mit dem interplanetaren Raum, d.h. entlang dieser Feldlinien kann direkt interplanetares Plasma bis in die Hochatmosphäre strömen. Die interplanetaren Ende der beiden feldlinien werden weiterhin vom Sonnenwind mitgeführt (3 und 3'), über die Polkappe geführt (4 und 4') und gelangen mit der Zeit in den Schweif der Magnetosphäre (5 und 5'). Da immer weitere Feldlinien nach geführt werden, werden die in den Schweif konvektierten feldlinien in der Mitte des Schweifs zusammen gedrängt (6 und 6'). Da die Feldlinien an dieser Stelle wieder einander entgegen gesetzt gerichtet sind, setzt Feldlinienverschmelzung ein und aus den gemischt geomagnetisch–interplanetaren Feldlinien 6 und 6' wird eine rein geomagnetische Feldlinie 7 und eine rein interplanetare Feldlinie 7'. Die geomagnetische Feldlinie wird durch den magnetischen Zug und die nachdrängenden feldlinien nach innen gezogen (8) und mit der Rotation der Erde im Laufe der zeit auf die Frontseite der Magnetosphäre zurück geführt (9). Auf diese Weise entsteht ein

<sup>4</sup>Zum Vergleich: der mittlere Sonnenwind hat eine Geschwindigkeit von 400 km/s; er kann zwischen 250 km/s (solare Brise) und bis zu mehr als 2000 km/s (Stoßwelle) variieren.

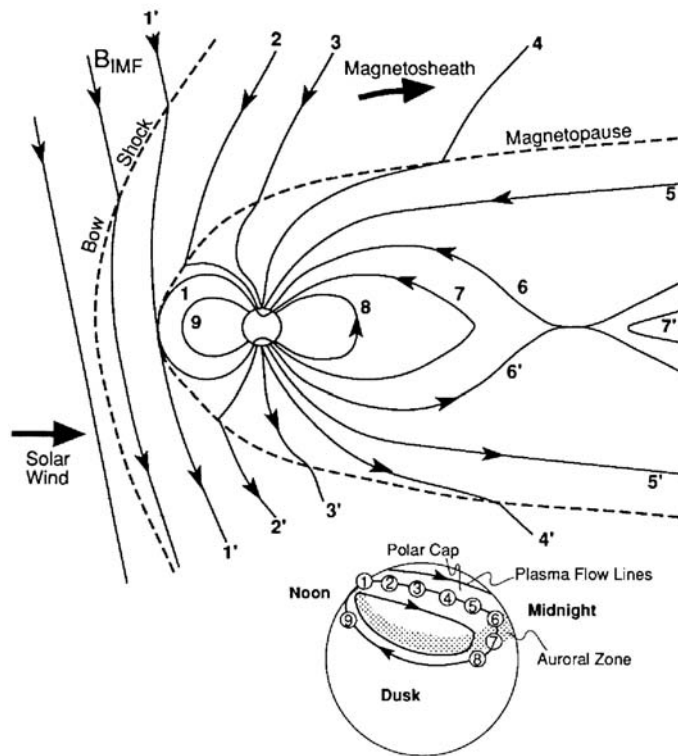


Abbildung 8.34: Plasmakonvektion in die Magnetosphäre [137]

Konvektionsmuster, bei dem entlang der gemischten geomagnetisch–interplanetaren Feldlinien Plasma, also Materie und Energie, in die Ionosphäre eingetragen werden. Außerdem wird das Plasma der Ionosphäre auf diese Weise bewegt: das kleine Teilbild im unteren Teil der Abbildung zeigt das sich daraus ergebende Konvektionsmuster des ionosphärischen Plasmas für die Nordhemisphäre: auf der Polarkappe ergibt sich ein der Sonne entgegengesetzter Plasmastrom, der in niedrigeren Breiten auf die der Sonne zugewandten Seite zurück geführt wird. Der schattierte Bereich entspricht dem Polarlichtoval.

Die hier beschriebene Plasmakonvektion tritt immer dann auf, wenn das interplanetare Magnetfeld eine südwärts gerichtete Komponente hat – ist das nicht der Fall, so ist die Voraussetzung für Feldlinienverschmelzung an der Vorderseite der Magnetosphäre nicht erfüllt. Der Prozess ist deutlich verstärkt, wenn durch eine Stoßwelle innerhalb kurzer Zeit ein sehr hoher magnetischer Fluss zugeführt wird.

## 8.4 Zusammenfassung

Die Hochatmosphäre beginnt in einer Höhe von ca. 100 km und zeichnet sich aus durch eine Entmischung der Komponenten (Heterosphäre) und eine starke Abhängigkeit der Temperatur von der einfallenden solaren Strahlung (Tagesgang, jahreszeitliche Variationen, Abhängigkeit vom Solarzyklus). Die Hauptenergiequelle ist dabei die Absorption solarer UV-Strahlung, insbesondere in den polnahen Bereichen tragen aber auch eindringende energiereiche Teilchen zur Energiebilanz bei. Letzteres zeigt sich besonders deutlich in der Abhängigkeit der Zirkulation von der solaren Aktivität. Oberhalb einer Höhe von ca. 300 km ist das Entweichen von Teilchen möglich (Exosphäre).

Kopplungen zwischen der Hochatmosphäre und dem Klima werden diskutiert, allerdings sind hier die Zusammenhänge noch nicht verstanden, so dass noch etliches an Arbeit zu leisten ist. Das vermehrte Auftreten nachtleuchtender Wolken lässt allerdings vermuten, dass sich die anthropogenen Einflüsse auf die Atmosphäre bereits bis in den Bereich der Hochatmosphäre bemerkbar machen.

Die Ionosphäre besteht aus verschiedenen Schichten geladener Teilchen mit unterschiedlichen dominanten Ionenspezies in den verschiedenen Schichten. Die Ionisation erfolgt durch harte elektromagnetische Strahlung und energiereiche Teilchen. Die Energie, die die dabei frei werdenden Elektronen aufnehmen, wird zur Aufheizung der Ionosphäre verwendet. Die Schichtstruktur lässt sich aus der Abnahme der Dichte mit zunehmender Höhe und der Abnahme der Intensität der ionisierenden Strahlung mit abnehmender Höhe verstehen (Chapman Profil). Die in der jeweiligen Schicht dominierende Spezies bestimmt sich aus der mit der Höhe veränderlichen Zusammensetzung der Atmosphäre und der Tiefe, bis zu der die für die Ionisation dieser Spezies bestimmte Strahlung eindringen kann. Zusätzlich bewirken Reaktionen zwischen verschiedenen Ionen oder Ionen und Neutralteilchen eine Variation.

Ebenso wie die neutrale Hochatmosphäre zeigt die Ionosphäre eine starke Abhängigkeit vom Sonnenstand, ausgedrückt durch den Tagesgang der solaren Einstrahlung und die Variation von harter elektromagnetischer Strahlung und energiereichen Teilchen mit dem Solarzyklus. In hohen Breiten beeinflussen auch die an den Polkappen eindringenden Teilchen die Ionosphäre.

## Fragen

**Frage 130** Diskutieren Sie Gemeinsamkeiten und Unterschiede in den Merkmalen von Troposphäre und Hochatmosphäre.

**Frage 131** Beschreiben Sie, wie man aus Variationen in der Satellitenumlaufzeit die Temperatur der Hochatmosphäre messen kann.

**Frage 132** In der Hochatmosphäre entmischen sich die Komponenten der Atmosphäre. Warum? Skizzieren Sie die sich ergebende Verteilung der Komponenten.

**Frage 133** Skizzieren Sie qualitativ, wie sich die Zusammensetzung der Hochatmosphäre im Laufe des Solarzyklus verändert. Begründen Sie.

**Frage 134** Erläutern Sie anschaulich, warum die Thermosphäre ab einer gewissen Höhe isotherm geschichtet ist.

**Frage 135** Skizzieren Sie qualitativ den Tagesgang der Temperatur in der Hochatmosphäre. Welche Prozesse tragen zu dessen Form bei?

**Frage 136** Beschreiben Sie die Meridionalzirkulation in der Hochatmosphäre. Vergleichen Sie mit den entsprechenden Mustern in Troposphäre und Strato-/Mesosphäre. Erklären Sie Gemeinsamkeiten und Unterschiede.

**Frage 137** Definieren Sie die Exosphäre.

**Frage 138** Erläutern Sie qualitativ die Ausbildung eines Chapman-Profiles. Welche Grundgleichungen benötigen Sie zu seiner formalen Beschreibung?

**Frage 139** Skizzieren und Erläutern Sie die Abhängigkeit des Chapman-Profiles vom Sonnenstand.

**Frage 140** Erläutern Sie, warum es mehrere Ionosphärenschichten gibt.

**Frage 141** Skizzieren Sie grob die Kopplung zwischen Ionosphäre, Magnetosphäre und Sonnenwind.

## Aufgaben

**Aufgabe 7** Versuchen Sie, sich anhand der in Abb. 8.3 gegebenen Kurven einen Überblick über den Verlauf der Energiedichte der Atmosphäre mit der Höhe zu verschaffen. Betrachten Sie anfangs nur die thermische Energie, berücksichtigen Sie später auch die potentielle Energie. Machen Sie

einfache Abschätzungen (z.B. im Mittel über eine Atmosphärenschicht). Wie verhält sich der gesamte Energieinhalt in der Hochatmosphäre zu dem in der Troposphäre oder Stratosphäre? Versuchen Sie abzuschätzen, wie stark sich der Energieinhalt der Troposphäre verändern würde, wenn man die kinetische Energie der Zirkulation (d.h. geordnete Bewegung der Luftmassen) berücksichtigt.

**Aufgabe 8** Wie groß sind die Fehler, die bei der Abschätzung der Skalenhöhe und damit bei der Bestimmung der Entweichgeschwindigkeit dadurch gemacht werden, dass die Gravitationskraft bei der Bestimmung der Skalenhöhe als konstant angenommen wird (Glg. (8.2))?

**Aufgabe 9** Machen Sie sich physikalisch klar, warum die Exosphäre isotherm geschichtet ist. Wo kommt die Energie her, wenn kaum absorbiert wird? Warum kann die Exosphäre dann gleichzeitig so empfindlich auf Veränderungen der Sonneneinstrahlung reagieren (Tagesgang, jahreszeitliche Variation, Veränderungen im Laufe des Solarzyklus)? Bitte keine formale Betrachtung, quälen Sie lieber Ihre Anschauung.

**Aufgabe 10** Betrachten Sie zwei Satelliten in einer Flughöhe von 800 km. Die Bahngeschwindigkeit beträgt ca. 7 km/s. Der eine Satellit habe eine Masse von 1 t bei einer Querschnittsfläche von 1 m, der andere Satellit eine Masse von 50 kg bei einer Querschnittsfläche von 5 m. Berechnen Sie die Reibungskraft und vergleichen Sie sie mit der Gravitationskraft. Welche Zahlenwerte erhalten Sie, wenn Sie zu Höhen von 250 km, 200 km und 150 km übergehen (die Dichte erhalten Sie aus Abb. 8.3)?

**Aufgabe 11** Windgeschwindigkeiten in der Hochatmosphäre können 2000 km/s (oder 555 m/s) überschreiten. Ist die Erde also von einer Überschallströmung umgeben? Schätzen sie aus Abb. 8.3 die Veränderung der Schallgeschwindigkeit mit der Höhe ab.

**Aufgabe 12** Versuchen Sie, die Ionisationsrate als Tagesgang darzustellen. Beginnen Sie einfach mit einem Beobachter am Äquator, gehen Sie dann zu einer höheren Breite.

**Aufgabe 13** Wenn Sie mit dem Formalismus aus Abschn. 8.2.2 die Ozonschicht beschreiben wollten, was ändert sich dann? Müssen Sie zusätzliche Prozesse einführen oder welche entfernen?

## Literaturhinweise

Wirklich gute Literatur zur Hochatmosphäre gibt es kaum. Verwiesen werden kann auf Hargreaves [118], Rees [248] oder Bauer [15]. Für den Einstieg sind, insbesondere für die neutrale Atmosphäre, aber auch die entsprechenden Kapitel in gängigen Atmosphärenbüchern geeignet (z.B. Tascione [301], Houghton [129] oder Goody und Walker [108]).

Spezielle Bücher zur Physik der Ionosphäre bzw. Ionosphäre und Hochatmosphäre sind Hargreaves [118], Kelley [167], Bauer [15] oder Ratcliffe [246, 247]. Für eine einfache Vorstellung sind auch die entsprechenden Kapitel in Tascione [301] geeignet.

Der Zusammenhang zwischen Ionosphäre und Magnetosphäre wird sehr gut und aktuell auch in Prölss [237] dargestellt; eine neuere Darstellung zur Ionosphäre findet sich in Schunk und Nagy [278] – für ein Einlesen und das Verständnis der Grundlagen sind die älteren Bücher fast besser geeignet, auch dieses geht an einigen Stellen zu weit in die Details.



# Atmosphären im Sonnensystem: ein Vergleich

In der Einführung haben wir eine Atmosphäre als die Gashülle um einen Himmelskörper definiert. Im Sonnensystem begegnet uns, auch in Abhängigkeit vom betrachteten Himmelskörper, eine Vielzahl unterschiedlicher Atmosphären.

Das Studium der Atmosphären der Planeten ist nicht nur für das Verständnis der anderen Planeten interessant, sondern gibt uns auch wertvolle Hinweise zum Verständnis der Erdatmosphäre. Die Vielfalt der auf Planeten möglichen Welten zeigt, welche günstige Konstellation es erlaubt hat, dass sich ein Planet mit einer Atmosphäre wie der unseren entwickeln konnte und dabei bzw. in Wechselwirkung damit, Leben hervorbringen konnte und noch erhalten kann.

Für klimatische Betrachtungen sind allerdings nur die inneren Planeten von Interesse, die erdähnlichen Planeten, da sie aus einem festen Planetenkörper mit einer umgebenden Atmosphäre bestehen. Die äußeren Planeten (von Jupiter an) dagegen sind Gasbälle mit nur sehr kleinen Kernen. Zwar haben einige der Monde dieser äußeren Planeten Atmosphären und sind damit zumindest in ihrer Struktur den erdähnlichen Planeten ähnlich, jedoch sind die Temperaturen dort zu gering, als dass sich Atmosphären ausbilden könnten, die auch nur die entfernteste Verwandtschaft mit der Erdatmosphäre haben.

## 9.1 Eine kurze Reise durch das Sonnensystem

Neben der Sonne sind die Planeten die größten Körper in unserem Sonnensystem, kleinere Körper sind die Planetenmonde, die Asteroiden und die Kometen. Die Planeten bewegen sich auf elliptischen Bahnen um die Sonne, der sonnennächste Planet Merkur in einem Abstand von 0.38 AU (1 AU = 1 astronomical unit = 149 Mio. km = mittlerer Abstand der Erde von der Sonne), der sonnenfernste Planet Pluto in einem Abstand von ca. 40 AU. Die Orbits dieser beiden Planeten haben die größte Exzentrizität, so taucht Pluto noch in die Umlaufbahn seines nächsten Nachbarn, des Neptun, ein. Von der Erde an nach außen gehend haben alle Planeten Monde in unterschiedlicher Anzahl, die großen äußeren Planeten haben auch Ringe. Abgesehen von Pluto sind die Bahnebenen der Planeten nur leicht gegen die Ebene der Ekliptik geneigt, die Rotationsperioden schwanken zwischen 88 Tagen (Merkur) und 248 Jahren (Pluto). Tabelle 9.1 fasst die Bahnparameter der Planeten zusammen.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Anmerkungen zur Tabelle: (a) die Jahreslänge ist definiert als 1 a = 365.256 d. (b) die siderische Umlaufzeit oder Rotationsperiode bezeichnet die Zeit, die ein Planet in einem ortsfesten System, z.B. bezogen auf den Fixsternhimmel, für einen Umlauf um die Sonne benötigt. (c) die synodische Umlaufzeit oder Rotationsperiode bezeichnet die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden identischen Konfigurationen von Planet und Erde: z.B. wenn beide in Opposition stehen oder beide auf einem von der Sonne ausgehenden Radius ausgerichtet sind.

Planet	große Halbachse [AU]	Exzentrizität	Inklination	siderische Umlaufzeit	mittlere Bahngeschwindigkeit	synodische Umlaufzeit
Merkur	0.3871	0.206	7°00'	87.969 d	47.89	115.9 d
Venus	0.7233	0.007	3°24'	224.701 d	35.04	1 a 218.7 d
Erde	1	0.017	0°	365.256 d	29.80	–
Mars	1.5237	0.093	1°51'	1 a 321.73 d	24.14	2 a 49.5 d
Jupiter	5.2026	0.048	1°9'	11 a 314.84 d	13.06	1 a 33.6 d
Saturn	9.5547	0.056	2°30'	29 a 167.0 d	9.64	1 a 12.8 d
Uranus	19.2181	0.046	0°46'	84 a 7-4 d	6.80	1 a 4.4 d
Neptun	30.1096	0.009	1°47'	164 a 280.3 d	5.43	1 y 2.2 d
Pluto	39.4387	0.246	17°10'	247 a 249.0 d	4.74	1 a 1.5 d

Tabelle 9.1: Bahnparameter der Planeten; basierend auf [82]

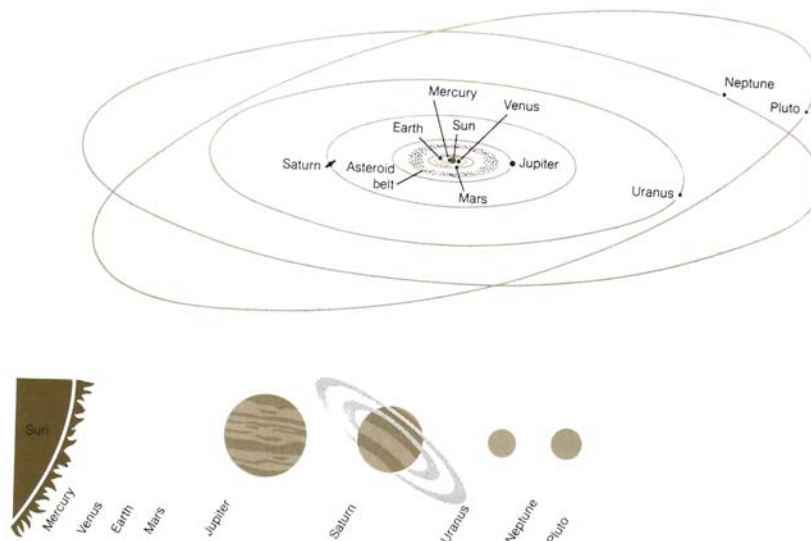


Abbildung 9.1: Bahnen und relative Größen der Planeten [236]

Abbildung 9.1 zeigt im oberen Teil die Bahnen der Planeten, im unteren Teil die relativen Größen der Sonne und der einzelnen Planeten.<sup>2</sup> Eine anschauliche Vorstellung kann man sich machen, wenn wir alle Abmessungen mit einem Faktor  $10^{-9}$  skalieren. Dann hat die Sonne einen Durchmesser von fast 1.5 m, ist also etwas kleiner als ein Mensch. Der Jupiter als der zweitgrößte Körper im Sonnensystem entspräche dann eine größeren Grapefruit in einer Entfernung von 5 Häuserblocks (ein Häuserblock = 150 m). Die anderen drei Riesenplaneten sind Zitronen und Orangen in Entfernungen von zehn Blocks (Saturn), 20 Blocks (Uranus) und 30 Blocks (Neptun). Im inneren Sonnensystem gleichen Erde und Venus eher großen Kirschen während Merkur und Mars eher Erbsen groß sind. Die inneren drei der kleinen Planeten umkreisen die Sonne innerhalb eines Häuserblocks, der Mars befindet sich in der Mitte des zweiten Häuserblocks von der Sonne. Menschen hätten in diesem Bild die Größe von Atomen, Autos und Lastwagen die von Molekülen.

Der Größenunterschied zwischen den inneren und äußeren Planeten führt auf eine Einteilung in zwei physikalisch unterschiedliche Gruppen, die inneren erdähnlichen Planeten und

<sup>2</sup>Das ist auch ein für Planetenwege gebräuchlicher Maßstab; ein schönes, wenn auch etwas älteres Beispiel in Norddeutschland startet sinnigerweise mit dem Leuchtturm in Warnemünde als Zentralgestirn und geht entlang der Küste in die Stoltera. Ein anderes Beispiel (<http://www.aquinas.edu/planetwalk/walkmap.html>) liefert zusätzlich im Web die nötigen Informationen zu den einzelnen Planeten und verlinkt weiter.

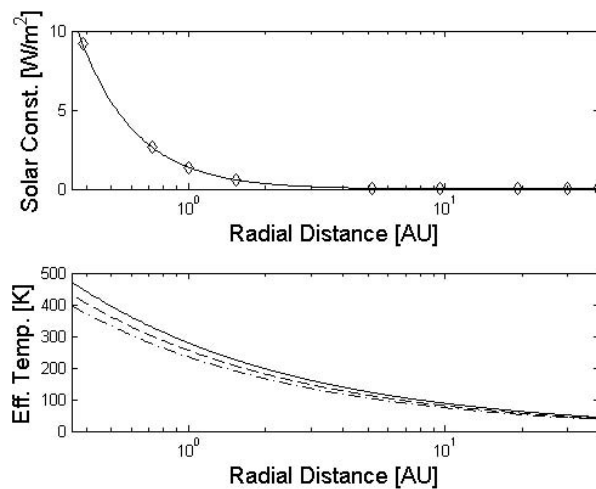


Abbildung 9.2: Abnahme solarer Fluss und Effektivtemperatur mit dem Abstand von der Sonne

die äußeren Riesenplaneten. Die Merkmale dieser beiden Gruppen sind:

Die *erdähnlichen Planeten* (terrestrial planets; Merkur, Venus, Erde, Mars), die auch die inneren Planeten sind, sind relativ klein (die Erde ist der größte der inneren Planeten) und haben hohe mittlere Dichten (zwischen 4 und 6 g/cm<sup>3</sup>). Sie haben feste Oberflächen mit schweren, eisenhaltigen Kernen, und darüber liegenden Atmosphären, die allerdings in der Dichte hochgradig unterschiedlich sind. So hat der Merkur eine extrem dünne Atmosphäre, die man kaum als eine solche betrachten kann. Die Venus dagegen hat eine sehr dichte Atmosphäre. Die inneren Planeten haben wenige oder gar keine Monde (die Erde hat einen Mond, der Mars zwei) und sie haben keine Ringe.

Die *Riesenplaneten* (giant planets, Jupiter, Saturn, Uranus, und Neptun) sind wesentlich größer als die terrestrischen Planeten und bestehen im wesentlichen aus Wasserstoff und Helium. Nach Innen gehend nimmt der Druck hohe Werte an, in der Größenordnung des millionenfachen des Druckes am Boden der Erdatmosphäre. Ob alle der großen Planeten feste Kerne haben, ist noch nicht geklärt. Ihre Dichten liegen zwischen 0.7 und 1.7 g/cm<sup>3</sup>. Diese Planeten haben viele Monde und können Ringsysteme haben. Die großen Planeten strahlen in der Regel mehr Energie ab als sie von der Sonne erhalten (Jupiter strahlt ungefähr das doppelte an Energie ab, Saturn das 3.5fache). Die zusätzliche Energie wird entweder aus Gravitationsenergie freigesetzt oder ist Restwärme aus der Zeit der Entstehung des Planeten. Diese Planeten sind der Sonne ähnlicher als den erdähnlichen Planeten. Hätte der Jupiter bei der Formation des Planetensystems etwas mehr Masse ansammeln können, so hätte bei ihm Kernfusion einsetzen können und unser Sonnensystem hätte sich zu einem Doppelsternsystem entwickelt.

Aus diesem Schema heraus fällt der äußerste Planet Pluto. Er ist eher wie ein Mond zusammengesetzt, hat einen festen Kern und keine Atmosphäre. Die ungewöhnlichen Bahnparameter (große Neigung der Bahnebene gegen die Ebene der Ekliptik, hohe Exzentrizität der Umlaufbahn) lassen vermuten, dass Pluto bei der Entstehung des Sonnensystems nicht als Planet entstanden ist, sondern dass er ein eingefangener Asteroid oder ein ausgerissener Neptunmond ist.

Die großen Unterschiede zwischen den inneren Planeten und den Riesenplaneten lassen sich am leichtesten verstehen, wenn man die solare Einstrahlung am Ort der Planeten betrachtet. Abbildung 9.2 zeigt dazu im oberen Teil die Abnahme des solaren Flusses mit dem Abstand, die Rhomben markieren die Orte der Planeten. Im unteren Teil der Abbildung ist die sich nach (5.24) ergebende Effektivtemperatur angegeben, wobei die Albedo der Planeten für die obere Kurve gleich 0 gesetzt wurde (vollständige Absorption und damit die maximal erreichbare Effektivtemperatur, vgl. (5.24)). Für die mittlere Kurve wurde eine Albedo von 30% (entsprechend der Erdalbedo) und für die untere Kurve eine von 50% angenommen. Der geringe solare Fluss bei den äußeren Planeten würde dort auf maximale Effektivtempera-

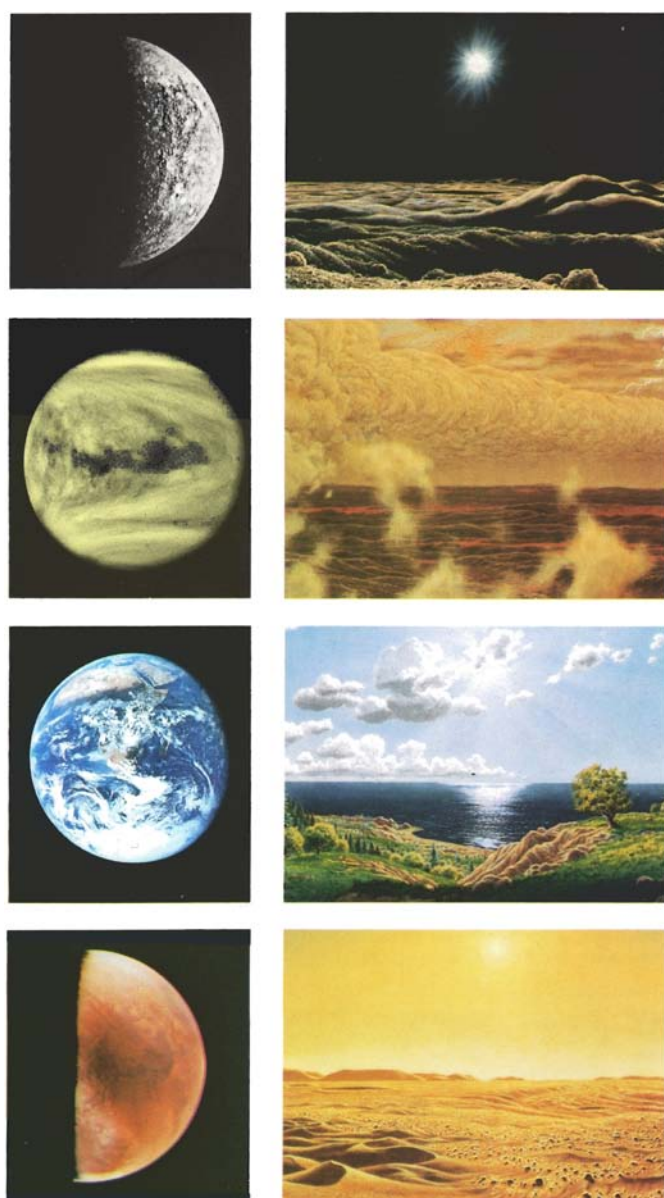


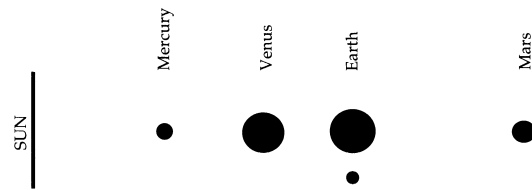
Abbildung 9.3: Satellitenaufnahme der erdähnlichen Planeten und künstlerische Darstellung der Planetenoberfläche für einen Sonnenstand von  $20^\circ$  [17]

turen (bei vollständiger Absorption aller einfallenden Strahlung) zwischen ca. 50 K (Pluto) und ca. 130 K (Jupiter) führen, d.h. viele der von der Erde bekannten atmosphärischen Gase wären nur noch in flüssiger oder fester Phase vorhanden (z.B. Kohlendioxid, Wasserdampf, auf Pluto auch Methan, Stickstoff und Sauerstoff). Andererseits ist die Temperatur so niedrig, dass sie ein Entweichen der leichten Bestandteile (Wasserstoff und Helium) nicht erlaubt, vgl. das Stabilitätskriterium (8.17) für Atmosphären. Daraus erklären sich die hohen Anteile von Wasserstoff und Helium in den Atmosphären der äußeren Planeten. Deren Atmosphären haben zwar nicht vollständig ihren Urzustand bewahrt, die bilden aber doch eine sehr gute Annäherung an die Bedingungen, die anfangs im Sonnensystem geherrscht haben müssen.

## 9.2 Die Atmosphären der inneren Planeten im Vergleich

Für klimatische Betrachtungen bzw. Vergleiche der Atmosphären sind aufgrund dieser großen Unterschiede nur die erdähnlichen Planeten interessant. Diese wollen wir im folgenden näher betrachten. Abbildung 9.4 zeigt die relativen Größen und Abstände der erdähnlichen Plane-

Abbildung 9.4: Relative Größen und Abstände der erdähnlichen Planeten; die Radien sind um einen Faktor von ca. 5 Billionen gegenüber den Abständen vergrößert [59]



ten (die Durchmesser sind, verglichen mit den Abständen um eine Faktor von 5 Milliarden vergrößert). Von diesen Planeten ist die Erde der größte, gefolgt von der Venus. Mars ist bereits beträchtlich kleiner und Merkur ist nur so groß wie einige der Monde der äußeren Planeten.

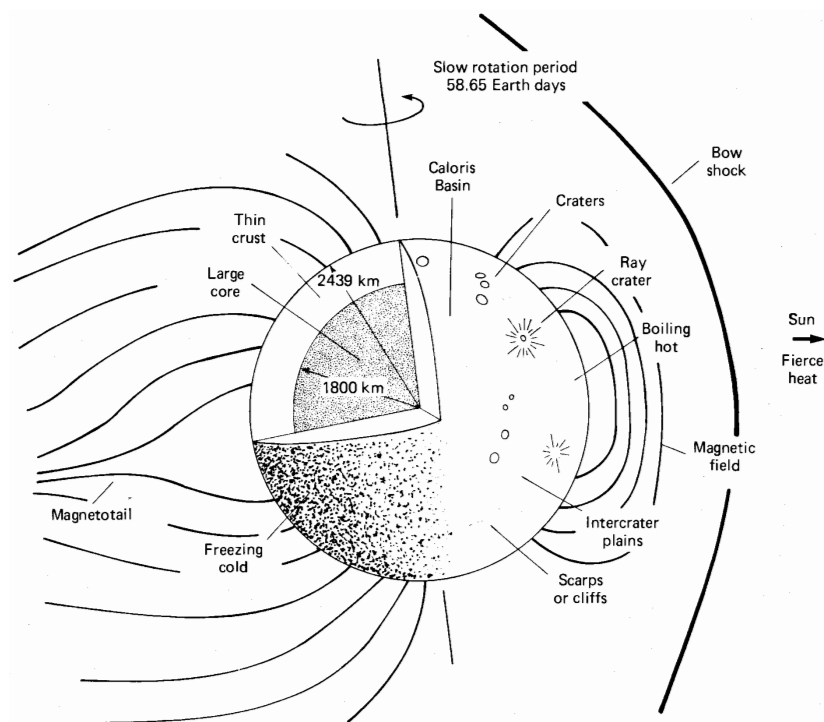
Am interessantesten für einen Vergleich der Atmosphären sind Venus und Mars, beide mit einer Kohlendioxidatmosphäre umgeben, dennoch aber völlig verschieden in den sich daraus ergebenden atmosphärischen Bedingungen. Auf Merkur, den sonnennächsten Planeten, werden wir im folgenden nicht eingehen, über ihn ist relativ wenig bekannt (optische Beobachtungen von der Erde aus sind schwierig, da sich Merkur nie mehr als  $\pm 28^\circ$  von der Sonne entfernt, Erkundungen von Mariner 12 haben sich im wesentlichen auf Photos der Merkur Oberfläche beschränkt). Auch ist seine Atmosphäre für einen Vergleich nicht so interessant: Merkur hat kein oder nur ein extrem schwaches Magnetfeld, ist aber aufgrund seines geringen Abstandes von der Sonne einem starken Sonnenwind ausgesetzt, so dass sich nicht in dem Sinne wie auf den anderen Planeten eine eigene Atmosphäre ausbilden konnte bzw. erhalten kann. Die Merkuratmosphäre besteht im wesentlichen aus Helium (98%) und Wasserstoff (2%). Beide Gase sind wahrscheinlich durch die Gravitation auf der Nachtseite des Merkur aus dem Sonnenwind aufgesammelt, d.h. der Merkur hat streng genommen keine eigene sondern eine zugelaufene Atmosphäre. Die mittlere Oberflächentemperatur beträgt 440 K, das entspricht ungefähr der Effektivtemperatur, die wir nach Abb. 9.2 für einen Körper geringer Albedo an dieser Stelle erwartet hätten; die Temperatur schwankt allerdings zwischen 700 K auf der Tag- und 100 K auf der Nachtseite. Aufgrund der kaum vorhandenen Atmosphäre und des vollständigen Fehlens von Wasser und chemischer Aktivität findet auf dem Merkur keine Erosion statt. Die Oberfläche des Planeten ist daher, ebenso wie die Mondoberfläche, durch zahlreiche Einschlagkrater gezeichnet.

Abbildung 9.5 fasst die, zugegebenermaßen wenigen Dinge, die wir über den Merkur wissen, zusammen. Ich werde bei allen hier betrachteten Planeten ein derartiges zusammenfassendes Bild geben. Diese Abbildungen sind jeweils Lang und Whitney [184] entnommen, einem der wenigen Bücher, die gleichzeitig sehr informativ und gut zu lesen sind.

### 9.2.1 Venus

Venus ist der direkte Nachbarplanet der Erde bei einem Abstand von 0.7 AU (108 Mio km). Da die Bahn der Venus nahezu kreisförmig ist, sind nur geringe jahreszeitliche Schwankungen in der solaren Einstrahlung zu erwarten. Die (siderische) Umlaufperiode um die Sonne beträgt 224.7 Tage, die Rotationsperiode der Venus 243 Tage. Dadurch dauert ein Tag auf der Venus fast ein ganzes Venusjahr, wodurch sich ein großer Temperaturgradient zwischen der Tag- und der Nachtseite des Planeten einstellt. Die Rotation der Venus ist retrograd, d.h. sie dreht sich in einem sonnenfesten Koordinatensystem anders herum als die anderen Planeten. Die Rotationsachse steht nahezu senkrecht auf der Ebene der Ekliptik ( $87^\circ$ ). Die mittlere Dichte der Venus beträgt  $5.25 \text{ g/cm}^3$ , die Gesamtmasse beträgt 82% der Erdmasse, die Venusanziehung entspricht damit 90% der Erdanziehung. Insgesamt ist die Venus (zumindest von ihren Bahnparametern her) der Erde sehr ähnlich.

Die Venusatmosphäre ist sehr dick. Der Druck an der Planetenoberfläche beträgt ca. 90 bar (also das 90fache des Wertes am Erdboden). Die Atmosphäre besteht zu 96% aus  $\text{CO}_2$  und zu 3.5% aus  $\text{N}_2$ . Spurengase in der Venusatmosphäre sind Wasserdampf  $\text{H}_2\text{O}$ , Schwefeldioxid  $\text{SO}_2$ , Argon Ar, Kohlenmonoxid  $\text{CO}$ , Neon Ne, Salzsäure  $\text{HCl}$ , und Flußsäure  $\text{HF}$ . Die wichtigsten Atmosphärenbestandteile sind im Vergleich mit den Atmosphären der



Mass:  $3.30 \times 10^{26}$  grams =  $0.055 M_E$  (Earth = 1)  
 Radius: 2439 kilometers =  $0.382 R_E$  (Earth = 1)  
 Mean density:  $5.43 \text{ g/cm}^3$   
 Rotational period: 58.6462 Earth days  
 Orbital period: 87.969 Earth days  
 Mean distance from Sun: 0.387 A.U.  
 Mercury has no satellites  
 Surface magnetic field strength = 0.0035 gauss

Abbildung 9.5: Datenblatt des Merkur [184]

anderen inneren Planeten in Tabelle 9.2 zusammen gefasst.

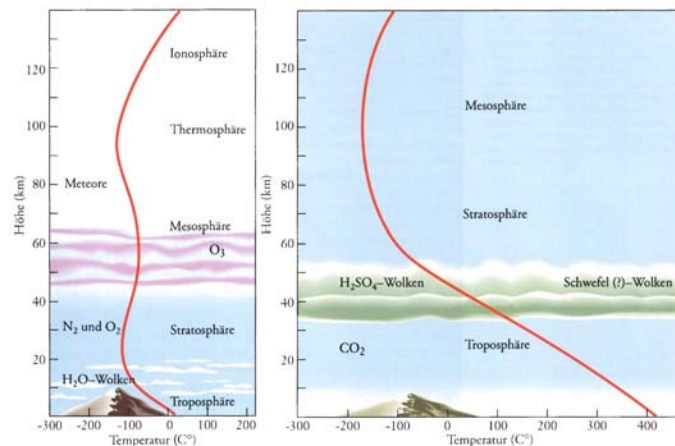
Der geringe Anteil von Wasser auf der Venus liegt nicht wie auf der Erde in flüssiger Form vor, sondern ist gasförmig in der Atmosphäre enthalten. Da die Bodentemperatur der Venus ca.  $482^\circ\text{C}$  ( $755 \text{ K}$ ) beträgt, ist das Vorkommen von flüssigem Wasser ausgeschlossen. Interessant ist hierbei, dass diese hohe Bodentemperatur weniger aus der um einen Faktor 2 stärkeren solaren Einstrahlung resultiert (vgl. Abb. 9.2), als vielmehr aus einem nahezu perfekten Treibhauseffekt: der überwiegende Teil der Strahlungsfenster ist durch Kohlendioxid  $\text{CO}_2$  verschlossen, die verbleibenden Fenster sind durch  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{SO}_2$  versperrt, obwohl beides Spurengase mit Anteilen von weniger als 0.5% bzw. weniger als 0.01% sind.

Der starke Treibhauseffekt auf der Venus erklärt sich daraus, dass die  $\text{CO}_2$ -Atmosphäre sehr dicht ist, so dass die optische Tiefe  $\tau$  der Venusatmosphäre ca. 25 beträgt. Die sich daraus ergebende Temperaturschichtung der Venus unterscheidet sich stark von der der Erde (vgl. Abb. 9.6): Zwar nimmt die Temperatur mit der Höhe ab (der Temperaturgradient ist mit  $8^\circ\text{C}/\text{km}$  etwas größer als auf der Erde, da auf der Venus beim Aufsteigen von Luftpaketen keine latente Wärme durch die Kondensation von Wasserdampf frei wird), diese Troposphäre reicht jedoch bis in ca. 80 km Höhe, von wo an eine isotherme Temperaturschichtung auftritt, die auf der Tag- und der Nachtseite der Venus zu unterschiedlichen Temperaturen führt. Im Sinne der Temperaturschichtung nach den Maxima der Temperatur schließt sich auf der Venus die Thermosphäre unmittelbar an die Troposphäre an (Stratosphäre und Mesosphäre wie auf der Erde, dort bedingt durch die Absorption von UV durch Sauerstoff und

Planet	$g$ [m/s <sup>2</sup> ]	$p$ [bar]	T [K]	Hauptbestandteile	Spurengase
Merkur	3.95	$10^{-15}$	440	98% He, 2% H	
Venus	8.88	90	730	96% CO <sub>2</sub> , 3.5% N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O, SO <sub>2</sub> , Ar, CO, Ne, HCl, HF
Erde	9.81	1	288	78% N <sub>2</sub> , 21% O <sub>2</sub> , 1% Ar	CO <sub>2</sub> , Ne, He, Kr, Xe, CH <sub>4</sub> , H <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> O, CO, NH <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , SO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> S, O <sub>3</sub>
Mars	3.73	0.007	218	95% CO <sub>2</sub> , 2.7% N <sub>2</sub> , 1.6% Ar	O <sub>2</sub> , CO, H <sub>2</sub> O, Ne, Kr, Xe, O <sub>3</sub>

Tabelle 9.2: Vergleich der Atmosphären der inneren Planeten

Abbildung 9.6: Temperaturschichtung der Venusatmosphäre (rechts) im Vergleich zu der der Erde (links) [219]



Ozon, sind auf der Venus nicht existent). Der Begriff Thermosphäre (im eigentlichen Sinne andeutend, dass die Temperatur ansteigt) ist für die Venus nur teilweise korrekt: auf der Tagseite nimmt die Temperatur zwar bis auf  $\sim 300$  K zu, auf der Nachtseite dagegen nimmt die Temperatur bis auf  $\sim 100$  K ab, diese wird daher auch als Kryosphäre bezeichnet. Die Thermosphärentemperatur der Venus liegt damit weit unterhalb der Thermosphärentemperatur der Erde (600 – 1800 K) und schwankt um die Effektivtemperatur der Venus: mit der Venus-Albedo von 0.71 ergibt sich eine Effektivtemperatur von 244 K, die Venus hat also trotz der doppelt so großen solaren Einstrahlung eine etwas geringere Effektivtemperatur als die Erde. Auf Grund der hohen Albedo ist die Venus der hellste Planet und wurde daher früher auch oft als Stern bezeichnet. Die hohe Albedo und die große optische Tiefe bewirken jedoch auch, dass die Planetenoberfläche für einen Betrachter von außen nicht sichtbar ist (d.h. viele der von der Erdfernerkundung bekannten Verfahren sind auf Grund der dichten Wolkendecke für die Venus nicht anwendbar). Interessant ist hierbei, dass die hohe Dichte der Atmosphäre zusammen mit dem hohen CO<sub>2</sub>-Gehalt einen Treibhauseffekt von mehr als 400 K ermöglichen. Teilchenentweichen (Exosphäre) ist ab 135 km möglich.

Die Venusatmosphäre enthält Wolken, Dunst und Aerosole in Höhen zwischen 30 und 80 km, unterhalb von 30 km ist der Himmel klar (vgl. Abb. 9.7). Die Wolken auf Venus haben eine glatte Unterkante und sind relativ stabil geschichtet. Eine untere Schicht in Höhen von 30 bis 64 km bildet die eigentliche Wolkenschicht, die ihrerseits aber wieder in drei Schichten zerfällt. Oberhalb dieser Wolkenschicht liegt noch eine Dunstschicht. Die oberen Wolken bestehen im wesentlichen aus Schwefelsäure in wässriger Lösung (H<sub>2</sub>O und SO<sub>2</sub> tragen stark zum Treibhauseffekt bei), die unteren Wolken enthalten keine Sulphide sondern Chloride.

Die Venus enthält heute nur extrem wenig Wasser, ursprünglich dürfte der Wasseranteil jedoch dem der Erde vergleichbar gewesen sein. Das heutige Fehlen von Wasser hat sich wahrscheinlich bereits in der Frühzeit des Planeten herausgebildet (s.u.): Vulkanismus, besonders stark in der jungen und formativen Phase eines Planeten, kann einen großen Eintrag

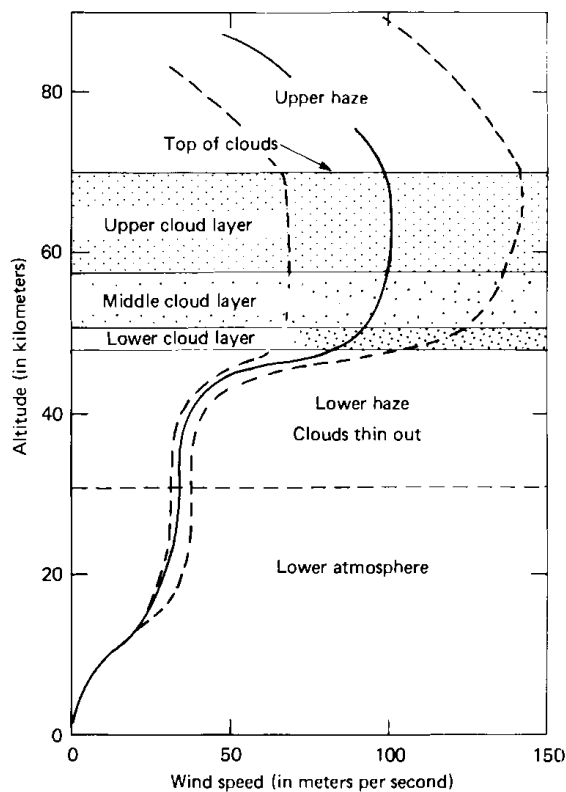


Abbildung 9.7: Wolkenschichten und Windgeschwindigkeiten auf der Venus [184]

von Wasserdampf in die Atmosphäre, insbesondere in höhere Atmosphärenschichten bewirken. Dieser kann durch Photodissoziation aufgespalten werden und dann entweichen (vgl. auch die niedrige Exosphärenhöhe auf der Venus). Die Zusammensetzung von Deuterium zu Wasserstoff D/H unterstützt diese Hypothese: auf der Venus ist das D/H-Verhältnis um einen Faktor 100 über dem aus der kosmischen Zusammensetzung bestimmten Normalwert. Diese Deuterium-Anreicherung lässt sich dadurch verstehen, dass Deuterium schwerer ist als Wasserstoff und damit weniger leicht entweichen kann.

Aufgrund der langsamen Rotation der Venus bildet sich ein anders Zirkulationssystem aus als auf der Erde: der Temperaturgradient zwischen den Polen und dem Äquator wird durch eine einzige Hadley-Zelle pro Hemisphäre ausgeglichen (vgl. Abb. 9.8), die aufgrund der langsamen Rotation geringe Corioliskraft bewirkt keine Aufspaltung in mehrere Zellen. Andererseits besteht aufgrund der langsamen Rotation jedoch ein starker Temperaturgradient zwischen Tag- und Nachtseite des Planeten, so dass sich breitenparallele Strahlströme (jet streams) ausbilden, die am Äquator in 65 km Höhe Windgeschwindigkeiten von bis zu 360 km/h erreichen und deren Geschwindigkeiten in 20 km Höhe immer noch 80 km/h betragen (vgl. Abb. 9.7). Die Hadley-Zirkulation der Venus dagegen bewirkt nur Windgeschwindigkeiten von 25 km/h. Daher sind die Strahlströme dominant und die Wolken ordnen sich, wie man auf Satellitenbildern sieht, zu einem um den Äquator herum symmetrischen V-Profil mit kleinem Öffnungswinkel an, vgl. Abb. 9.9.

Wie bereits erwähnt, ist die Venus-Oberfläche aufgrund der dichten Atmosphäre von außen nicht sichtbar, die ersten Informationen über die Oberfläche der Venus kamen von Landekapseln (dann aber nur von der unmittelbaren Umgebung des Landeplatzes) und einfachen Radarinstrumenten. Im Herbst 1990 begann die Raumsonde Magellan mit einer genauen Kartierung der Venusoberfläche. Diese Beobachtungen zeigen eine stark strukturierte Oberfläche, die durch Vulkanismus, Tektonik und Meteoriteneinschläge geformt wurde. Insgesamt ist die Venus eher eben, ungefähr 80% der Venusoberfläche weisen maximale Höhenunterschiede von weniger als einem Kilometer auf, die höchste Erhebung ist der Berg Maat, ein nach der



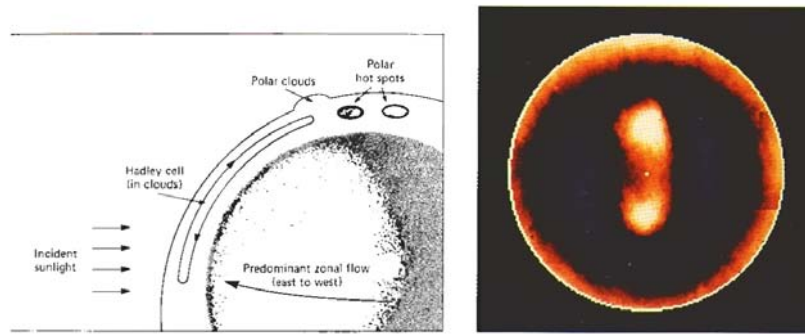


Abbildung 9.8: Ausbildung der Zirkulation auf der Venus aus einer Hadley-Zelle und der Überlagerung einer starken, durch den Temperaturgradienten zwischen Tag- und Nachtseite getriebenen Strömung [184]; für Windgeschwindigkeiten siehe Abb. 9.7. Es bilden sich zwei polare hotspots aus, wie auf dem 72-Tage gemittelten IR Bild im rechten Teil zu erkennen ist

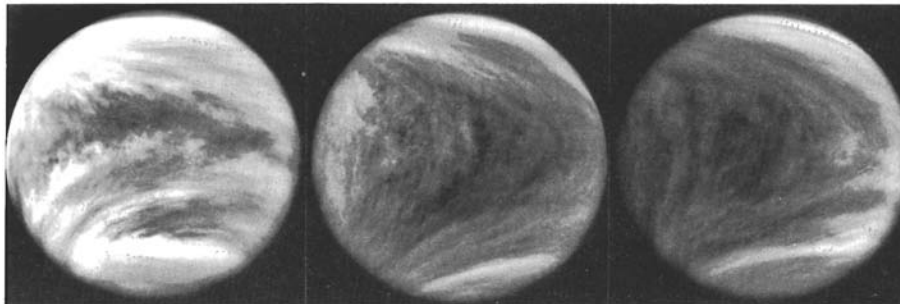


Abbildung 9.9: Wolkenbedeckung der Venus [184]. Aufnahmen an drei aufeinander folgenden Tagen

ägyptischen Göttin der Wahrheit benannter Vulkankegel, der sich ca. 8 km hoch erhebt. Diese relative 'Flachheit' der Venus lässt sich durch den starken Vulkanismus verstehen. Einzelergebnisse von Magellan lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Der Großteil der Venusoberfläche ist mit vulkanischem Material bedeckt, es zeigen sich weite Lavaebenen, Bereiche mit schmalen Lavakegeln und Schildvulkane.
2. Auf der Venus können nur relativ wenige Einschlagkrater beobachtet werden, die Oberfläche der Venus muss daher, zumindest im geologischen Sinne, recht jung sein, d.h. weniger als 800 Millionen Jahre alt.
3. Es können Lavakanäle beobachtet werden, die mehr als 6 000 km lang sind, d.h. die Lava muss sehr dünnflüssig sein und höchstwahrscheinlich auch mit einer sehr hohen Rate ausgestoßen worden sein.
4. Große pfannkuchenförmige Vulkane können beobachtet werden, aus denen auf die Entstehung des Oberflächengesteins der Venus zurückgeschlossen werden kann.
5. Es gibt keine Anzeichen für Plattentektonik wie auf der Erde (typischerweise Kontinentaldrift, also Aufwerfungen und Gräben), die Tektonik der Venus scheint durch ein System von global rift zones und viele als Coronae bezeichnete Strukturen, die ein Aufsteigen von Magma aus dem Mantel andeuten, bestimmt zu sein.
6. Obwohl die Venusatmosphäre sehr dicht ist, finden sich keine Hinweise für ausgeprägte Erosion, auch der Transport von Staub und Sand durch Wind scheint nur sehr gering zu sein (beides ist in völligem Gegensatz zu den Beobachtungen auf Mars, wo sich trotz der dünnen Atmosphäre starke Zeichen für Erosion finden sowie Staubstürme).

Die ersten Ergebnisse der Magellan Mission sind in zwei Sonderausgaben des Journal of

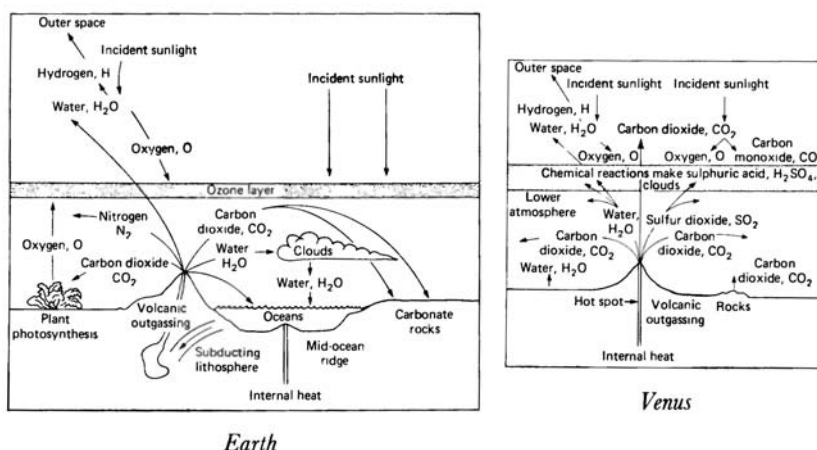


Abbildung 9.10: Schicksal vulkanischer Gase auf Erde und Venus im Vergleich [184]

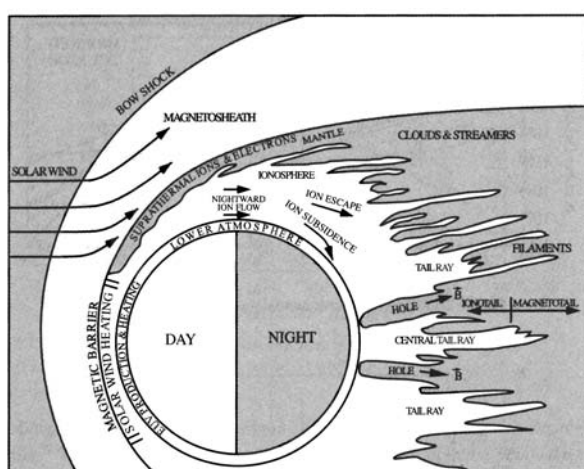


Abbildung 9.11: Plasmasphäre der Venus

Geophysical Research zusammengefasst (JGR 97, E8 und E10), eine sehr gute Zusammenfassung mit viel Bildmaterial und Vergleichen mit der Erde gibt Janle [156].

Vulkanismus ist in der Frühzeit der Planeten ein wichtiger Faktor gewesen, der beim Aufbau der Atmosphäre mitgewirkt hat (s.u.). Aber auch moderner Vulkanismus hat immer noch einen Einfluss auf die Planetenatmosphären. Entsprechend der Wechselwirkungen mit der Atmosphäre haben die bei Vulkanausbrüchen freigesetzten Gase der Venus und Erde während der Ausbildung der Atmosphären völlig unterschiedliche Schicksale gehabt. Abbildung 9.10 deutet dazu an, welche Wege vulkanische Gase in den heutigen Atmosphären von Erde und Venus haben: Wasser und Kohlendioxid gehen auf der Erde in die Ozeane, in die Biosphäre und werden (in der Frühgeschichte wichtig, heute nicht mehr) in carbonathaltigem Gestein gebunden. In die höhere Atmosphäre vordringende Wassermoleküle können durch Photolyse aufgespalten werden, wobei der Wasserstoff entweichen kann (Exosphäre). Auf der heißen Venus gibt es kein flüssiges Wasser und damit auch keine Ozeane, so dass die Hauptsinken für Wasserdampf und Kohlendioxid entfallen. Damit bleiben diese Gase in der Atmosphäre und können in den Wolken chemischer Reaktionen erleiden (im wesentlichen zwischen Wasserdampf und Schwefeloxiden) oder oberhalb der Wolken durch Photolyse aufgespalten werden. Aufgrund der geringen Exosphärenhöhe entweicht der dabei entstehende Wasserstoff praktisch vollständig.

Die Venus kann auf Grund ihrer langsamen Rotation (vgl. Tabelle 9.1) und des wahrscheinlich bereits erstarrten Kerns kein Magnetfeld ausbilden. Daher besitzt sie auch keine Magnetosphäre, die die Atmosphäre vor einer direkten Wechselwirkung mit dem Sonnenwind bewahren kann. Stattdessen kann die Atmosphäre direkt mit dem Sonnenwind wechselwirken. Das Verfahren basiert, wie bei einer konventionellen Magnetosphäre, auf der Erhaltung

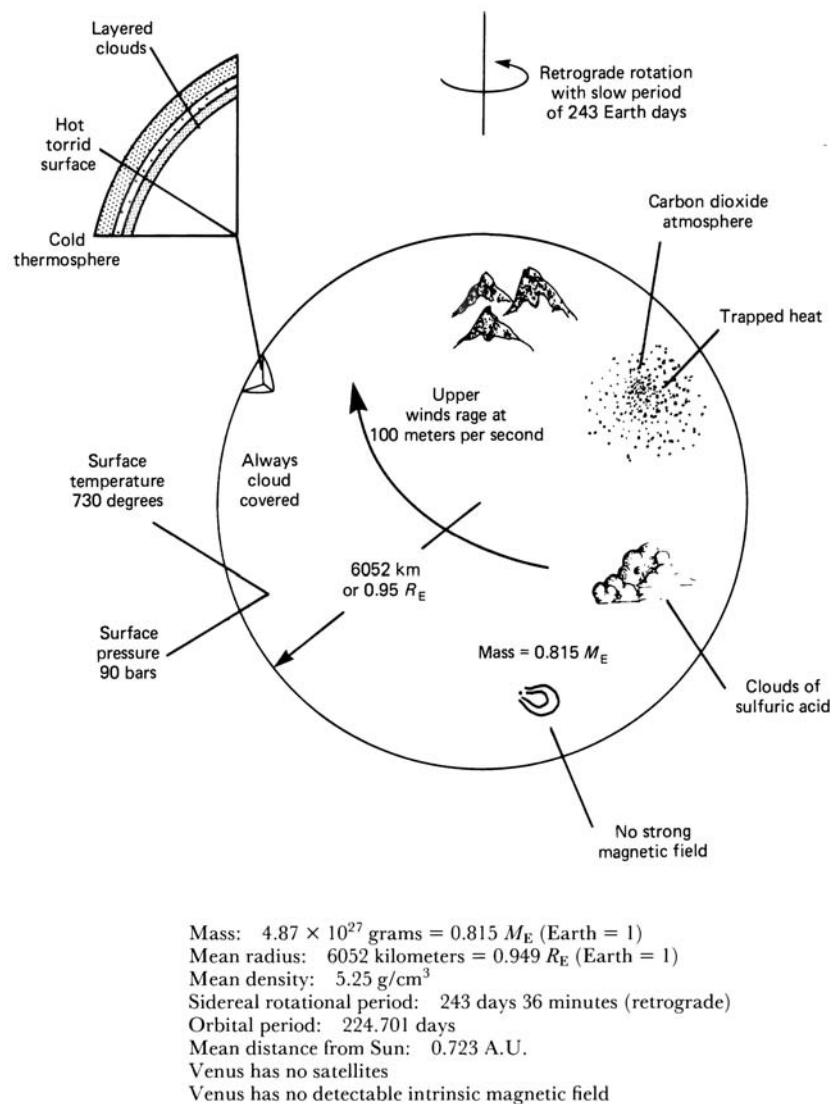
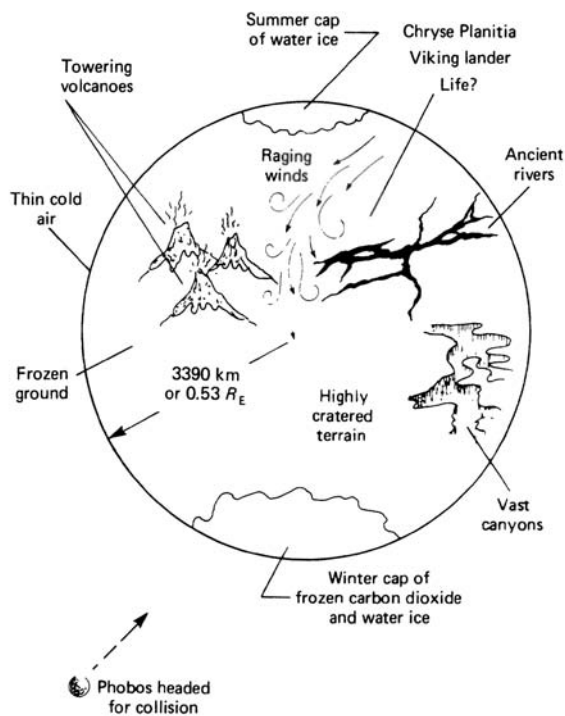


Abbildung 9.12: Datenblatt der Venus [184]

des magnetischen Flusses, häufig bezeichnet als das Konzept der eingefrorenen (oder in diesem Fall eher ausgefrorenen) Magnetfelder. Die obere Atmosphäre der Venus ist eine Ionosphäre, d.h. ein geladenes Gas. Allerdings ist dieses nicht wie im Falle der Erde magnetisiert. Der auftreffende Sonnenwind dagegen führt das interplanetare Magnetfeld mit sich, es handelt sich also um ein magnetisiertes Plasma. Die Konstanz des magnetischen Flusses erfordert, dass das ionosphärische Plasma feldfrei bleibt, das interplanetare dagegen magnetisiert. Daher bildet sich zwischen den beiden Plasmen eine Grenzschicht aus, in Abb. 9.11 als Magnetic Barrier bezeichnet. Oberhalb dieser Grenzschicht ist das interplanetare Plasma im Magnetosheath komprimiert und erhitzt, vor dem Magnetosheath bildet sich eine Stoßwelle aus, an der die Überschallströmung Sonnenwind subsonisch wird. Unterhalb der Magnetic Barrier findet sich eine durch Strömungen und Instabilitäten auf der Barrier stark strukturierte Ionosphäre. Die neutrale untere Atmosphäre dagegen ist nicht strukturiert: zum einen ist sie auf Grund der größeren Dichte wesentlich träger, zum anderen sind viele der Instabilitäten mit elektromagnetischen Wellen verbunden, die die Neutralatmosphäre nicht beeinflussen.

Abbildung 9.12 gibt eine Zusammenfassung der Eigenschaften des Planeten Venus ebenso wie der Atmosphäre der Venus.



Mass:  $6.4 \times 10^{26}$  grams =  $0.107 M_E$  (Earth = 1)  
 Radius: 3397 kilometers =  $0.532 R_E$  (Earth = 1)  
 Mean density:  $3.93 \text{ g/cm}^3$   
 Rotational period: 24 hours, 37 minutes, 22 seconds  
 Orbital period: 1.88 years  
 Mean distance from Sun: 1.52 A.U.  
 Number of known satellites = 2  
 Magnetic field not yet detected with certainty

Abbildung 9.13: Datenblatt Mars [184]

### 9.2.2 Mars

Der Mars ist 1.5 AU von der Sonne entfernt und benötigt ca. 1 Jahr und 11 Monate für einen Umlauf um die Sonne. Die Bahn hat eine Exzentrizität von 0.1 (das ist ungefähr der fünffache Wert der Exzentrizität der Erde), so dass sich jahreszeitliche Variationen ergeben. Die Inklination ist mit  $23^\circ$  der der Erde vergleichbar. Die Rotation des Mars um seine eigene Achse dauert ca. 25 Stunden, d.h. ein Marstag hat ungefähr die Länge eines Erdtages. Die Dichte des Mars beträgt  $3.9 \text{ g/cm}^3$ , seine Masse entspricht  $1/8$  der Erdmasse, die Marsanziehung beträgt daher nur  $2/5$  der Erdanziehung.

Die Hauptbestandteile der Marsatmosphäre sind  $\text{CO}_2$  mit 95%, Stickstoff  $\text{N}_2$  mit 2.7% und Argon mit 1.6%. Spurengase sind Sauerstoff  $\text{O}_2$ , Kohlenmonoxid  $\text{CO}$ , Wasserdampf  $\text{H}_2\text{O}$ , Edelgase (Neon, Krypton, Xenon) und zu einem sehr geringen Anteil auch Ozon. Damit sind die Hauptbestandteile der Marsatmosphäre denen der Venus ähnlich (vgl. Tabelle 9.2). Im Gegensatz zur Venusatmosphäre ist die Marsatmosphäre jedoch extrem dünn: der Bodendruck beträgt 7 mbar, die optische Tiefe ungefähr 1 (verglichen mit  $\tau = 25$  auf der Venus bei nahezu gleicher Zusammensetzung). Die optische Tiefe kann in Staubstürmen bis zu  $\tau = 6$  anwachsen. Diese geringe optische Tiefe führt zu einer Temperaturerhöhung aufgrund des Treibhauseffektes von nur 3 K gegenüber der theoretisch bestimmten Effektivtemperatur von 215 K (mit einer Marsalbedo von 0.15).

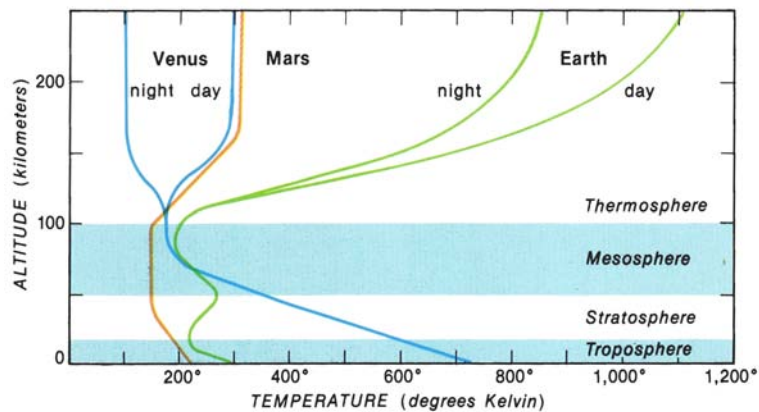


Abbildung 9.14: Temperaturprofile der erdähnlichen Planeten [17]

Der Wasserdampfgehalt der Marsatmosphäre ist erheblichen Schwankungen unterworfen. Im Winter liegt er unter 1%, im Sommer kann er im Gleichgewicht mit dem Polareis Werte von einigen Prozent annehmen. Wie auf der Venus ist der Wasseranteil an der Marsatmosphäre nur sehr gering, flüssiges Wasser kann überhaupt nicht auftreten (der Tripelpunkt von Wasser liegt bei  $T=273\text{ K}$  und  $p=4.6\text{ mm Hg}$ , der maximale Partialdruck des Wassers erreicht jedoch nicht einmal  $0.5\text{ mm Hg}$ ). Festes Wasser ist zu einem Teil in den Polkappen (Kohlendioxidschnee mit geringen Beimengungen von Wassereis) und zum größeren Teil im festen Boden (Permafrost) eingeschlossen. Ein Teil des Wassers mag früher auch zur Oxidation des Marsbodens beigetragen haben. Das Entweichen von Wasserstoff kann auf dem Mars nicht alleine die entscheidende Rolle für die geringe Menge von Wasser auf dem Mars gespielt haben, das Verhältnis D/H ist um höchstens einen Faktor 6 erhöht (vgl. Faktor 100 auf der Venus).

Der Kohlendioxidgehalt der Atmosphäre wird durch die polaren Eiskappen kontrolliert, die ein jahreszeitlich bedingtes Anwachsen und Verdunsten zeigen und damit zu einem Kondensationsstrom von Pol zu Pol führen. Die übrige Zirkulation der Marsatmosphäre ist relativ komplex, wahrscheinlich aufgrund der dünnen Atmosphäre auch noch stärker durch die Topographie bestimmt als auf der Erde. In den niederen Breiten bildet sich eine große, über den Äquator reichende Hadley-Zelle aus, zusätzlich bilden sich stationäre und wandernde Wirbel. Die stärkste Ausprägung können solche Wirbel während Staubstürmen aufweisen. Die dadurch bewirkte Trübung der Atmosphäre kann Temperaturabsenkungen am Boden um bis zu  $10\text{ K}$  bewirken, der Staub kann bis in Höhen von  $50\text{ km}$  in die Atmosphäre eingetragen werden. Die Abkühlung bewirkt zusätzlich die Kondensation von Wasser und Kohlendioxid.

Aufgrund der dünnen Marsatmosphäre und des Fehlens von Wärmespeichern (wie den Ozeanen auf der Erde) ist die Marsatmosphäre starken tages- und jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen. Die tageszeitlichen Schwankungen können bis zu  $50\text{ K}$  betragen. Die kältesten Temperaturen in der Nähe des Südpols im Winter betragen ca.  $150\text{ K}$ , am Äquator kann es im Sommer bis zu  $273\text{ K}$  warm werden. Die mittlere Marstemperatur beträgt  $218\text{ K}$ , liegt damit also nur um  $3\text{ K}$  über der Effektivtemperatur, d.h. die dünne Marsatmosphäre bewirkt praktisch keinen Treibhauseffekt.

Die Temperaturschichtung der Marsatmosphäre ist der der Erdatmosphäre ähnlich,<sup>3</sup> bis zu einer Höhe von ca.  $40\text{ km}$  nimmt die Temperatur ab (allerdings mit einem wesentlich geringeren Temperaturgradienten als auf Erde und Venus), die Atmosphäre ist zwischen  $40$  und  $100\text{ km}$  isotherm geschichtet mit einer Temperatur von ca.  $150\text{ K}$ , in der Thermosphäre steigt die Temperatur bis zu einer Höhe von ca.  $220\text{ km}$  wieder auf  $230\text{ K}$  an und geht dann in eine isotherme Schichtung über. Insbesondere während Staubstürmen kann dieses Temperaturprofil in den unteren  $100\text{ km}$  stark beeinflusst werden mit Temperaturanstiegen in den höheren

<sup>3</sup>Das gilt für den allgemeinen Verlauf. Da die Marsatmosphäre keinen Sauerstoff enthält, bildet sich allerdings keine Ozonschicht aus und damit kein Temperaturmaximum, das auf der Erde die Stratosphäre definiert. Für die Marsatmosphäre würde man daher nur weniger Schichten definieren.

Planet	Bodentemp. (beobachtet)	Albedo	Effektivtemp. effekt	Treibhaus-	Tabelle 9.3: Temperatur- bilanz der erdähnlichen Planeten
Venus	730 K	0.71	244 K	486 K	
Erde	288 K	0.30	255 K	33 K	
Mars	218 K	0.15	215 K	3 K	

Schichten und Temperaturabfällen am Boden. Abbildung 9.14 zeigt das Temperaturprofil der Marsatmosphäre zusammen mit denen von Erde und Venus.

Abbildung 9.13 fasst die Eigenschaften des Mars und der Marsatmosphäre zusammen.

### 9.2.3 Zusammenfassung planetare Atmosphären

Die chemische Zusammensetzung und die Temperaturprofile der drei erdähnlichen Planeten sind in Tabelle 9.2 und Abb. 9.14 zusammengefasst. Tabelle 9.3 fasst zusätzlich noch einmal die für die Bestimmung der Bodentemperatur wichtigen Parameter und den Treibhauseffekt der drei Planeten zusammen. Die dicke CO<sub>2</sub>-Atmosphäre der Venus bewirkt (verstärkt durch die Spurengase H<sub>2</sub>O und SO<sub>2</sub>) einen Treibhauseffekt von 486 K, die dünne CO<sub>2</sub>-Atmosphäre des Mars dagegen bewirkt nur einen Treibhauseffekt von wenigen Grad. Die Erdatmosphäre enthält zwar CO<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O nur als Spurengase, dennoch bewirken diese einen Treibhauseffekt von 33 K.

Die Erde fällt bei diesen erdähnlichen Planeten nicht nur dadurch auf, dass sie aufgrund eines gemäßigten Treibhauseffektes angenehme Temperaturen und Leben ermöglicht, sondern auch durch eine vergleichsweise anomale Zusammensetzung der Atmosphäre: Mars und Venus haben, wenn auch in unterschiedlicher Dichte, praktisch eine reine Kohlendioxidatmosphäre, die Erde dagegen hat eine im wesentlichen aus Stickstoff und Sauerstoff bestehende Atmosphäre. Da alle drei Planeten bei der Entstehung vergleichbare Atmosphären erhalten haben sollten, ist diese für uns so wichtige Anomalie eine genauere Betrachtung wert (vgl. Abschn. 9.4).

## 9.3 ‘Spezielle’ Atmosphären: Monde der äußeren Planeten

Die die äußeren Planeten umkreisenden Monde sind Brocken aus Fels und Eis, die teilweise die Größen der kleineren der inneren Planeten erreichen können. Auf diesen Monden bilden sich sehr bizarre und unterschiedliche Welten aus in einem Zusammenspiel aus der Bewegung des Mondes, der solaren Einstrahlung und den vom Planeten ausgeübten Einflüssen (Gravitation, Ionosphäre, Magnetosphäre). Für Überblicke sei auf Lang und Whitney [184], Beatty et al. [17] oder Morrison [219] verwiesen. Zwei interessante Monde sollen hier allerdings vorgestellt werden: der Jupitermond Io und der Saturnmond Titan.

### 9.3.1 Io

Io ist der innerste der gallileischen Monde um den Jupiter. Er hat eine Dichte und einen Radius, die nahezu identisch mit denen des Erdmondes sind. Vom Aussehen sind diese beiden Monde dagegen völlig verschieden: während der Erdmond durch eine große Zahl von Einschlagkratern charakterisiert ist, finden sich auf Io überhaupt keine Krater. Stattdessen finden sich Eruptionswolken, vulkanische Kaldera (in ihre entleerte Magmakammer eingestürzte Vulkangipfel) und dampfende Lavaseen. Io’s aktive Vulkane erzeugen einen Auswurf an Gas und Staub, der ausreichend ist, um die Satellitenoberfläche in der geologisch kurzen Zeitspanne von einer Million Jahren mit einer 100 m tiefen Staubschicht zu überziehen. Io scheint der Körper mit der stärksten vulkanischen Aktivität im ganzen Sonnensystem zu sein.

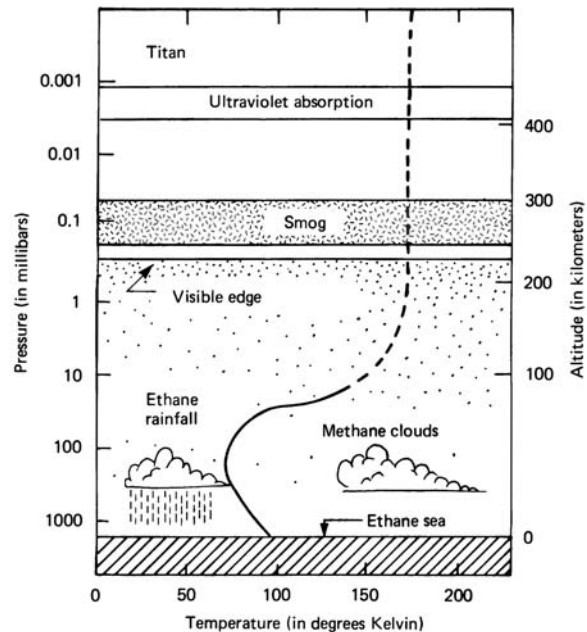


Abbildung 9.15: Atmosphäre des Titan [184]

Eruptionswolken können auf Io bis in einige Hundert Kilometer Höhe aufragen. Das Material steigt dabei mit Geschwindigkeiten von 1 km/s, d.h. dem dreifachen der Schallgeschwindigkeit auf der Erde auf, und fällt in ballistischen Bahnen wieder auf die Mondoberfläche zurück. Diese ballistischen Bahnen sind möglich, da Io aufgrund seiner geringen Gravitationskraft keine Atmosphäre zu halten vermag und damit die Staubteilchen der Eruption nicht mit einem Gas wechselwirken. Insofern ist Io für das Studium von Atmosphären enttäuschend. Die Tatsache, dass sich trotz des Vorhandenseins einer wichtigen Voraussetzung für eine Atmosphäre, nämlich des Vulkanismus, keine Atmosphäre ausbilden kann und konnte, zeigt uns aber auch, dass zur Ausbildung einer Atmosphäre noch eine weitere Bedingung erfüllt sein muss: die Gravitation muss groß genug sein, um die Gase in der Nähe des Planeten/Mondes zu halten.

Der Motor des Vulkanismus auf Io ist die Gravitationskraft, die der Jupiter ausübt. Diese ist so stark (Jupiter ist nach der Sonne das massereichste Objekt im Sonnensystem), dass sich auf Io Gezeiten ausbilden, die den Mond regelrecht durchkneten. Dadurch wird das Innere des Mondes zum Schmelzen gebracht und schafft sich durch Vulkanismus einen Weg nach außen. Die Gravitationskraft des Jupiter krepelt dabei das Innere des Mondes regelrecht nach außen.

### 9.3.2 Titan

Titan ist der größte Mond des Saturn. Er ist etwas größer als der kleinste Planet, Merkur, hat aber eine geringere Dichte von nur  $1.89 \text{ g/cm}^3$ . Das lässt darauf schließen, dass der Mond ungefähr zur Hälfte aus Gestein und zur Hälfte aus Eis besteht.

Titan ist der einzige Mond in unserem Sonnensystem, der von einer deutlich ausgeprägten Atmosphäre umgeben ist. Außer auf Titan wurde bisher nur auf dem Neptunmond Triton eine richtige Atmosphäre entdeckt, letztere ist jedoch sehr dünn.

Die Atmosphäre des Titan besteht im wesentlichen aus Stickstoff (82 bis 99%) mit geringen Zusätzen an Methan. Bereits zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde über schwache veränderliche Merkmale auf dem Titan berichtet, die Wolken zugeschrieben wurden.

Sichtbares Licht kann nicht durch die Atmosphäre des Titan dringen: die Oberkante der Atmosphäre ist von einer undurchdringlichen orangefarbenen Wolke von Smog umgeben. Diese entsteht durch photochemische Reaktionen. Solare UV-Strahlung dissoziiert Stickstoff-

und Methanmoleküle. Folgeprodukte dieser Reaktionen können dann untereinander reagieren und bilden den Smog. Im Prinzip ist das der gleiche Vorgang wie bei der Smogbildung aus Kohlenwasserstoffen auf der Erde, vgl. Abb. 5.28. Da in der kalten Titanatmosphäre aber kein Wasserdampf vorkommt, kann dieser Smog auch nicht aus der Atmosphäre ausgewaschen werden, sondern bildet diese dauerhafte und undurchdringliche Schicht.

Überhaupt kann die Atmosphäre des Titan nur deshalb existieren, weil die solare Einstrahlung am Ort des Mondes bereits so gering ist, dass auch die Temperaturen niedrig sind (vgl. Abb. 9.2). Damit kann Titan bei etwas geringerer Masse das, was Merkur nicht schafft: eine Atmosphäre halten und erhalten (vgl. Stabilitätskriterium (8.17)).

Der Druck an der Oberfläche des Titan beträgt ungefähr das 1.5fache des Bodendruckes auf der Erde, beide Atmosphären bestehen im wesentlichen aus Stickstoff. Was aber macht die entscheidenden Unterschiede? Die Temperaturen auf der Erde sind groß genug, um die Existenz flüssigen Wassers und damit im Wechselspiel mit der Entstehung des Lebens auch atmosphärischen Sauerstoff zuzulassen. Beides ist auf Titan nicht existent, die Bodentemperatur des Titan beträgt nur 93 K (vgl. Abb. 9.15).

Allerdings lässt diese Bodentemperatur auch aufhorchen. In diesem Temperaturbereich kann Methan in allen drei Aggregatzuständen existieren: als Flüssigkeit, als Gas und als feste Substanz, je nach den lokalen Bedingungen. Damit könnte Methan auf dem Titan eine Rolle einnehmen, die der des Wassers auf der Erde vergleichbar wäre: es könnte kondensieren und dabei Seen und Ozeane aus Methan formen, es könnte in der Atmosphäre Methan-Wolken bilden, aus denen Methan ausregnet (vgl. Abb. 9.15). Ob es auf Titan Ozeane gibt, wissen wir nicht, da wir nicht durch den Smog hindurch schauen können. Allerdings legen theoretische Berechnungen nahe, dass Titan eventuell sogar Kilometer tiefe Ozeane hat, die zu ca. 75% aus Äthylen und 25% aus Methan bestehen. Spekuliert man an diesem Punkt weiter, so kann man annehmen, dass schwerere organische Substanzen, wie z.B. Acetylen und Bestandteile des Smogs, aus der Atmosphäre in die Ozeane gelangen können und dort eine Bodenschicht organischen Materials bilden können. Dann bleibt nur noch eine Frage: gibt es Methan-basierende Lebensformen? Lebensformen! Methan-basierend?

## 9.4 Atmosphärenentwicklung

Die Ähnlichkeiten und Unterschiede der Planetenkörper ebenso wie der planetaren Atmosphären lassen sich aus der Entstehung des Sonnensystems verstehen.<sup>4</sup>



Gefahr

### 9.4.1 Entstehung des Sonnensystems

Radioaktive Altersbestimmungen an Gesteinen, insbesondere des Mondes und von Meteoriten, haben ergeben, dass diese Himmelskörper, und mit ihnen auch die Sonne und das ganze Planetensystem, vor 4.6 Mrd. Jahren entstanden sind. Dieser Prozess dürfte auf, zumindest astronomisch gesehen, kurzen Zeitskalen von größenordnungsmäßig wenigen Millionen Jahren erfolgt sein.

Jedes Modell zur Entstehung des Planetensystems muss in selbstkonsistenter Weise einige elementare Eigenschaften erklären können, wie die Massen- und Größenverteilung, die chemische Zusammensetzung und die Eigenarten der Orbits. Was auch immer dort vor 4.6 Milliarden Jahren begann, es hat zu einigen Regularitäten und Gruppierungen im Sonnensystem geführt:

- Alle Planeten rotieren in gleicher Richtung um die Sonne auf elliptischen, fast kreisförmigen Bahnen. Diese Bahnen liegen praktisch alle in einer Ebene, auch die Monde rotieren in die gleiche Richtung (vgl. auch Abb. 9.1).

<sup>4</sup>WARNUNG: dieser Abschnitt enthält Informationen, die mit dem momentanen Verständnis der Evolution im Sinne eines 'Intelligent Design' nicht kompatibel sind. Das Lesen dieses Abschnittes könnte daher Ihre späteren Karrieremöglichkeiten beeinträchtigen. Sollte das jedoch der Fall sein, so sollten Sie sich fragen, ob es sich dann noch um eine wissenschaftliche Karriere handelt oder ob Sie sich möglicherweise auf die falsche Stelle beworben haben.



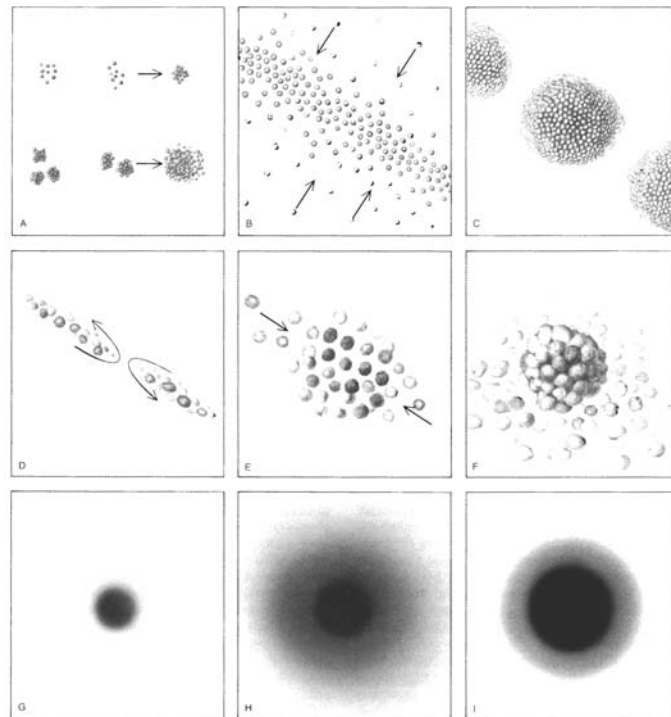


Abbildung 9.16: Formation eines Planeten [290]

- Alle Planeten, außer Venus und Uranus, rotieren in die gleiche Richtung wie ihre Umdrehung um die Sonne, d.h. gegen den Uhrzeigersinn, wenn wir vom Nordpol auf die Ebene der Ekliptik blicken.
- Jeder Planet ist ungefähr doppelt soweit von der Sonne entfernt wie der nächst innere Planet (Titius–Bode Regel, zwischen Mars und Jupiter fehlt nach dieser Regel ein Planet, dort befindet sich der Asteroidengürtel, also Materie, die es anscheinend nicht geschafft hat, sich zu einem Planeten zusammen zu klumpen).
- Obwohl die Sonne 99% der Masse des Sonnensystems enthält, tragen die Planeten 99% des Drehimpulses des Gesamtsystems (das ist der trickreichste Punkt, den die Modelle zu erklären haben).
- Die Planeten bilden zwei unterschiedliche Gruppen, die erdähnlichen Planeten und die Riesenplaneten.

Das gängige Modell ist zur Zeit die Kondensations- oder Nebelhypothese (vgl. z.B. Unsöld [312], Keppler [170], Morrison [219], Stanley [290], oder Press und Sievers [236], für anschauliche Diskussionen dieses Modells und Kommentare zu anderen Modellen): irgendwann hat eine rotierende Wolke aus Gas mit etwas Staubbeimischungen begonnen, sich zusammenzuziehen. Aufgrund der Erhaltung des Drehimpulses nimmt dann die Rotationsgeschwindigkeit der Wolke zu. Dadurch wirken in der Äquatorebene der Wolke Zentrifugalkräfte, die bewirken, dass sich die Wolke zu einer Scheibe abplattet. Im Zentrum dieser Wolke akkumuliert Materie und formt eine Proto-Sonne. Diese beginnt sich unter ihrer eigenen Gravitationskraft zusammenzuziehen und wird immer dichter. Das Zusammenziehen des Urnebels wurde wahrscheinlich durch eine Supernova-Explosion ausgelöst (Schramm und Clayton [275]). Die Supernova würde auch die Existenz der schweren Elemente, dazu gehören Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff, also die Bausteine des Lebens, erklären. Nachdem die Proto-Sonne sich weit genug zusammengezogen hatte, stiegen die Temperaturen in ihrem Innern durch das Freiwerden von Gravitationsenergie auf über 1 Million Grad, das nukleare Brennen konnte einsetzen.

Diese primitive Sonne war in ihrer Rotationsebene weiterhin mit einer Scheibe aus Gas und Staub umgeben (ca. 1% der ursprünglichen Masse), aus der sich die Planeten entwi-

kelt haben (vgl. Abb. 9.16). Die Staubteilchen haben bei Zusammenstößen durch elektrostatische und gravitative Anziehung begonnen, kleine Cluster zu bilden. Wiederholte Zusammenstöße haben diese zu Planetesimalen geformt, zu festen Körpern mit Durchmessern in der Größenordnung eines Kilometers. Computersimulationen zeigen, dass Millionen dieser Planetesimale innerhalb weniger Zehntausend Jahre zu einigen tausend Körpern in der Größe von Asteroiden zusammenwachsen würden. Durch häufige Stöße wachsen diese weiter zusammen, es entstehen Proto-Planeten, mehr oder weniger homogene Gesteinsbrocken mit Durchmessern in der Größenordnung von hundert Kilometern.

Die Proto-Planeten sind zu klein, um eine eigene Atmosphäre zu haben, aber Gase wie Stickstoff, Kohlendioxid, Wasserstoff und Sauerstoff sind in den felsigen Bestandteilen gebunden. Die Proto-Planeten sind jedoch groß genug, um die Umlaufbahnen ihrer Nachbarn zu stören. Außerdem sind sie noch zahlreich genug, um häufig zu kollidieren. Innerhalb von einigen Millionen Jahren entwickelten sich dann durch Zusammenstöße und das Verschmelzen der Stoßpartner die Planeten. Bis sie ihre Bahnen von übrig gebliebenen Proto-Planeten und Kleinkörpern durch aufsammeln und verschmelzen gesäubert hatten, hat es für 100 oder 200 Millionen Jahre die Ära der großen Zusammenstöße gegeben, in der z.B. Mond und Merkur einen Teil ihrer Einschlagskrater erhalten haben, ja der Mond möglicherweise selbst durch einen derartigen Einschlag entstanden ist. Derartig alte Einschlagkrater findet man auf der Erde nicht, zum einen, da die Erde selbst aktiv war und ihre Kruste umstrukturiert hat, zum anderen, da das Vorhandensein einer Atmosphäre, und insbesondere von Wasser, für Erosion sorgt. Dadurch ergibt sich das generelle Problem der Geologen, wirklich alte und intakte Formationen zu finden. Die Zusammenstöße zwischen den jungen Planeten und den restlichen Asteroiden oder Proto-Planeten können möglicherweise so heftig gewesen sein, dass ein Planet von der Größe des Mars bei einem Zusammenstoß mit der Erde zum einen die Drehachse der Erde auf den jetzt beobachteten Inklinationwinkel von  $23^\circ$  gekippt haben könnte, und zum anderen soviel Material aus der Proto-Erde in den Raum geschleudert haben könnte, dass daraus der Mond entstanden ist.

Aus dieser Entstehungsgeschichte lässt sich relativ zwanglos verstehen, warum die Planeten alle in einer Ebene liegen und in der gleichen Richtung rotieren, genauere Überlegungen über die Bildung von Wirbelringen können auch die Titius-Bode Regel erklären. Das Drehimpulsproblem hat sich nach der Entstehung der Sonne wahrscheinlich folgendermaßen gelöst: Die Sonne hat unmittelbar nach ihrer Entstehung wesentlich schneller rotiert als heute (hatte dort wahrscheinlich mit 99% der Masse auch 99% des Drehimpulses). Gerade in der Frühphase der Sternbildung jedoch durchlaufen Sterne eine T-Tauri-Phase, in der sie große Mengen von Gas und Plasma nach außen schleudern. Das Plasma ist mit der Sonne weiterhin durch das interplanetare Magnetfeld verbunden und bewirkt bei dieser Auswärtsbewegung eine Abbremsung (analog verringert man die Spinperiode rotierender Satelliten dadurch, dass man Ausleger entfaltet; Umkehr der Pirouette beim Eiskunstlauf).

## 9.4.2 Vom Proto-Planeten zur Atmosphäre

Die Proto-Planeten waren noch ohne Atmosphäre, die sich daraus bildenden größeren Planeten haben ihre Atmosphäre teilweise dadurch erhalten, dass bei einem Zusammenstoß mit einem anderen Körper große Mengen von Gasen freigesetzt werden, wobei sich das frei werdende Wasser in Form einer Wasserdampfatmosphäre um den Planeten gelegt hat und erheblich zu seiner Erwärmung beigetragen haben könnte. Durch das Zusammenziehen der Planeten wird zusätzlich Gravitationsenergie frei, die erhöhte Radioaktivität in der Frühzeit des Sonnensystems dürfte ebenfalls eine Erwärmung bewirkt haben, so dass die Planeten, die aufgrund ihrer Nähe zur Sonne eine ausreichende Einstrahlung erhielten (der Treibhauseffekt mit der Wasserdampfatmosphäre hat zu zusätzlicher Erwärmung der Oberflächen geführt), geschmolzen sein dürften. Durch das Absinken der schweren Bestandteile (im wesentlichen Eisen und Nickel) haben sich dann feste und schwere Kerne gebildet, die nach außen hin mit immer leichteren Schichten verschiedener Materialien umgeben sind (vgl. Abb. 9.17). Für die äußeren Planeten war eine derartige Differentiation aufgrund der geringen solaren

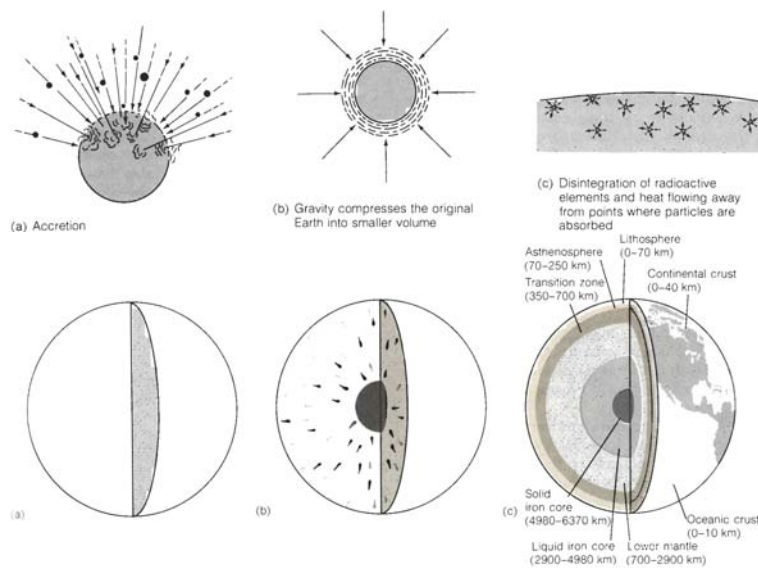


Abbildung 9.17: Erwärmung (oben) und Ausbildung der Erde aus einem homogenen Körper [236]

Einstrahlung wahrscheinlich nicht möglich, daher weisen die Riesenplaneten völlig andere Charakteristika auf als die erdähnlichen Planeten. Außerdem konnten die Riesenplaneten aufgrund der geringeren solaren Einstrahlung die leicht flüchtigen Gase, d.h. im wesentlichen Wasserstoff und Helium, in ihren Atmosphären halten, so dass sie eher der Sonne ähnlich sehen als den inneren Planeten.<sup>5</sup>

Der Prozess der Kernbildung dürfte nach einigen 100 Millionen Jahren soweit abgeschlossen gewesen sein, dass sich eine feste äußere Kruste ausgebildet hat. Die ältesten heute bekannten Gesteinsspuren sind 4.1 Milliarden Jahre alt (Australien), die ältesten bekannten Formationen zwischen 3.5 (Pilbara, Australien) und 3.8 Milliarden Jahre (Isau, Grönland), d.h. eine feste Erde hat sich innerhalb von ca. 500 Millionen Jahren nach dem Beginn der Entstehung des Planetensystems ausgebildet.

Die Ur-Atmosphären der erdähnlichen Planeten bestanden zu dieser Zeit im wesentlichen aus Kohlendioxid und Wasser (auf der Venus im Verhältnis 1:1, auf der Erde gab es 10mal mehr Wasser als Kohlendioxid, auf dem Mars gab es kein Wasser) und etwas Argon (vgl. Tabelle 9.4). Die treibende Kraft zur Modifikation dieser Atmosphären war der Vulkanismus der noch jungen und wesentlich aktiveren Planeten, die Planetenoberflächen haben sich durch Tektonik verändert. Die äußeren Planeten scheinen auf ihren Bahnen jeweils als ein kleines Sonnensystem entstanden zu sein, der Unterschied zum Sonnensystem besteht lediglich darin, dass die Massen der Planeten zu gering waren, um bei ihrer Gravitation eine ausreichende Temperatur zum Einsetzen des Wasserstoffbrennens zu erreichen. Jupiter als der größte der Planeten liegt nicht sehr weit von den Minimalanforderungen an eine Sonne entfernt, wäre am Ort des Jupiter etwas mehr Masse vorhanden gewesen, d.h. die Dichte des Nebels etwas größer gewesen, so hätte sich unser Sonnensystem wahrscheinlich zu einem Doppelsternsys-

<sup>5</sup>Sammeln Sie bitte einmal die Argumente: die Einstrahlung nimmt nach außen kontinuierlich ab mit  $-2$ . Der Übergang zwischen den inneren und den äußeren Planeten dagegen erfolgt digital: bis zum Mars einschließlich finden sich die erdähnlichen festen Planeten, ab dem Jupiter die Gasriesen. Einen 'Übergangsplaneten' gibt es nicht. Allerdings fehlt auch zwischen Mars und Jupiter nach der Titius-Bode Regel ein Planet. Stattdessen finden wir den Asteroidengürtel. Diese Beobachtung kann man durch eine zu geringe Zahl von Kollisionen zwischen den Asteroiden interpretieren oder durch eine ungünstige Relation zwischen dem Entweichen von flüchtigen Bestandteilen und der Ausbildung einer kritischen Masse zum Zusammenhalt eines Gasballs. Dann wäre die fehlende Ausbildung dieses Planeten nicht eine Folge der zu geringen Zahl an Kollisionen zwischen den Asteroiden sondern der Unfähigkeit, daraus einen stabilen Planetenkörper zu bilden.

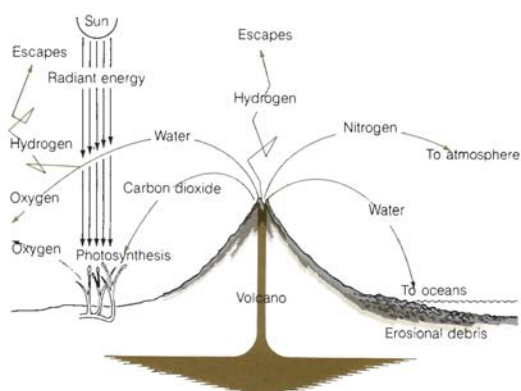


Abbildung 9.18: Vulkanismus und Atmosphärenentwicklung [236]

tem entwickelt.<sup>6</sup> Die Monde und Ringe dieser äußeren Planeten scheinen dann analog zu den Planeten des Sonnensystems entstanden zu sein, sie weisen auch entsprechende Bahncharakteristika auf: alle Bahnen liegen in der gleichen Ebene, die Monde haben die gleiche Drehrichtung, und es findet sich die Titius–Bode Regel wieder.

Die genaue Entwicklung der Erdatmosphäre lässt sich nicht rekonstruieren, jedoch können heutige Beobachtungen an Vulkanen einige wichtige Hinweise geben. Für Venus und Mars haben wir noch weniger Informationen, jedoch sollte auf den beiden Planeten die Entstehung der Atmosphäre im Prinzip ähnlich verlaufen sein. Aus der chemischen Zusammensetzung von Laven und Gasen, die in modernen Vulkanen freigesetzt werden, lässt sich folgern, dass der starke Vulkanismus der jungen Erde riesige Mengen von Wasserdampf, Wasserstoff, HCl, Kohlenmonoxid, Kohlendioxid, und Stickstoff in die Atmosphäre eingetragen hat (vgl. Abb. 9.18), und zwar nicht nur in die Bereiche der jetzigen Troposphäre sondern auch in höhere Atmosphärenschichten.

Der leichte Wasserstoff konnte schnell aus der Erdatmosphäre entweichen, so wie er es auch heute noch tut. Wasserdampf in den höheren Schichten wurde durch Sonnenlicht in Wasserstoff und Sauerstoff aufgespalten, der Wasserstoff entwich, der Sauerstoff hat sich praktisch sofort mit Kohlenmonoxid oder Bestandteilen der Erdkruste verbunden (z.B. mit Eisen zu Hämatit  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ), d.h. die Atmosphäre der frühen Erde war Sauerstoff frei. Diese Prozesse dürften auf Mars und Venus ähnlich abgelaufen sein.

Ein großer Teil des Kohlendioxids ist durch chemische Verbindungen mit Calcium, Wasserstoff, und Sauerstoff aus der Atmosphäre entfernt und in Kalkstein, Kohle und Petroleum gespeichert worden. Zusätzlich war der solare Fluss am Ort der Erde so günstig, dass sich flüssiges Wasser bilden konnte, das Kohlendioxid konnte also aus der Atmosphäre größtenteils ausgewaschen werden und in den Ozeanen bzw. in Gesteinen gebunden werden. Auf der Venus dagegen waren die Temperaturen zu hoch um Wasserdampfkondensation zu erlauben, der Treibhauseffekt ist aus dem Ruder gelaufen, vgl. auch Abb. 9.10).

Die primitive Atmosphäre der Erde nach ca. 2 Milliarden Jahren bestand daher wahrscheinlich im wesentlichen aus Stickstoff mit Beimengungen aus Kohlendioxid (zu der Zeit wahrscheinlich nur noch in der Größenordnung von 1%, vgl. Abb. 9.19), Kohlenmonoxid, Methan, sowie Stick- und Schwefeloxiden. Der für die weitere Geschichte wichtigste Bestandteil dieser frühen Atmosphäre sind wahrscheinlich Zyanide (HCN) gewesen, die sich unter Einfluss der Sonnenstrahlung in der hohen Atmosphäre bilden können. Diese Zyanide konnten durch Ausregnen auch in die Ozeane gelangen und haben dort wahrscheinlich den entscheidenden Grundstein für die Entwicklung des Lebens gelegt, d.h. **das erste Leben ist unter Bedingungen entstanden, unter denen das heutige Leben nicht überlebensfähig wäre.** In der heutigen Atmosphäre entstehende Zyanide werden sofort oxidiert, d.h. auch, dass, zumindest auf diese Weise, in der heutigen Atmosphäre kein neues Leben entstehen könnte.

<sup>6</sup>Das ist eine müßige Spekulation, in einem derartigen System gäbe es etwas wie uns als Beobachter sicherlich nicht. Allerdings ist diese Tatsache auch ein Hinweis darauf, dass Soppelsternsysteme vielleicht gar nicht so exotisch sind.

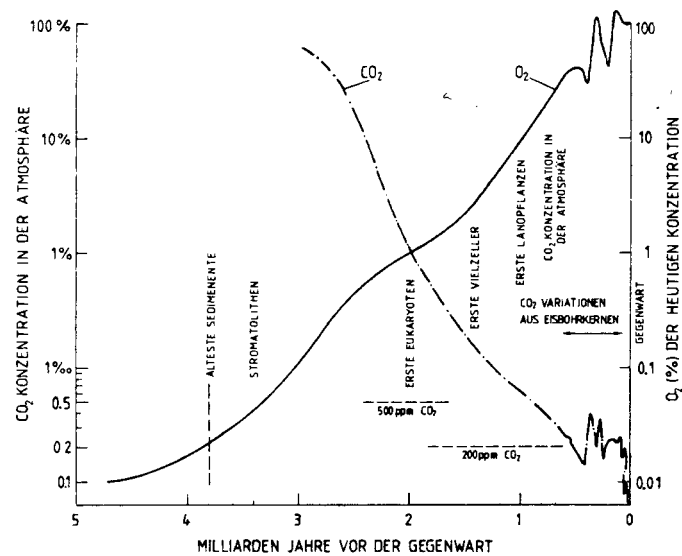


Abbildung 9.19: Zunahme des Sauerstoffgehalts während der Entwicklung der Erde [170]

### 9.4.3 Sauerstoff in der Erdatmosphäre als Sonderfall

Der Sauerstoff ist erst mit der Entwicklung des Lebens in die Atmosphäre gelangt. Erste Hinweise auf Leben finden sich in Stromatolithen, das sind Gesteinsformen, die von Zyanobakterien in flachem, warmen Wasser gebildet werden (oder im allgemeineren Sinne Fossilien, die das Wachstum bestimmter Algenfelder wiedergeben). Sichere Hinweise reichen 3,5 Milliarden Jahre (Pilbara-Schicht, Australien), eventuell sogar 3,8 Milliarden Jahre (Isau, Grönland) zurück, d.h. erste Formen von Leben haben sich relativ schnell nach der Verfestigung der Erdkruste ausgebildet.

Diese Zyanobakterien als die Urform des Lebens auf der Erde sind Prokaryoten, d.h. Einzeller ohne einen Zellkern und ohne strukturierte DNA, sie zeigen auch keine Hinweise auf interne Strukturen (Organellen). In vielen Mikrofossilien finden sich diese Zellen, häufig auch in verschiedenen Stadien der Teilung (vgl. z.B. Abbildung 9.32 in Stanley [290]). Zyanobakterien als erste Lebewesen waren gleichzeitig auch die ersten biologischen Zulieferer von Sauerstoff in die Atmosphäre (der aber anfangs zu einem großen Teil wieder verschwand, s.o.).

Die einzigen heutzutage noch bekannten Prokaryoten sind Bakterien, alle anderen Lebensformen sind Eukaryoten, d.h. ihre Zellen besitzen Kerne, Chromosomen und Organellen. Die ältesten nachgewiesenen Eukaryoten sind ca. 2 Milliarden Jahre alt. Nach weiteren 500 Millionen Jahren tauchten die ersten Vielzeller auf, die die Grundlage für die Entwicklung höherer Lebensformen bilden. Diese konnten genauso wie ihre Vorgänger ausschließlich im Wasser existieren, die feste Erdoberfläche war für Leben noch ungeeignet: Aufgrund des geringen Sauerstoffgehaltes der Atmosphäre (auch wenn diese frühen Lebensformen Sauerstoff produziert haben, so lag doch der Sauerstoffgehalt der Atmosphäre beim Auftreten der ersten Eukaryoten erst bei 1% des heutigen Wertes, beim Auftreten der ersten Vielzeller erst bei 2%, vgl. Abb. 9.19) konnte sich noch keine Ozonschicht ausbilden. Die UV-Strahlung der Sonne hätte daher das Leben auf der Erdoberfläche zerstört. Leben war also anfangs auf eine die UV-Strahlung abschirmende Wasserschicht angewiesen.

Die ersten Pflanzen konnten sich erst vor ungefähr 400 Millionen Jahren aufs Land wagen, nachdem der Sauerstoffgehalt der Atmosphäre auf ca. 4% des heutigen Wertes angestiegen war. Die weitere Entwicklung des Lebens soll uns hier im Detail nicht weiter interessieren. Sie ist, zusammen mit den geologischen Zeitabschnitten, in Abb. 9.20 zusammen gefasst. Der einzige wichtige Punkt in dieser Zusammenfassung ist die Rückwirkung des Lebens auf die Atmosphäre: Photosynthese unter Wasser hatte genug Sauerstoff in die Atmosphäre eingetragen, um pflanzliches Leben auch an Land zuzulassen. Durch die durch diese zusätzlichen Populationen verstärkte Photosynthese hat sich der Sauerstoffgehalt der Atmosphäre dann

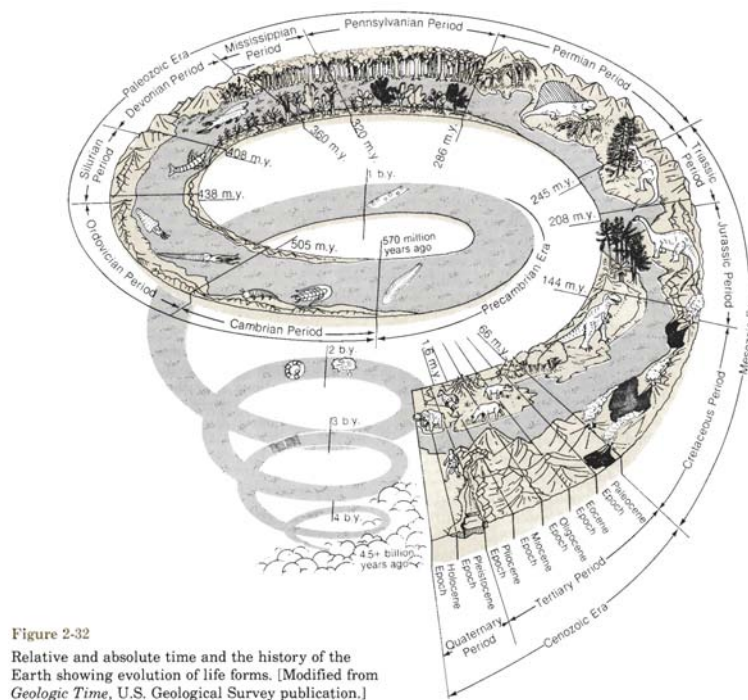


Figure 2-32  
Relative and absolute time and the history of the Earth showing evolution of life forms. [Modified from *Geologic Time*, U.S. Geological Survey publication.]

Abbildung 9.20: Evolution der Lebensformen [236]

auf den heutigen Wert entwickelt.

Für die Entwicklung der uns heute bekannten Erdatmosphäre waren also zwei Faktoren wichtig: (a) der günstige Abstand der Erde zur Sonne, der die Kondensation von Wasserdampf und damit eine Verringerung des Kohlendioxidgehaltes bewirkte (Venus wäre die Alternative) und (b) die Entwicklung von Bakterien, die in der lebensfeindlichen Atmosphäre der Frühzeit Sauerstoff freisetzen konnten. So wie heutiges Leben in der frühen Atmosphäre nicht hätte überleben können, so könnte auch das, was am Anfang der Entwicklung des Lebens stand in der heutigen Atmosphäre nicht überleben. Würde das Leben (pflanzlich und tierisch) von der Erde verschwinden, so würde auch der Sauerstoff langsam aus der Erde verschwinden, d.h. die Atmosphäre erhält das Leben, aber gleichzeitig erhält auch das Leben die Atmosphäre. Atmosphäre und Leben haben sich anscheinend in einem Wechselspiel aneinander angepasst und optimiert.<sup>7</sup>

Werfen wir zum Ende dieses Abschnitts noch einen kurzen Blick auf die erdähnlichen Planeten. Ihre Entwicklung ist in Tabelle 9.4 zusammengefasst. Auf dem Mars, eventuell auch auf der frühen Venus dürfte sich flüssiges Wasser gebildet haben, das zumindest einen Teil des Kohlendioxids auswaschen und in karbonathaltiges Gestein einschließen konnte. Auf allen drei Planeten ist Sauerstoff durch die Photolyse von Wasser in die Atmosphäre gelangt, dieser Sauerstoff hat die meisten reduzierenden Gase der Atmosphäre oxidiert, daher enthalten auch die heutigen Atmosphären von Mars und Venus kaum reduzierende Gase wie Kohlenmonoxid oder Wasserstoff.

Die weitere Entwicklung wurde dann durch die Planetenmassen und ihre Abstände von der Sonne bestimmt: auf Grund seiner geringen Masse konnte der Mars leicht flüchtige Gase nur schwer halten, andererseits sind jedoch die Temperaturen an der Oberfläche so gering, dass viele Gase (auch riesige Mengen Kohlendioxids und Stickstoffs) im Boden eingeschlossen sein dürften. Da der Mars relativ früh abgekühlt sein dürfte, wurde durch Vulkanismus auch kein weiteres, in Gesteinen eingeschlossenes Gas freigesetzt. Daher hat der Mars eine sehr dünne

<sup>7</sup>Sorry, ich sehe das ganze recht technisch als ein simples Regelproblem ohne Bewußtsein. Die Gaya-Hypothese von James Lovelock geht etwas weiter und behauptet, dass sich der blaue Planet durch die Wechselwirkungen zwischen belebter und unbelebter Natur wie ein riesiger Organismus verhält – ob mit oder ohne Bewußtsein wird aus den Auffassungen der entsprechenden Anhänger nie ganz klar. Allerdings ist die Gaya-Hypothese bei Geomanten und Weltverschwörern sehr beliebt, wie ein kurzes googeln zeigt.

	flüchtige Anteile	erste $10^9$ Jahre	folgende $3 \cdot 10^9$ Jahre	heute
Merkur	CO <sub>2</sub> , few mb		alles Flüchtige entweicht	wenig H <sub>2</sub> und He aus Sonnenwind & Planeten
Venus	CO <sub>2</sub> ~ 90 b H <sub>2</sub> O/CO <sub>2</sub> ~ 1 <sup>36</sup> Ar ~ 2 mb	CO <sub>2</sub> ~ 1 b H <sub>2</sub> O/CO <sub>2</sub> ≪ 1	aus dem Ruder gelaufener Treibhauseffekt	CO <sub>2</sub> ~ 90 b H <sub>2</sub> O/CO <sub>2</sub> ≪ 1 (Wasser entwichen)
Erde	CO <sub>2</sub> ~ 60 b H <sub>2</sub> O/CO <sub>2</sub> ~ 10 <sup>36</sup> Ar ~ 0.03 mb	CO <sub>2</sub> ~ 1 b H <sub>2</sub> O/CO <sub>2</sub> ≪ 1 H <sub>2</sub> ~ 1 mb	CO <sub>2</sub> in Gestein Zunahme O <sub>2</sub>	
Mars	CO <sub>2</sub> ~ 2 b <sup>36</sup> Ar ~ 0.0001 mb	CO <sub>2</sub> ~ 1 b H <sub>2</sub> O/CO <sub>2</sub> ≪ 1 N <sub>2</sub> ~ 30 mb	Verlust von CO <sub>2</sub> und N <sub>2</sub> an Weltraum & Planet	CO <sub>2</sub> ~ 7 mb N <sub>2</sub> ~ 0.2 mb

Tabelle 9.4: Entwicklung der Atmosphären der erdähnlichen Planeten [17]

Atmosphäre. Die Venus konnte zwar aufgrund ihrer größeren Masse einen großen Teil ihrer Atmosphäre halten, jedoch war die Verflüssigung von Wasser nicht möglich, mit zwei Folgen: es konnte kein Kohlendioxid aus der Atmosphäre ausgewaschen und in Gesteine und Ozeane eingebunden werden, und der Wasserdampf ist nach und nach durch Photolyse in Wasserstoff und Sauerstoff aufgespalten worden. Der Wasserstoff konnte entweichen, der Sauerstoff hat wahrscheinlich die reduzierenden Gase der Venus und auch Bestandteile der Venusoberfläche oxidiert; das dürfte auf Grund der hohen Temperaturen an der Venusoberfläche relativ einfach gewesen sein, da diese Temperaturen wahrscheinlich selbst das Oberflächengestein geschmolzen haben. Damit hat die Venus eine dicke Kohlendioxidatmosphäre erhalten mit dem runaway-Treibhauseffekt.

## 9.5 Zusammenfassung

Die heutigen Atmosphären der erdähnlichen Planeten unterscheiden sich deutlich, wobei die Erde der einzige der Planeten ist, der die Bedingungen für Leben wie wir es kennen bietet. Da alle Planeten aus einem rotierenden Gasnebeln entstanden sind, waren ihre Ausgangsbedingungen ähnlich: die inneren Planeten waren so dicht an der Sonne, dass die leichten Atmosphärenbestandteile wie Wasserstoff und Helium sich schnell verflüchtigen konnten – die äußeren Planeten dagegen sind immer noch von diesen leichten Gasen dominiert. Für die Atmosphären der inneren Planeten bildeten die durch Vulkanismus eingetragenen Gase, insbesondere Kohlendioxid und Wasserdampf, die Uratmosphären. Eine Merkuratmosphäre konnte sich auf Grund der hohen Sonneneinstrahlung und des starken Sonnenwindes nicht dauerhaft halten. Die Venusatmosphäre ist immer noch eine reine Kohlendioxidatmosphäre, der Wasserdampf ging durch Abspaltung und Entweichen von Wasserstoff verloren. Da kein Kohlendioxid aus der Venusatmosphäre ausgewaschen und in Gesteine und Ozeane eingebunden werden konnte, hat die Venus eine optisch sehr dichte Atmosphäre, was zu einem Treibhauseffekt von weit über 400 K führt, auch als ‘runaway’ Treibhauseffekt bezeichnet. Für die Entwicklung der Erdatmosphäre waren zwei Faktoren entscheidend: (a) die Existenz von Wasser in flüssiger und gasförmiger Phase erlaubte ein Auswaschen des Kohlendioxids in die Ozeane und die Einbindung des Gases in Gesteine. Dadurch ist Kohlendioxid heute nur ein Spurengas und die frühe Atmosphäre war durch Stickstoff dominiert. (b) die Entwicklung der Zyanobakterien in flachen Gewässern brachte Sauerstoff in die Atmosphäre, so dass sich eine dünne Ozonschicht ausbilden konnte, das Leben an das nun vor zu hoher UV-Einstrahlung geschützte Land gehen konnte, und somit die Sauerstoffproduktion weiter angekurbelt wurde bis die Atmosphäre ihre heutige Zusammensetzung erreichte. Der etwas weiter außen liegende

Mars hat eine nur dünne Kohlendioxidatmosphäre, so dass der Treibhauseffekt nur weniger K beträgt.

## Fragen

**Frage 142** Beschreiben Sie kurz die Struktur des Sonnensystems und die Klassifikation der Planeten.

**Frage 143** Vergleichen Sie die erdähnlichen Planeten: welche Unterschiede treten auf, welche Gemeinsamkeiten haben diese.

**Frage 144** Charakterisieren Sie die Atmosphären der erdähnlichen Planeten im Hinblick auf Zusammensetzung, Windsysteme und Temperaturschichtung.

**Frage 145** Welche Rolle spielt der Vulkanismus in den heutigen Atmosphären der erdähnlichen Planeten?

**Frage 146** Der anthropogene Treibhauseffekt wird häufig unter dem Stichwort CO<sub>2</sub>-Problem behandelt. Auf der Erde ist CO<sub>2</sub> nur ein Spurengas. Mars und Venus dagegen haben Atmosphären, die praktisch nur aus CO<sub>2</sub> bestehen. Warum hat die Venus einen viel größeren Treibhauseffekt als der Mars und letzterer einen geringeren als die Erde?

**Frage 147** Wie modifiziert die Existenz bzw. das Fehlen eines planetaren Magnetfeldes die Atmosphäre?

**Frage 148** Bei den Gasriesen kann man nicht von einer Atmosphäre im konventionellen Sinne reden. Allerdings haben einige Monde Atmosphären. Stellen Sie Gemeinsamkeiten und Unterschiede zu Atmosphären der erdähnlichen Planeten heraus.

**Frage 149** Welche wesentlichen Eigenschaften des Sonnensystems müssen in einem Modell zur Beschreibung seiner Entstehung berücksichtigt werden?

**Frage 150** Erläutern Sie die Entwicklung der Erdatmosphäre.

**Frage 151** Welche Unterschiede/Gemeinsamkeiten gab es bei der Entwicklung der Atmosphären der inneren Planeten.

**Frage 152** Skizzieren Sie grob die Zeitskalen, auf denen sich die Atmosphäre und das Leben entwickelt haben.

## Literaturhinweise

Über das Sonnensystem und damit auch die Planeten gibt es viele, auch populärwissenschaftliche Bücher. Als gute Übersichten sind zu empfehlen Beatty et al. [17] sowie Land und Whitney [184]. Auch im Web gibt es eine Vielzahl guter Quellen, z.B. <http://www.nineplanets.org/> (hier liegt der Schwerpunkt auf dem Planeten selbst und nicht so sehr auf dessen Atmosphäre, allerdings sind die Bilder und die Links gut), [http://www.windows.ucar.edu/tour/link=/our\\_solar\\_system/solar\\_system.html&edu=high](http://www.windows.ucar.edu/tour/link=/our_solar_system/solar_system.html&edu=high) (zwar für Kinder aber trotzdem ganz gute Bilder, außerdem auch etwas über die Geschichte des Sonnensystems), <http://www.solarviews.com/eng/homepage.htm> (ebenfalls für die jüngere Generation, enthält aber sehr viele schöne Bilder), <http://www.nasm.si.edu/ceps/etp/etp.htm> (mit einem Schwerpunkt auf der Datengewinnung), <http://www.solarspace.co.uk/index.php> oder <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/> (auch letztere mit den Links zu allen wichtigen und unwichtigen Missionen). Die relevanten Raumfahrtmissionen und die dabei gewonnenen Bilder finden sich (allerdings ohne weitere Erläuterungen) unter <http://pds.jpl.nasa.gov/planets/special/explorers.htm>, die zugehörige Einstiegsseite zu den Planeten ist <http://pds.jpl.nasa.gov/planets/welcome/mars.htm>.



# Kapitel 10

## Klimavariabilität

Im vorangegangenen Kapitel haben wir die Veränderung der Erdatmosphäre im Laufe der Erdgeschichte kennen gelernt. Hierbei handelt es sich um einen langsam ablaufenden systematischen Prozess, der zumindest nach Beendigung der formativen Phase von Erde und Atmosphäre in enger Verknüpfung mit der Entwicklung der Biosphäre erfolgte (vgl. Übersicht in Tabelle 10.1). Davon zu unterscheiden sind die Wechsel im Klima, die unter sonst annähernd konstanten Bedingungen der Atmosphäre erfolgen und sich daher eher als Fluktuationen über einem mittleren Trend beschreiben lassen. Als markanteste Beispiele sind die Wechsel von Eis- und Warmzeiten zu nennen. Variationen können aber auch auf kleineren Zeitskalen von einigen Jahrzehnten erfolgen.

### 10.1 Prolog

Sucht man also danach, ob anthropogene Einflüsse sich im heutigen Klima bereits zeigen, so müssen beobachtete Variationen stets vor dem Hintergrund der natürlichen Klimafluktuationsen betrachtet werden. Natürliche Vorgänge im Klimageschehen und menschliche Eingriffe bilden allerdings derzeit noch ein meist unentwirrbares Knäuel. Schönwiese [274] weist in diesem Zusammenhang auf den schweren Wirbelsturm über Bangladesch (Mai 1991, 140 000 Tote) und dessen Interpretationsmöglichkeiten im Rahmen eines Schwarz-Weiß-Denkens hin: Schwarz würde diesen Wirbelsturm als einen jener Stürme interpretieren, der bereits oberhalb der natürlichen Häufigkeits- und Intensitätsschwelle lag, oder noch drastischer formuliert: ‘Haben wir reichen Bürger der industriellen Welt mit unserem überproportional hohen Ausstoß klimawirksamer Spurengase in die Atmosphäre Hunderttausende armer und unschuldiger Menschen in Bangladesch in den Tod getrieben?’ Weiß dagegen wäre der Ansicht, dass es tropische Wirbelstürme schon immer gegeben hat, und dass wir uns da keine weiteren Gedanken zu machen brauchen.

Wahrscheinlich liegt die Wahrheit irgendwo dazwischen. Dem Menschen muss zumindest eine Mitschuld zugesprochen werden, und sei es nur darin, dass der Mensch durch unverantwortliches oder zumindest unbedachtes Handeln die Folgen natürlicher Widrigkeiten verstärkt. Im Falle von Bangladesch wäre dies unter anderem das Abholzen der Mangrovensümpfe. Diese hatten ursprünglich eine abbremsende Wirkung auf die Wirbelstürme und insbesondere die sie begleitenden Flutwellen. Zusätzlich führt die Abholzung der Wälder in den Quellgebieten der Flüsse (Himalaya) dazu, dass diese bei starken Regenfällen mehr Wasser führen, da nicht genug Wasser in den Böden zurückgehalten werden kann (vgl. Diskussion um die beiden Jahrhunderthochwasser des Rheins Ende 1993 und Anfang 1995<sup>1</sup>). Im Falle von Bangladesch bedeutet das, dass gleichzeitig stromauf- und stromabwärts zuviel

<sup>1</sup>Auch da werden, wie an der Elbe, die Jahrhunderte offensichtlich kürzer – oder wir müssen uns etwas genauer überlegen, wie wir den Begriff des Jahrhundertereignisses verstehen und verwenden wollen.

Name	Approximate Duration (billions of years ago)	Composition (slow transitional phases)	Probable Dominant Features
Primordial atmosphere	4.6–4.0	Water (H <sub>2</sub> O), hydrogen cyanide (HCN), ammonia (NH <sub>3</sub> ), methane (CH <sub>4</sub> ), sulfur, iodine, bromine, chlorine	Character derived from the nebula Lighter gases of hydrogen and helium escaping to space. An unstable, hot surface with no liquid water collecting
Evolutionary atmosphere	4.0–3.3	At 4.0 billion years ago: H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , sulfurous fumes, hydrocarbons, little or no free O <sub>2</sub>	Terrigenous origins (outgassing from Earth) Surface water accumulation Earth thought to have been shrouded in clouds Anaerobic (nonoxygen) environment Chemosynthetic bacteria (at 3.6 billion years ago)
Living atmosphere	3.3–0.6	At 3.0 billion years ago: CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O vapor, N <sub>2</sub> , <1% O <sub>2</sub>	Continued outgassing First photosynthesis in cyanobacteria (at 3.3 billion years ago) Heavy global rains, ocean basins filling Slow evolution of gaseous constituents toward the modern atmosphere; increasing O <sub>2</sub> levels
Modern atmosphere	0.6–present	Today: 78% N <sub>2</sub> , 21% O <sub>2</sub> , 0.9% argon, 0.036% CO <sub>2</sub> , trace gases	Gradual development to the modern atmosphere Abundance of life Moderately fluctuating climate Beginning of anthropogenic atmosphere (human impact)

Tabelle 10.1: Entwicklung der Atmosphäre auf erdgeschichtlicher Skala [55]

Wasser herangeführt wird und der umliegende Boden damit in seiner Aufnahmekapazität vollständig überfordert ist. Hier ließen sich sicherlich viele weitere Beispiele dafür anführen, wie menschliche Aktivität die Fähigkeit der Anthroposphäre überfordert, natürlich auftretende Fluktuationen oder Extrema ohne allzu große Schäden zu verkraften.<sup>2</sup>

Aber unabhängig davon, ob eine Klimaänderung natürlich oder anthropogen ist, die heutige eng bevölkerte und sehr intensiv bewirtschaftete Erde (wieder im Sinne der Anthroposphäre) reagiert empfindlich, wahrscheinlich sogar deutlich empfindlicher als in früheren Zeiten, auf schon recht geringe klimatische Änderungen. Die Vergangenheit gibt uns dazu zwei wichtige Hinweise:

1. Monokulturen und hochgezüchtete Pflanzen reagieren auf Veränderungen ihrer Umgebungsparameter wesentlich empfindlicher als Mischkulturen unter naturnaher Bewirtschaftung. Als Beispiel könnte man die Kartoffelfäule in der Mitte des 19. Jahrhunderts in Irland anführen, die die Bevölkerung von 8 Mio. auf etwas über 4 Mio. reduzierte. Die Ursache waren drei nasse und relativ kühle Sommer, in denen sich ein Kartoffelpilz sehr gut ausbreiten konnte und zur Vernichtung eines großen Teils der Ernte führte. In Mischkulturen hätte sich dieser Pilz wahrscheinlich weniger schnell ausbreiten können:

<sup>2</sup>Ob auch die Fähigkeit der Umwelt zur Verkraftung solcher Ereignisse überfordert wird oder werden kann, erscheint mir dagegen eher fraglich. Zum einen ist die Frage selbst problematisch, da sie eine Vorstellung von Umwelt als einem Wesen/Organismus ähnlich der Gaya-Hypothese impliziert. Zum anderen scheint eine vielfältige Umwelt ein gewisses Faible für das Extreme zu haben. Das einfachste Beispiel ist der Eukalyptus: seine Samenkapseln sind so hart, dass sie nur durch Feuer aufbrechen. Ein Eukalyptuswald kann also nur durch das Ereignis Feuer dauerhaft überleben. Ein verwandtes Problem ist das Feuermanagement in Nationalparks: lässt man brennen oder löscht man? Brand vernichtet wertvolle Vegetation und eventuell auch Tiere. Löschen erhält diese – aber nur auf kurze Sicht. Waldbrände zerstören häufig nicht die großen Bäume sondern im wesentlichen das dichte Untergestrüpp, meist nur aus wenigen sehr dominanten Pflanzen bestehend. Und ist das zerstört, so ist Platz für die Entwicklung und Ausbreitung einer wesentlich größeren Pflanzenvielfalt geschaffen. Gleiches Motiv aber andere Durchführung ist die Renaturierung von Truppenübungsplätzen. Letztere zeichnen sich durch eine faszinierende Artenvielfalt aus, insbesondere seltene Pionierpflanzen wuchsen dort in großer Menge. Daher hat man nach der Aufgabe durch die Bundeswehr diese Truppenübungsplätze unter Naturschutz gestellt, damit nicht Otto-Normalverbraucher den Orchideen den Graus macht. Das hat stattdessen die Natur selbst besorgt: die seltenen Pflanzen wurden schnell von dem allgegenwärtigen Gestrüpp überwuchert und so verdrängt. Ihr Überleben war früher nur möglich gewesen, weil der gelegentlich mal durchfliegende Panzer das ansonsten dominante Gestrüpp klein gehalten hat. Die Entwicklung des menschlichen Gehirns schieben einige Autoren übrigens auch nur auf eine der kleinen Klimaveränderungen zurück, die eine spezielle Anpassung erforderten [57, 48, 49].

Tabelle 10.2: Klimaperioden in geschichtlicher Zeit [260]

Bis ca. 2500 v. Chr.	Warmzeit (sog. „Hauptklimaoptimum“, „Altithermum“); ca. 1,5° bis 2° wärmer als heute, niederschlagsreich, Meeresspiegel durch Abschmelzen von Festlandeis 1 bis 2 Meter höher als heute. Hochkulturen in Ägypten und Mesopotamien (ab 3000 v. Chr. Blütezeit der sumerischen Kultur; 2900 l. Pharaonendynastie und ab 2635 „Altes Reich“ in Ägypten). Ab 2500 v. Chr. Abkühlung, wahrscheinlich auch trockener.
2200 bis 2000 v. Chr.	Ausgeprägt kalte Epoche, mit politischen Wirren durch Einwanderungen von Norden in den Mittelmeerraum.
1850 bis 1200 v. Chr.	Sehr warme, aber wenig beständige Klimaepoche (sog. „Subboreal“); Blütezeit Ägyptens (z. B. Ramses II., 1289–1223).
1200 bis 450 v. Chr.	Sehr kalte, niederschlagsreiche Zeit mit Temperaturen, die 1° bis 2° unter den heutigen lagen. Vorstoß indogermanischer Völker nach Süden (z. B. „Dorische Einwanderung“ nach Griechenland um etwa 1150).
200 v. bis 350 n. Chr.	Sehr warme, meist niederschlagsreiche, erst gegen Ende trockener werdende Periode; etwa 1° wärmer als heute. Weinbau bis zur Nord- und Ostsee, Alpenpässe z. T. im Winter passierbar; Blütezeit des Römischen Reiches („Klimaoptimum der Römerzeit“).
400 bis 700 n. Chr.	Kalte, regnerische Epoche mit zahlreichen Gletschervorstößen. Zeit der germanischen Völkerwanderungen nach Süden in den Mittelmeerraum.
900 bis 1250 n. Chr.	„Mittelalterliche Warmzeit“, ca. 1° bis 1,5° wärmer als heute, Meeresspiegel ca. 80 cm höher als heute. Vermutliche sehr ausgeglichene Witterung mit wenig Stürmen (Besiedlung von Island und Grönland durch die Wikinger mit offenen Schiffen, Vorstoß bis Amerika); Weinbau in Südengland.
ab 1250 n. Chr.	Abrupte „Klimawende“ mit Abkühlung, heftigen Stürmen und starken Regenfällen.
1300 bis 1850 n. Chr.	Kühle, meist niederschlagsreiche Zeit mit heftigen Stürmen und starken Schwankungen der Witterung. Die grönländische Siedlung der Wikinger kann nicht mehr versorgt werden und stirbt 1350 aus. Zwischen 1550 und 1700 vermutlich kälteste Epoche seit der Jüngeren Dryas, sog. „Kleine Eiszeit“ mit um 1,5° bis 2° tieferen Temperaturen und bis zu 2 m niedrigerem Meeresspiegel als heute; Gletscher ca. 200 Höhenmeter weiter in die Täler vorstoßend; tiefwinterliche Gemälde aus heute recht milden Regionen wie z. B. den Niederlanden.
ab 1850 n. Chr.	Relativ warme, klimagünstige Zeit.

die Übertragung von Acker zu Acker ist dann schwieriger, da auch Felder mit anderen Feldfrüchten dazwischen liegen, die den Pilz nicht bewirten und damit seine weitere Ausbreitung auch nicht unterstützen können. Außerdem hätten selbst bei Verlust der kompletten Kartoffelernte zumindest andere Grundnahrungsmittel zum Ausweichen zur Verfügung gestanden.

2. In früheren Zeiten hat ein sich veränderndes Klima häufig zu Wanderbewegungen geführt (vgl. auch Tabelle 10.2 und Kap. 11). So gilt der Abkühlungstrend im mittelalterlichen Minimum zumindest als eine Mitursache für die germanische Völkerwanderung. Die Wikinger konnten um die Jahrtausendwende während einer wärmeren Periode nach Grönland und Amerika reisen, mussten aber mit der zunehmenden Abkühlung am Beginn der Kleinen Eiszeit diese Siedlungen aufgeben bzw. sind dort ausgestorben aufgrund einer mangelnden Fähigkeit oder Bereitschaft zur Anpassung an die veränderten Umstände. Die Holländer kamen auf Grund der vielen starken Sturmfluten während der Klimawende im 13. Jahrhundert (z.B. 1218 Entstehung des Jadebusens, 1287 Entstehung der Zuyder-See, 1362 Abtrennung der friesischen Inseln vom Festland) nach Norddeutschland. In einer späteren Phase der Kleinen Eiszeit, einem der lokalen Minima zeitgleich mit dem Maunder-Minimum, führten die verschlechterten klimatischen Bedingungen zu einer ersten Auswanderungswelle nach Amerika. Die Halbierung der Bevölkerung Irlands im vergangenen Jahrhundert ist teilweise durch Auswanderung, teilweise allerdings auch durch Verhungern erfolgt. Ob und inwieweit eine Kompensation der veränderten Umweltbedingungen durch Wanderung heute überhaupt noch möglich wäre, erscheint fraglich: gerade die Industrienationen wären einem Zuzug von Hungerflüchtlingen sicherlich nicht

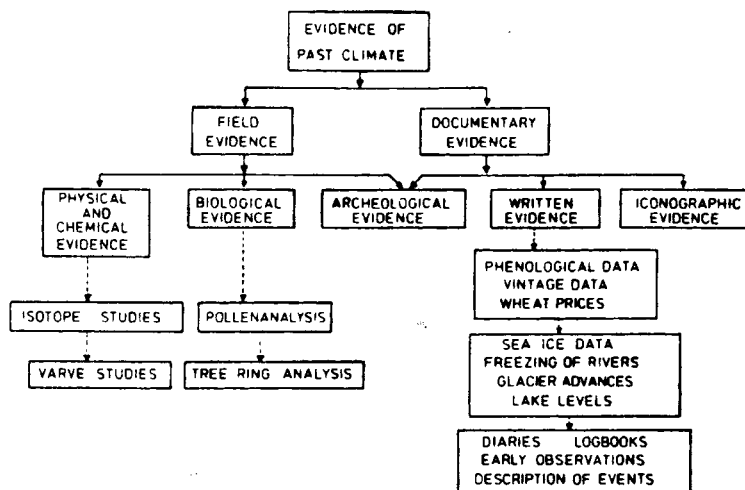


Tabelle 10.3: Methoden der Klimarekonstruktion [280]

sehr zugetan. Andere Länder dagegen würden vielleicht zwar die Flüchtlinge aufnehmen, sind aber andererseits selber kaum in der Lage, ihre eigene Bevölkerung zu ernähren. So zeigt sich, dass heute schon einige der ärmsten Länder (Bangladesh, Pakistan, etliche afrikanische Staaten) gleichzeitig eine riesige Zahl von Flüchtlingen (sowohl absolut als auch gemessen an der ursprünglichen Bevölkerung dieser Länder) beherbergen. Zur Zeit handelt es sich dabei zwar mehr um (Bürger)Kriegsflüchtlinge als um Hungerflüchtlinge (vgl. Statistiken in Nentwig [222]), aber die Tendenz dürfte eindeutig und unabhängig von der Fluchtursache sein.

Man sollte in diesem Zusammenhang auch die einfache Frage des Welthandels mit Agrarprodukten bedenken, wodurch lokale Veränderungen, die gerade ausreichend stark sind, um ein Standardanbauprodukt der Region empfindlich zu beeinträchtigen, auch weiträumige Folgen nach sich ziehen können.

Um Klimaveränderungen bzw. den Bereich von Klimaschwankungen vorstellbar zu machen, wollen wir erst kurz die Untersuchungsmethoden beschreiben und dann stufenweise in die Geschichte zurückgehen.

## 10.2 Messmethoden

Für die vergangenen größenordnungsmäßig 100 Jahre liegen Messreihen meteorologischer Parameter wie Temperatur, Luftdruck, Niederschlag, Windrichtung und -geschwindigkeit von einer Vielzahl über die Erde verteilter Stationen vor, so dass Klimaänderungen recht genau beschrieben werden können. Dennoch muss nochmals darauf hingewiesen werden, dass z.B. ein Temperaturtrend wie die Fieberkurve in Abb. 1.6 dadurch verfälscht sein kann, dass die Messstationen sich ursprünglich in eher ländlichen Gebieten befanden, dann aber durch das Wachstum der Städte immer stärker in deren Einflussbereich gerieten (vgl. auch Abb. 5.86). Dieser Wärmeinseleffekt der Städte (vgl. z.B. die Diskussion in Schönwiese [274], Abschn. 5.5.9, oder Weigmann [321]) ist aus den in den oben erwähnten Abbildungen gezeigten Daten bereits heraus korrigiert, da sich sonst eine Erwärmung um einige Grad ergeben würde. Allerdings muss man sich auch darüber im Klaren sein, dass diese Korrektur nicht unbedingt die wahren Werte liefert, sondern auf Annahmen beruht. Hess [124] weist auf weitere Fehlermöglichkeiten, z.B. durch Veränderungen in der Zahl der Messstationen und der Art und Genauigkeit der Messungen bzw. Messinstrumente hin, vgl. auch Abb. 5.87.

Über einen Zeitraum von weiteren 200 Jahren gibt es Temperaturmessreihen einzelner Regionen, so z.B. seit 1659 für Zentralengland, seit 1735 für die Niederlande. Diese Temperaturaufzeichnungen lassen sich in der Regel durch den Vergleich mit sporadischen oder laienhaften Aufzeichnungen (z.B. aus Tagebüchern, vgl. Tabelle 10.3) um weitere 100 Jahre

in die Vergangenheit zurückverfolgen, so dass wir für den Zeitraum bis einschließlich einer sehr kalten Phase der Kleinen Eiszeit im 17. Jahrhundert relativ gute Informationen über die bodennahe Lufttemperatur auf der Nordhalbkugel haben. Für die Südhalbkugel sind diese Informationen dagegen wesentlich dürftiger: zum einen ist die Landbedeckung auf der Südhalbkugel wesentlich geringer, so dass die Zahl und Verteilung möglicher Messstationen eingeschränkt ist. Die relative geringe Besiedlungsdichte verhindert es zusätzlich noch, zumindest die durch die Geographie zu Verfügung gestellte geringe Zahl der Messpunkte auszunutzen.<sup>3</sup>

Zusätzlich zu den direkten Temperaturmessungen werden für diese Periode für Klimarekonstruktionen Informationen über Ernten, Preise, die Qualität von Wein, die Ausdehnung von Gletschern u.v.a.m. verwendet. Damit lassen sich zwar keine absoluten Temperaturen angeben, aber es lassen sich zumindest die Richtungen der Temperaturänderungen abschätzen. Weitere indirekte Klimainformationen, die mehr oder weniger kontinuierlich vorliegen, sind z.B. die Registrationsen des Nil-Wasserstandes seit 620 n. Cr., die Aufzeichnungen des Beginns der Kirschblüte in Japan seit 812 n. Chr., oder das Zufrieren des Bodensees seit 875.

Für weiter zurückreichende Zeiträume muss man sich jedoch anderer Methoden bedienen, die in den Tabellen 10.3 und 10.4 zusammengefasst sind. Das bekannteste Beispiel ist die Dendrochronologie, d.h. die Verwendung von Jahresringen von Bäumen zur (a) Datierung und (b) zur klimatologischen Einordnung entsprechend der Breite dieser Jahresringe. Die Jahresringe bilden ein für eine Region und einen Zeitraum typisches Muster breiter und schmaler Ringe. Es ist möglich, z.B. aus einem heute gefällten Baum das typische Ringmuster für die Lebensspanne des Baumes zu bestimmen. Durch zeitliche Überlappung (d.h. Gleichheit der Muster) lassen sich dann auch Hölzer aus älteren Gebäuden oder von Baumstämmen, die von Gletschern überrollt wurden, datieren. Auf diese Weise kann man sich bezüglich der Datierung um ca. 10 000 Jahre von Baumstamm zu Baumstamm zurückhangeln. Die Genauigkeit der Methode beträgt 1 Jahr, d.h. eine Datierung in dem Sinne 'Dieser Baum wurde im Jahre 1611 vom vorstoßenden Aletschgletscher überrollt' ist relativ einfach und genau möglich.

Die Verwendung der Ringbreite zur Rekonstruktion des Klimas dagegen ist nicht so einfach und auch nicht so eindeutig: der Jahreszuwachs eines Baumes hängt in komplexer Weise vom Verhalten vieler Klimaelemente während der Vegetationsperiode ab: die Bodenbeschaffenheit, Schädlingsbefall, Aufholerscheinungen (z.B. reduziertes Wachstum in einem kühlen Frühjahr kann durch günstigere Temperaturbedingungen im Frühsommer kompensiert werden) oder extreme Kurzzeitereignisse (z.B. Spätfrost im Frühjahr kann das Wachstum so nachhaltig vermindern, dass selbst günstigste Klimabedingungen während des gesamten restlichen Jahres zu keinem deutlichen Wachstum mehr führen können) können die Interpretation erschweren oder verfälschen.<sup>4</sup>

Jahreszeitliche Veränderungen ähnlich denen in Baumringen treten auch in den Schichten der Bändertone auf: Gletscherabflüsse können zu typischen Sedimentationen führen, wenn sie im Herbst und Winter relativ tonreiche dunkle Schichten und bei starker Wasserführung im Frühling und Sommer hellere sandreiche Schichten ablagern. Die so entstehende Doppelschicht eines Jahres wird als Warve bezeichnet. Aus der Stärke der sandreichen Schicht lässt sich auf die Schmelzwasserführung und damit indirekt auf die Temperatur schließen. Derartige Bändertone haben sich jedoch nur in bestimmten Ablagerungsbecken und vorwiegend

<sup>3</sup>Bei der Bestimmung einer globalen Mitteltemperatur besteht nicht nur eine Nord-Süd-Asymmetrie auf Grund der unterschiedlichen Verteilung der Landmassen. Auch auf der Nordhalbkugel sind die Messreihen sehr unterschiedlich. So wurde der Westen der USA erst im 19. Jahrhundert besiedelt, so dass es von dort auch keine überlieferten Aufzeichnungen gibt (Das Wissen der Indianer wurde ignoriert; so lachte man über deren Bezeichnung des Mt. St. Helens als rauchender Berg – bis dieser dann 1980 seine Spitze mit einer größeren Rauch- und Aschewolke davon schleuderte). Auch für weite Teile Sibiriens und Zentralasiens liegen keine weit zurück reichenden Aufzeichnungen vor. Das dichtere Messnetz auf der Nordhalbkugel war im wesentlichen auch Europa beschränkt, bildete also nur einen kleinen Teil dieser Hemisphäre ab.

<sup>4</sup>Das ist die Umkehrung des Problems, was eine Erwärmung um z.B. 1 K für die Umwelt/landwirtschaft bedeutet. Eigentlich ist die Ringbreite viel Aussage kräftiger als ein daraus rekonstruiertes Temperaturproxy: die Ringbreite sagt uns, ob es ein gutes oder schlechtes Jahr für das Wachstum einer bestimmten Pflanzenart war und damit auch, ob es ein gutes oder schlechtes Jahr für den Anbau bestimmter (Feld-)Früchte war. Der Physiker macht es sich an dieser Stelle schwer, in dem er die Konversion zur objektiver messbaren Größe Temperatur vornimmt – und in anderem Zusammenhang diese Konversion wieder umzukehren versucht.

Informationsquelle	Quantitativ erfassbare Größe	Potenzieller geographischer Erfassungsbereich	Kontinuität	Maximal zurückreichend bis ... Jahre	Minimales Datenintervall (Jahre)	Mittlere Genauigkeit	Abschätzbare Klimaelemente
Geschichtete Eisablagerungen („Eisbohrkerne“)	Verhältnis der Sauerstoffisotope mit den Massenzahlen 18 und 16 im Eis	Grönland, Antarktis	ja	~ 10 000 (im Regelfall) > 100 000 (in Gebieten besonders mächtiger Inlandsvereisung)	1 variabel	± (1 – 100) Jahre variabel	Temperatur, Akkumulation Temperatur
Baumringe	Breite, Dichte und Isotopenverhältnisse der Jahresringe	Kontinente der mittleren (und hohen) geographischen Breiten	ja	~ 8 000	1	± 1 Jahr	Komplex aus Temperatur, Bodenfeuchte u. a.
Bändertone	vertikale Mächtigkeit der jahreszeitlichen sedimentierten Ablagerungen (Warven)	Kontinente der mittleren (und hohen) geographischen Breiten, jedoch nur in besonderen Zuflüßbeken von Gletscherabflüssen	ja, aber nur in bestimmten Zeitintervallen	~ 1 000	1	± 1 Jahr	Sommertemperatur
Binnensee-Sedimente	Dicke und Art der Sedimente	Kontinente der mittleren geographischen Breiten	wie oben	~ 5 000	1	± 5%	Temperatur, Niederschlag
Ozean- und Land-Sedimente („Tiefseebohrkerne“ und „Landbohrkerne“)	Verhältnis der Sauerstoffisotope mit den Massenzahlen 18 und 16 in fossilem Plankton, organischen Kalkablagerungen und bestimmten Mineralien	Weltmeere, jedoch nur in geeigneten Gebieten, geeignete Landgebiete	ja	~ 200 000 (im Regelfall) > 10 000 (in besonders günstigen Fällen, Eisrandzonen) > 1 000 000 (bei „tiefen“ Kernen ausreichender Auflösung) > 60 000 000 (in besonders günstigen Fällen, jedoch sehr ungenau)	> 100 ~ 20	± 5% ± 5%	Temperatur, u. U. Ausdehnung des See-Eises, u. U. Volumen des Landeises
Pflanzenpollen	Konzentration der Pollenarten in Land- und Meeresedimenten	Mittlere geographische Breiten	ja	~ 12 000 (im Regelfall) ~ 200 000 (in besonders günstigen Fällen)	1 – 10 variabel	± (5 – 10)% ± 5%	Temperatur, Niederschlag, Bodenfeuchte
Sedimentierte („alte“) Boden	Bodenart	Niedere und mittlere geographische Breiten	gelegentlich	~ 1 000 000 ~ 5 000 000 (in besonderen Fällen)	~ 200	± 5%	Temperatur, Niederschlag, Abfluß

Informationsquelle	Quantitativ erfassbare Größe	Potenzieller geographischer Erfassungsbereich	Kontinuität	Maximal zurückreichend bis Jahre	Minimales Datenintervall (Jahre)	Mittlere Genauigkeit	Abschätzbare Klimaelemente
Besondere morphologische Phänomene <sup>a</sup>	Maximalposition von Gletschern, Dauerfrostböden u. a.	Kontinente	nein	> 1 000 000 000	—	—	Ausdehnung des Eisreals bzw. des Dauerfrostbodens u. a.
Binnenseen ohne Zu- und Abfluß	Merkmale der Ausdehnung, Seespiegelhöhe	Ande Zonen mittlerer geographischer Breiten	gelegentlich	~ 30 000	1 – 100	± 5%	Verdunstung (Temperatur), Niederschlag
Küstenlinien der Ozeane	Küstenmerkmale, Wachstum der Riffe, Meeresspiegelhöhe	Eustatisch stabile Küsten und Inseln <sup>b</sup>	gelegentlich	~ 400 000	—	± 5%	Volumen des Landeises
Besondere mineralogisch-petrographische Phänomene	Vorkommen von Mineralien und sonstigen Lagerstätten, Verwitterungsprodukte	Ganze Erde	nein	> 1 000 000 000	—	—	Anzeichen für warmes/kaltes sowie feuchtes/trockenes Klima

<sup>a</sup> z. T. auch für Abschätzungen der Schneegrenze benützt (ca. 10 000 Jahre zurückreichend, gelegentlich kontinuierlich, aber sehr ungenau).  
<sup>b</sup> d. h. ohne Hebung bzw. Senkung der Landgebiete.

~ ungefähr gleich,  
> größer

Tabelle 10.4: Methoden der paläoklimatischen Datenerfassung [273]

während sehr kalter Abschnitte der Klimageschichte gebildet, sie können Zeiträume von einigen Tausend Jahren umfassen, liegen jedoch selten kontinuierlich bis zur heutigen Zeit vor.

Die genaueste und sich auch über sehr lange Zeiträume erstreckende Methode ist die Analyse der Isotopenverhältnisse von <sup>18</sup>O/<sup>16</sup>O in Eisbohrkernen und Sedimentschichten (vgl. z.B. Delmas [69]). Die Methode wurde von ihrem Entdecker H. Urey bewertet: 'I suddenly found myself with a geological thermometer in my hand.' Die Methode ist, zumindest für die letzten 1000 Jahre, so genau, dass sich selbst Jahresgänge (d.h. der Unterschied Sommer-Winter) erkennen lässt. Der Sauerstoff wird zu einem über die Niederschläge (insbesondere über Schneefälle, die die polaren Eisschichten erzeugt haben), zum anderen über Lebewesen (Kleinstorganismen, kalkhaltige Meerestiere) in die Eis- bzw. Sedimentschichten gebracht.<sup>5</sup>

<sup>5</sup>Das Isotopenverhältnis lässt sich zur Temperaturmessung verwenden in einer Umgebung mit großen Wasserkörpern. <sup>18</sup>O und <sup>16</sup>O werden gleichberechtigt in Wassermoleküle eingebaut. Beim Verdunsten von Wasser gehen zuerst die leichteren Moleküle mit <sup>16</sup>O in die gasförmige Phase über, die schwerern mit dem <sup>18</sup>O dagegen haben bei höheren Temperaturen eine größere Wahrscheinlichkeit für diesen Übergang, daher ist das Verhältnis der beiden Isotope ein Mass für die Temperatur. Man muss das Verhältnis dann nur noch archivieren, z.B. in einem Eisschild oder in kalkhaltigen Meerestieren. Dabei muss man beachten, dass die Konversion des Verhältnisses in eine Temperatur in beiden Archiven unterschiedlich ist: wenn es warm ist, so

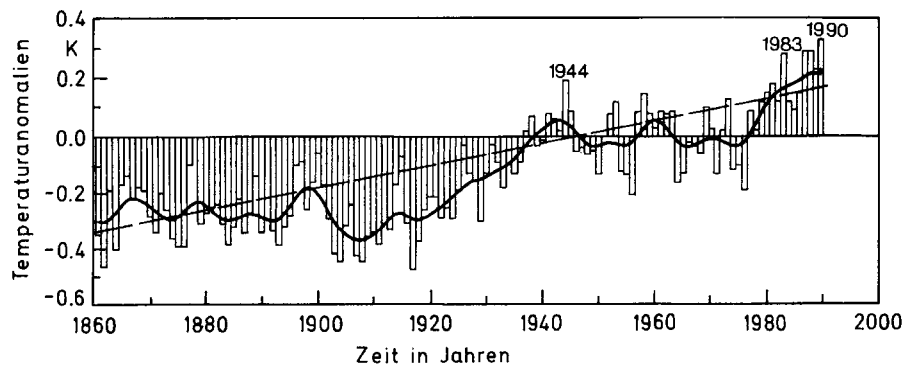


Abbildung 10.1: Anomalie der Weltmitteltemperatur mit gleitenden Mitteln über 10 Jahre [274]; zum Vergleich siehe auch Abb. 1.6

Eisbohrkerne sind auch deshalb interessant, weil sie Lufteinschlüsse enthalten, die uns Informationen über die Zusammensetzung der Erdatmosphäre in früheren Zeiten geben, z.B. im Bezug auf den Gehalt an Spurengasen wie Methan und Kohlendioxid (vgl. Abb. 1.8). Über den Säuregehalt der einzelnen Eisschichten lassen sich auch indirekte Informationen über den Eintrag von Aerosolen in die Atmosphäre und damit über den Vulkanismus gewinnen. Die Schichtdicken der Eisbohrkerne lassen ferner in einem geringen Maße auch Rückschlüsse auf die Niederschlagsrate zu (das gilt nur für die obersten 1000 Schichten, die darunter liegenden Schichten sind zu stark komprimiert und durch Gletscherabflüsse verändert). Insgesamt kann man also aus Eisbohrkernen einen Großteil der zur Beschreibung des Klimas erforderlichen Parameter entnehmen, allerdings natürlich nur lokal. Diese Parameter sind Temperatur, Niederschlagsrate, Feuchtigkeit an der Oberfläche und Stärke des Windes über der Oberfläche. Als Vergleichsparameter stehen die Zusammensetzung der Atmosphäre zur Verfügung, über die kosmogenen Nuklide auch ein Maß für die solare Aktivität, und über den Gehalt an Aerosolen und den pH-Wert sogar Hinweise auf vulkanische Aktivität (Vostok Project Members, 1995). Informationen über Eisbohrkerne und die daraus zu gewinnenden Daten finden Sie auch unter <http://nicl.usgs.gov/>, <http://www-bprc.mps.ohio-state.edu/Icecore/> oder <http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/paleo.html>, eine Liste mit interessanten Links auf Nature-Artikel mit wissenschaftlichen Resultaten aus der Analyse von Eisbohrkernen findet sich unter <http://www.nature.com/nature/focus/icecores/index.html>.

Rückschlüsse auf die solare Aktivität lassen sich durch die Analyse des  $^{14}\text{C}$ -Gehaltes und des  $^{10}\text{Be}$ -Gehaltes gewinnen. Starke solare Aktivität entspricht dabei einem geringen  $^{14}\text{C}$ -Gehalt, schwache solare Aktivität einem starkem  $^{14}\text{C}$ -Gehalt (vgl. Kap. 11). Das Isotopenverhältnis  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$  lässt sich aus Baumringen und aus Lufteinschlüssen in Eisbohrkernen bestimmen.  $^{10}\text{Be}$  wird ebenfalls in Eisbohrkernen gespeichert und nachgewiesen. Allerdings hat  $^{10}\text{Be}$  gegenüber dem  $^{14}\text{C}$  den Vorteil, dass es sehr schnell aus der Atmosphäre ausgewaschen wird, d.h. die einmal in die Troposphäre gelangte Menge an  $^{10}\text{Be}$  wird innerhalb eines Jahres nahezu vollständig ausgewaschen.  $^{14}\text{C}$  dagegen hat eine ziemlich lange Lebensdauer, seine Entfernung aus der Atmosphäre erfolgt durch Pflanzenatmung nur relativ langsam.

Die Analyse von Bändertonen und Bohrkernen lässt sich häufig mit Pollenanalysen kombinieren. Dabei wird sowohl ein Pollenspektrum, d.h. der relative Anteil von Pollen verschiedener Pflanzenarten, als auch der Gesamtpollengehalt bestimmt. Die Kombination beider Untersuchungen ist z.B. im Zusammenhang mit Zeiten des Artensterbens von Bedeutung (z.B. Kreide-Tertiär-Wende). Das Pollenspektrum erlaubt durch Vergleiche mit den Pollenspektren bekannter Klimabedingungen Rückschlüsse auf Temperatur und Niederschlag, da die relativen Anteile verschiedener Pflanzenspezies und deren Produktivität von diesen Pa-

ist  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  in der Atmosphäre groß und damit auch im ausfallenden Schnee. Im Wasser dagegen ist dieses Verhältnis dann klein – und entsprechend ist es auch in den Archiven klein, in die es aus der flüssigen Phase überführt wird.

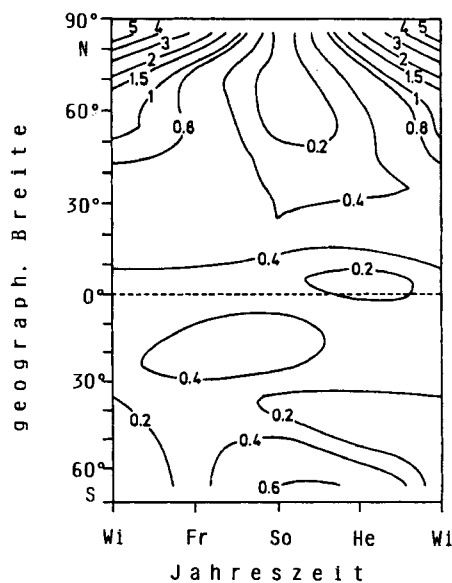


Abbildung 10.2: Trend der bodennahen Lufttemperatur zwischen 1890 und 1985 in Abhängigkeit von der geographischen Breite und der Jahreszeit [274]

rametern gesteuert werden.

### 10.3 Klima der vergangenen 100 Jahre

Wesentliches Merkmal im Klimatrend der vergangenen 100 Jahre ist eine Zunahme der bodennahen Lufttemperatur um 0,5 K, wie z.B. in Abb. 1.6 gezeigt. Abbildung 10.1 zeigt nochmals die Jahresmittelwerte der Temperaturanomalie bestimmt aus der bodennahen Lufttemperatur sowie der Meeresoberflächentemperatur. Die gestrichelte Linie markiert den Trend, der dem Temperaturanstieg von 0,5 K über den gesamten Zeitraum entspricht, der Endwert der geglätteten Kurve (gleitende Mittel über 10 Jahre) entspricht 15,5 K. Grundsätzlich zeigen sich in dieser Abbildung die auch auf anderen Zeitskalen immer wieder auftretenden Variationscharakteristika (vgl. auch Gilliland-Hypothese):

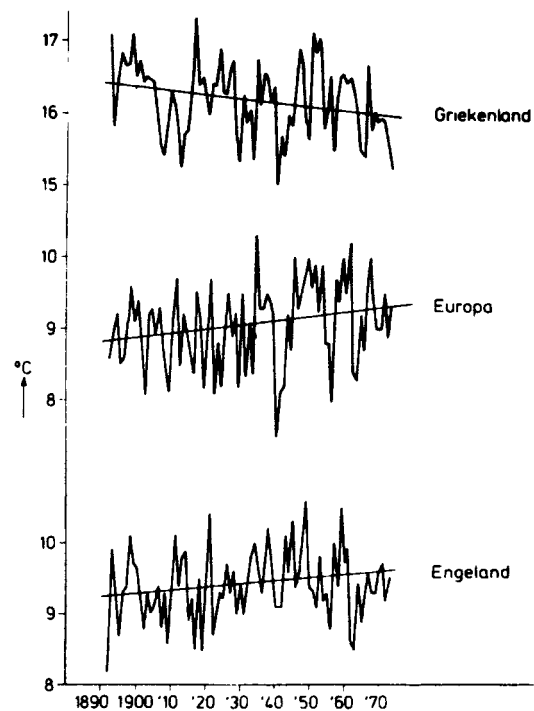
1. relativ ausgeprägte Jahr-zu-Jahr-Variationen,
2. geringer ausgeprägte, jedoch erkennbare Fluktuationen in zeitlichen Größenordnungen von Jahren oder Jahrzehnten, und
3. längerfristige Trends, die sich jedoch unter Verwendung weiter zurück liegender indirekter Informationen oft als Teile noch längerfristiger Fluktuationen erkennen lassen.<sup>6</sup>

Wichtiger als dieser Trend im Globalwert für die Boden nahe Lufttemperatur sind deren regionale Änderungen. Abbildung 10.2 zeigt dazu den Trend der Boden nahen Lufttemperatur in Abhängigkeit von der Jahreszeit und von der geographischen Breite. Die zeitliche und räumliche Verteilung dieses Temperaturtrends folgt einem Muster, wie wir es auch bei den Vorhersagen über Änderungen der Boden nahen Lufttemperatur in Abb. 5.64 kennen gelernt

<sup>6</sup>Ganz brutal können Sie sich diese fraktale Natur der Fluktuationen wie folgt veranschaulichen: Sie stehen eines Morgens im Mai auf und beginnen, alle 10 Minuten das Thermometer abzulesen. Nach einiger Zeit stellen Sie einen Trend in der Temperatur fest: diese steigt. Wenn Sie etliche Stunden gemessen haben, werden Sie feststellen, dass sich dieser Trend umkehrt. Weitere Beobachtungen (jetzt vielleicht lieber mit Hilfe eines Temperaturschreibers) deuten auf eine zyklische Veränderung der Temperatur mit einer Periode von ca. 24 h hin. Nach etlichen Tagen stellen Sie jedoch fest, dass diese zyklischen Veränderungen einen Trend zu zunehmenden Temperaturen aufweisen. Beobachtungen über einige Monate zeigen, dass sich dieser Trend wieder umkehrt und nach etlichen weiteren Monaten erkennen Sie eine zyklische Variation mit einer Periode von ca. 12 Monaten. Sie beobachten weiter und erkennen, dass diesen zyklischen Veränderungen ein Trend zu zunehmenden Temperaturen überlagert ist. Da Sie gelernt haben, dass die 24 h Variationen als Tages- und die 12 Monate Variationen als Jahrgang interpretiert werden können, könnten Sie hier einen längeren Zyklus vermuten (z.B. verbunden mit der thermohalinen Zirkulation auf Zeitskalen von Jahrhunderten) oder in Ermanglung einer Idee bezüglich eines Zyklus erklären Sie diesen Anstieg als anthropogen bedingt.



Abbildung 10.3: Trend der jährlichen Mitteltemperatur für England, Europa und Griechenland [88]



haben: die Temperaturzunahme fällt in niedrigen Breiten am schwächsten aus (in den Tropen betrug sie 0.2 K), ist in hohen Breiten aber deutlich stärker. Damit verringert sich der Temperaturgradient Äquator-Pol, der die großräumige Zirkulation antreibt. In hohen Breiten zeigt sich eine Abhängigkeit von der Jahreszeit mit einer stärkeren Temperaturzunahme im Winter als im Sommer der jeweiligen Hemisphäre. Allerdings zeigt sich im Absolutbetrag der Temperaturänderung ein deutlicher Unterschied zwischen Nord- und Südhemisphäre: im antarktischen Winter liegt die Temperaturzunahme nur bei 0.6 K, im arktischen Winter dagegen beträgt sie 5 K, also das zehnfache der globalen Temperaturzunahme. Zwar haben die Klimamodelle das gleiche Muster vorhergesagt, jedoch sollte da der Unterschied zwischen Arktis und Antarktis nicht so drastisch ausfallen.

Eine Erklärungsmöglichkeit der Nord-Süd-Asymmetrie besteht in der räumlichen Variation der  $\text{CO}_2$ -Konzentration (vgl. Abb. 5.43) mit einer deutlich höheren Konzentration im Nordwinter als im Südwinter und einer wesentlich stärkeren jahreszeitlichen Abhängigkeit auf der Nordhalbkugel. Allerdings würde diese Interpretation bereits implizieren, dass die beobachteten Veränderungen alleine durch die Zunahme der  $\text{CO}_2$ -Konzentration zu verstehen sind. Wie in Abschn. 5.7.4 diskutiert und bei Cubasch et al. [64] genauer ausgeführt, ist diese Annahme jedoch mit unseren heutigen Erkenntnissen noch nicht zu halten. Man muss dabei bedenken, dass Cubasch et al. die Veränderung der Temperatur mit einer 95prozentigen Wahrscheinlichkeit nicht mehr als natürliche Klimavariabilität betrachten, sondern auf andere Einflüsse zurückführen. Diese müssen aber nicht notwendigerweise anthropogen sein, es kann sich z.B. auch um solare (vgl. Kap. 11) oder vulkanische (vgl. Abb. 5.54) Einflüsse handeln. Das in Abb. 10.2 gezeigt räumliche und zeitliche Muster kann daher auch ein allgemeines Muster sein, das bei jeder Form der Klimaänderung zumindest im groben Rahmen reproduziert wird und somit wenig Möglichkeiten bietet, zwischen anthropogenen und natürlichen Einflüssen zu unterscheiden. Zumindest der Wechsel von Eis- und Warmzeiten scheint mit einem ähnlichen Muster in der geographischen Verteilung der Temperaturänderung verbunden zu sein.

Abbildung 10.2 zeigt für Europa nur geringe Trends, im europäischen Sommer geht der Trend eher in Richtung auf eine Abkühlung als auf eine Erwärmung (Schönwiese [274]). Ein genereller Erwärmungstrend kann daher anscheinend auch lokal zu einem Abkühlungstrend

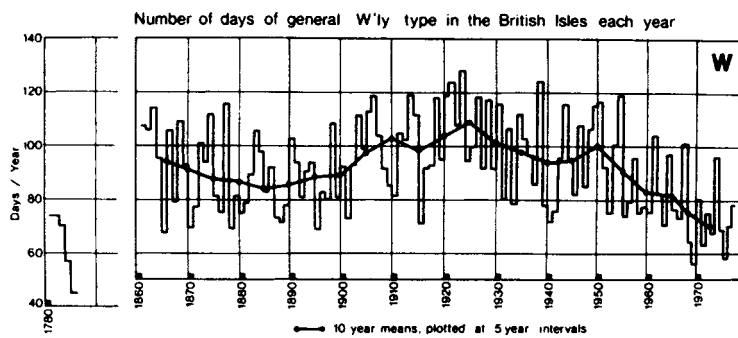


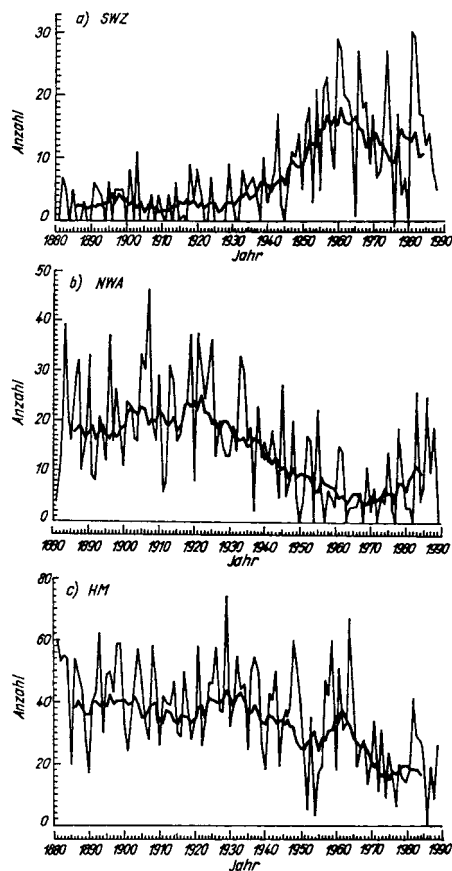
Abbildung 10.4: Zahl der Tage pro Jahr mit vorherrschenden westlichen Winden über den britischen Inseln [88]

führen, vgl. auch Abbildung 10.3,

Flohn und Fantechi [88] und Flohn [89] diskutieren im Zusammenhang mit lokalen Klimaänderungen auch die Bedeutung von Veränderungen der Dauer der Vegetationsperiode oder der frostfreien Periode und mögliche Verschiebungen der Jahreszeiten. Diese Parameter sind für die Möglichkeiten der Menschen, sich an das veränderte Klima anzupassen, von größerer Bedeutung als die mittlere Temperaturzunahme, da sie die Möglichkeiten und Einschränkungen beschreiben, die Klimaveränderungen der Landwirtschaft auferlegen. Was nützt z.B. ein warmer und ausreichend feuchter Sommer, wenn zu irgendeinem ungünstigen Zeitpunkt im Spätfrühling ein Frosteinbruch viele Pflanzen zerstört oder in ihrem Wachstum stark einschränkt? Verkürzungen der Vegetationsperiode dürften insbesondere in Bereichen mit schneller Fruchtfolge und intensiver Bewirtschaftung (das ist aber heute praktisch überall der Fall, vgl. Nentwig [222]) katastrophale Auswirkungen haben. Eine Abkühlung um 0.5 K dürfte in Südengland eine Verkürzung der Vegetationsperiode um 14 Tage, eine Abkühlung um 1 K sogar um einen Monat bewirken. Diese Temperaturunterschiede sind ungefähr in der Größenordnung der Temperaturabnahme während der Kleinen Eiszeit (vgl. Abschn 10.4 und Kap. 11). Auch Veränderungen der Niederschlagsmenge würden die Landwirtschaft empfindlich treffen.

Im Zusammenhang mit der stärkeren Erwärmung in höheren Breiten verglichen mit dem Äquator hatten wir bereits auf die Bedeutung des Temperaturgradienten Äquator-Pol für die allgemeine Zirkulation hingewiesen. Im Zusammenhang mit den Vorhersagen aus Klimamodellen hatten wir bereits festgestellt, dass Änderungen dieses Zirkulationssystems aufgrund geringfügiger Änderungen der globalen Mitteltemperatur zu großen lokalen Klimaänderungen führen. Abbildung 10.4 zeigt als Beispiel für die Veränderung der Zirkulationsmuster während der vergangenen 100 Jahre die Zahl der Tage pro Jahr mit vorherrschenden westlichen Winden, beobachtet für die britischen Inseln. Westliche Winde sind eine der bestimmenden Bedingungen für das Klima der britischen Inseln, sie bedeuten relativ warme Winter und nasskalte Sommer. Eine Abnahme der Westwindhäufigkeit bedeutet gleichzeitig eine Zunahme der Tage mit blockierenden Hochdruckwetterlagen über England (und gleichzeitig natürlich auch über Mitteleuropa). Konsequenzen dieser blockierenden Hochdrucklagen sind unter anderem: mit den Westwinden wird normalerweise der Niederschlag zugeführt und im Winter auch relativ warme Luft. Die blockierende Hochdrucklage dagegen bewirkt eine Zufuhr von Luft aus östlicher Richtung und damit eine Niederschlagsabnahme oder eine Umverteilung zu weniger Regentagen mit stärkerem Niederschlag. Die Wintertemperaturen werden niedriger, da dann statt warmer Luft aus dem Westen kalte Luft aus dem Norden oder Osten zugeführt wird, wie wir es von unseren winterlichen Hochdruckwetterlagen kennen, die ja durch die gleichen Variationen im Zirkulationsmuster bestimmt sind. Im Sommer dagegen führen die Hochdrucklagen zu einer Zufuhr wärmerer Luft, so dass sich insgesamt eine stärkere Ausprägung der Jahreszeiten ergibt und sich das unter dem Einfluss der westlichen Strömung ursprünglich maritime Klima mehr dem kontinentalen Klima annähert. Inwieweit diese Veränderungen im Zirkulationsmuster mit dem Temperaturtrend zusammenhängen oder wie eine Ursache-Wirkung-Beziehung zwischen diesen beiden Größen aussehen könnte, ist noch nicht verstanden. Interessant ist in diesem Zusammenhang lediglich noch, dass während der Kleinen Eiszeit

Abbildung 10.5: Zahl der Tage mit typischen Großwetterlagen über Europa, es sind SWZ zyklonale Südwestlagen, NWA antizyklonale Nordwestlagen, und HM Hochdrucklagen über Mitteleuropa [138]



die Zahl der Tage mit vorwiegend westlichem Wind wesentlich geringer war als heute, d.h. es herrschten die blockierenden Hochdrucklagen vor, die insbesondere die kalten Winter bringen.

Diese lokal verhältnismäßig kräftige Wirkung einer im globalen Mittel eher kleinen Veränderung ist für sich schon ein interessantes Phänomen, unabhängig davon, ob es uns lokal betrifft oder nicht (westliche Strömungen und blockierende Hochdrucklagen haben in Nordamerika übrigens einen vergleichbaren Einfluss auf Klima und Witterung, vgl. Roberts und Lansford [255]). Wir haben im Zusammenhang mit den Rückwirkungen der Hochatmosphäre auf die Troposphäre in Abschn. 8.1.6 schon einmal etwas relativ ähnliches kennen gelernt: eine Veränderung erfolgt weniger darüber, dass die Gesamtenergie des Systems verändert wird, als vielmehr über eine Umverteilung der verfügbaren Energie. D.h. die äußere oder innere Störung des Systems kann klein sein, lokal können sich aber durch Umverteilungen starke Auswirkungen ergeben. Ein Paradebeispiel für die damit verbundene Empfindlichkeit des Klimasystems und die Stärke der möglichen Auswirkungen natürlicher Fluktuationen ist El Niño (vgl. Abschn. 3.3.6).

Etwas deutlicher als alleine in den Tagen mit Westwinden lassen sich diese Änderungen und insbesondere die Konsequenzen dieser Änderungen vielleicht mit Hilfe der Großwetterlagen über Europa beschreiben, vgl. Abschn. 2.3.5. Abbildung 10.5 zeigt die Häufigkeiten des Auftretens bestimmter Großwetterlagen in Europa. So erkennt man eine bemerkenswerte Zunahme der zyklonalen Südwestlagen (SWZ) seit den dreißiger Jahren, wobei die rezenten Jahrzehnte durch eine starke Streuung der Häufigkeiten auffallen, im Mittel jedoch eine erhöhte Häufigkeit gegenüber den früheren haben. Einen entgegengesetzten Trend zeigen die antizyklonalen Nordwestlagen, die seit den fünfziger Jahren ebenso wie die Hochdrucklagen über Mitteleuropa abgenommen haben.

Diese Kopplung von Zirkulationsänderungen mit dem Temperaturtrend macht eine Bewertung möglicher klimatischer Änderungen aufgrund einer Temperaturzunahme so kompli-

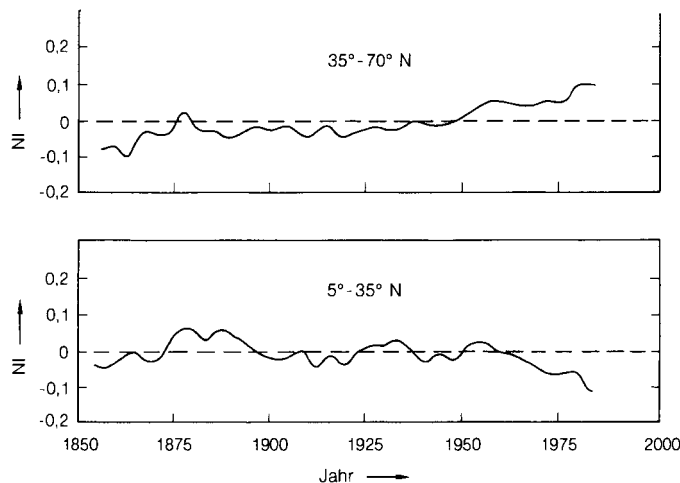


Abbildung 10.6: Variation der Niederschlagsintensität als Abweichung vom Mittelwert für zwei Breitenbereiche auf der Nordhalbkugel (Bradley et al. [34] in Roedel[260])

ziert: hat sich die Zirkulation verändert, weil sich die Temperatur global verändert hat, oder ist ein Teil der Temperaturänderung auch durch eine Veränderung der Zirkulationssysteme und damit die Zufuhr ungewöhnlich kühler oder warmer Luftmassen bedingt. Zur Diskussion dieses Themenkomplexes vergleiche auch Barry [13, 14].

Einem gewissen Hinweis auf Umverteilung begegnen wir auch, wenn man die Niederschläge betrachtet. Abbildung 10.6 zeigt dazu die relative Veränderung der Niederschlagsmenge für verschiedene Bereiche auf der Nordhalbkugel. Da die aktuelle Niederschlagsmenge von Ort zu Ort variabel ist, wurde hier nur ein Niederschlagsindex betrachtet, der sich jeweils auf ein langjähriges lokales Mittel bezieht. Gerade für den letzten Zeitraum, ab ca. 1960, zeigt sich in niedrigen Breiten ( $5\text{--}35^\circ$ ) ein Trend, der dem in mittleren Breiten ( $35\text{--}70^\circ$ ) entgegengesetzt ist: die mittleren Breiten werden feuchter während die niedrigen Breiten trockener werden. Auch hier haben wir es anscheinend wieder stärker mit einer Umverteilung als mit einer Veränderung in der Gesamtenergiemenge zu tun. Dem Phänomen einer möglichen Umverteilung von Niederschlägen sind wir übrigens auch im Zusammenhang mit der Variabilität der Hochatmosphäre und dem globalen elektrischen Stromkreis begegnet.

## 10.4 Klimaschwankungen der letzten 400 Jahre

Gehen wir ca. 400 Jahre in der Zeit zurück, so beginnt die Amplitude der Temperaturschwankungen zuzunehmen. Eines der wichtigsten Merkmale dieser Periode ist die Kleine Eiszeit. Abbildung 12.7 zeigt den Temperaturverlauf auf der Nordhalbkugel seit 1579. Seit 1679 liegen direkte Messreihen vor (durchgezogene Kurve), die Zeit davor ist durch indirekte Rekonstruktionen bestimmt.

Drei der Tiefpunkte der kleinen Eiszeit, ein relativ kurzer aber heftiger Kälteeinbruch um 1600, das Maunder-Minimum in der zweiten Hälfte des 17. Jahrhunderts und das Dalton-Minimum in der ersten Hälfte des 18. Jahrhunderts, sind deutlich zu erkennen. Diese kalten Perioden sind nicht nur in den Temperaturaufzeichnungen sondern auch im Vordringen der Alpengletscher als kalte Perioden dokumentiert. So haben die Alpengletscher um 1850 herum ihre letzte, gut belegte Maximalausdehnung erreicht (vgl. [126] oder [197] und auch Abschn. 10.10. Auffällig in diesem Trend ist, dass die wärmere Epoche um 1750 (und wahrscheinlich auch die nur aus indirekten Rekonstruktionen bestimmte Epoche um 1550) eine Temperatur aufweist, wie sie erst 1940 wieder erreicht wird. Der Temperaturtrend von Abb. 10.1 fällt daher wahrscheinlich zumindest teilweise noch mit einer Erholungsphase nach der kleinen Eiszeit zusammen (vgl. auch Abb. 5.88 oder 5.89), oder anders formuliert: im Temperaturtrend in Abb. 10.1 sind alle Werte in dem Plateau zwischen 1940 und 1980 in der Natur schon früher bei niedrigerem  $\text{CO}_2$ -Gehalt und mit deutlich geringerem anthropogenen Einfluss realisiert gewesen.

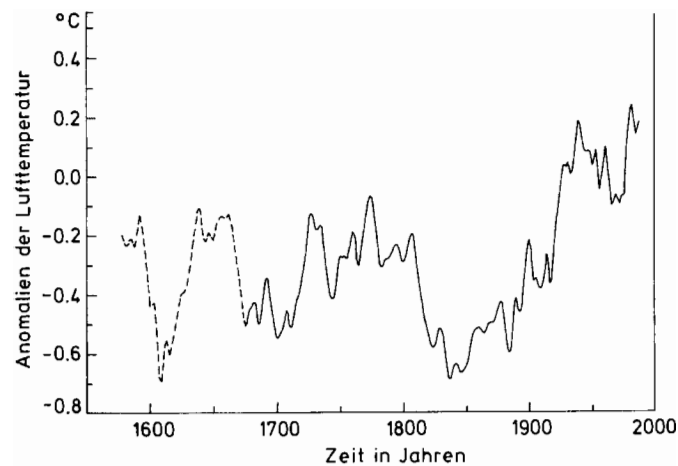


Abbildung 10.7: Mittlere Boden nahe Lufttemperatur auf der Nordhalbkugel seit 1579. Daten ab 1679 gemessen, davor aus anderen Aufzeichnungen rekonstruiert [274]

H. Lamb (in Schönwiese [274]) hat im Zusammenhang mit den Temperaturmaxima um 1750 und 1940 auf eine mögliche 200jährige Periodizität der Temperaturfluktuationen hingewiesen. Hinweise auf zyklische Vorgänge im Klimasystem in der Größenordnung von Jahren bis zu Jahrtausenden liegen viele vor, allerdings sind sie fast alle sehr umstritten, da die Ursachen entweder gar nicht bekannt oder nur sehr hypothetisch sind [43].

Ein wichtiger und bemerkenswerter Faktor, der uns auch später bei klimatischen Betrachtungen auf größeren Zeitskalen begegnen wird, ist Form der Schwankungen: Zumindest für die Zeit vor 1850 lässt sich die Temperaturkurve eher durch verschiedene Sprungfunktionen beschreiben als durch eine Sinuskurve oder eine andere langsam veränderliche Funktion. Die Änderungen zwischen einer relativ warmen Zeit und einer kalten Periode erfolgen also innerhalb weniger Jahre. In einem gewissen Sinne findet sich diese Form des schnellen Überganges auch in den neueren Temperaturtrends wieder: bis ca. 1920 schwankt die Temperatur um einen konstanten Mittelwert, steigt dann bis ca. 1940 relativ schnell an, bleibt bis ca. 1980 wieder annähernd konstant und steigt dann rapide an, wobei dieser letzte Teil wohl zumindest teilweise durch anthropogene Einflüsse bedingt ist. Schnelle Übergänge zwischen verschiedenen Zuständen des Klimasystems stellen aber auch das Ökosystem vor zusätzliche Anpassungsprobleme, da kaum Zeit zur Akklimatisierung oder zu einer Wanderung von Tieren und schon gar nicht von Pflanzen besteht (vgl. Kohlmaier [175]).

## 10.5 Klimaschwankungen der letzten 1000 Jahre ( $n \leq 20$ )

Wir kommen jetzt in zeitliche Größenordnungen, wo man beginnt, die Zeitperioden zu benennen und in Epochen einzuteilen. Abbildung 10.8 fasst den mittleren Temperaturverlauf für die letzten 10 000 Jahre zusammen, die gestrichelten Linien geben die Klimatrends an.

Im Rahmen der Zyklen von Kalt- und Warmzeiten ist der entscheidende Teil dieser Periode das Optimum des Holozän in der Zeit vor 8000 bis 4000 Jahren. Zu dieser Zeit hat die derzeitige Neo-Warmzeit ihren Höhepunkt erreicht, zur Zeit befinden wir uns bereits wieder auf einem Abwärtstrend in Richtung auf die nächste Eiszeit. Dabei beträgt dieser Trend jedoch nur 0.1 K pro Jahrtausend, ist also bei weitem nicht mit den kurzzeitigen Änderungen während der Kleinen Eiszeit oder den durch anthropogene Einwirkung zu erwarteten Änderungen vergleichbar. Diesem allgemeinen Trend sind jedoch auch natürliche Fluktuationen überlagert, die Temperaturänderungen in der Größenordnung von 1–2 K auf Zeitskalen von einigen Jahrzehnten bis Jahrhunderten bewirken können.

Die wärmste Phase der Neo-Warmzeit lässt sich in mindestens zwei Maxima aufspalten, einmal vor ca. 6500 Jahren zu Beginn des Atlantikums, zum anderen vor ca. 4500 Jahren zum Ende des Atlantikums. Während des Atlantikums wurde der Mensch zum erstenmal sesshaft, es wurde erstmals Ackerbau betrieben und die ersten Hochkulturen in Mesopota-

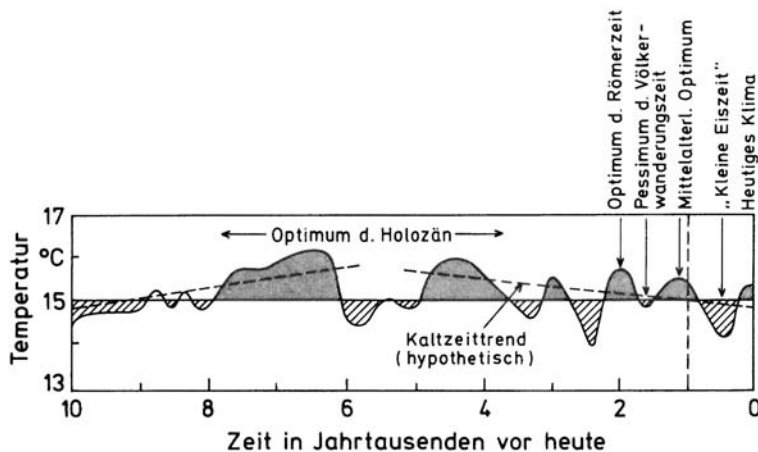


Abbildung 10.8: Rekonstruktion des mittleren Temperaturverlaufs auf der nördlichen Halbkugel für die letzten 10 000 Jahre [274]

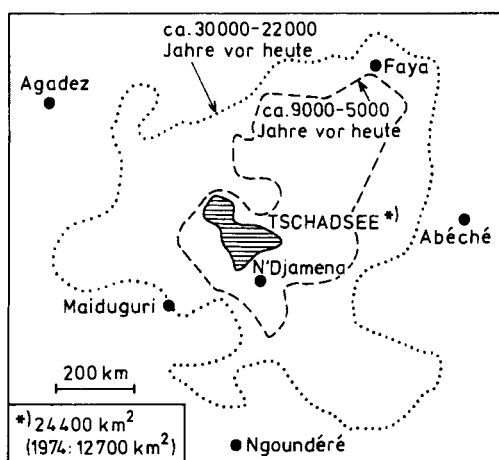


Abbildung 10.9: Ausdehnung des Tschad-See heute (schraffiert) und zu früheren Zeiten als Hinweis auf ein früher wesentlich feuchteres Klima in der Sahel-Zone [274]

mien und Ägypten entstanden. Auffallend ist hierbei, dass sich diese Hochkulturen gerade in den Regionen entwickelten, in denen heute für Ackerbau nicht gerade optimale Trockengebiete liegen. Jedoch gibt es Hinweise, dass das Klima dort derzeit wesentlich niederschlagsreicher gewesen sein muss, so hat z.B. der Tschad-See in der Zeit von vor 9000-5000 Jahren eine ungefähr zehnmal so große Fläche bedeckt wie heute (vgl. Abb. 10.9), auch gibt es Höhlenzeichnungen am Rande der heutigen Sahara, die Bison-Jagdszenen zeigen, ein weiteres Indiz für ein feuchteres Klima zu der Zeit.

Die Verbindung warm und feucht ist relativ einfach zu begründen, wenn man argumentiert: warm entspricht höherer Verdunstung und damit auch größeren Niederschlagsmengen. Diese Sichtweise ist etwas zu eingeschränkt, da sie mögliche Änderungen der Zirkulationssysteme nicht berücksichtigt (z.B. die warmen Wüstenzonen der Subtropen sind trocken, einfach weil die zugeführte Luft derartig trocken ist, dass sich keine Niederschläge bilden können und damit auch nichts verdunsten kann, vgl. auch Diskussion über Niederschläge, Bodenfeuchte und Verdunstung in Abschn. 5.9.9).<sup>7</sup> Daher lassen sich Klimaepochen weniger in den Begriffen warm und kalt beschreiben, vielmehr muss eine Einteilung feuchtwarm, trockenwarm, feuchtkalt und trockenalt erfolgen (vgl. Diskussion in Schönwiese [274]).

Drastische Niederschlagsrückgänge vor ca. 4000 Jahren z.B. haben zum Untergang der

<sup>7</sup>Allerdings können wir eine Wüste unter Umständen auch um einige Längengrade verschieben. Wir haben im Zusammenhang mit Abb. 3.17 gesehen, dass die Wüstengürtel genau dort entstehen, wo die trockene heiße Luft der äquatorialen Hadley-Zelle absinkt. Verändert man den Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol, so kann das Aufbrechen der einen Hadley-Zelle der ruhenden in die drei der rotierenden Erde nicht an der gleichen Stelle erfolgen – folglich verschiebt sich auch der Längsbereich, in dem die Luftmassen der äquatorialen Hadley-Zelle für die Wüstenbildung sorgen.

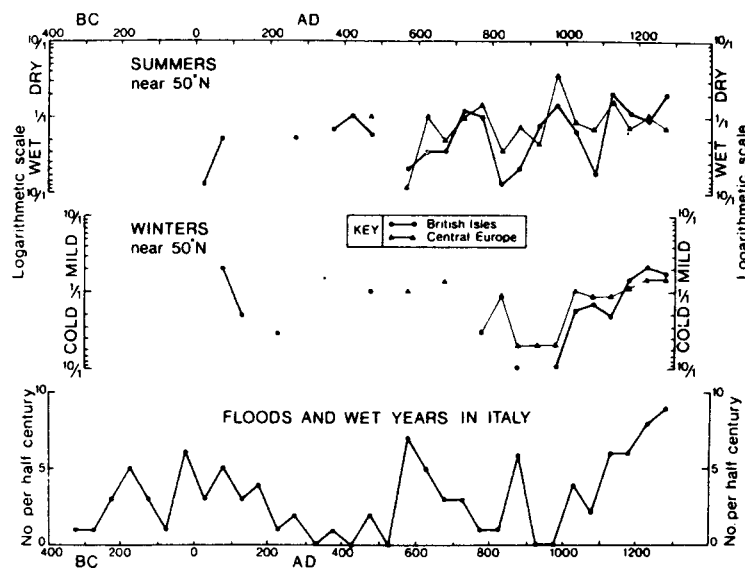


Abbildung 10.10: Niederschläge für Europa und die britischen Inseln sowie feuchte Jahre in Italien seit 400 v.Chr. [88]

indischen Hochkultur (Rajasthan) geführt, auch in Nordafrika wurde es um die Zeit wesentlich trockener. Die folgende Zeit bis heute ist durch eine Vielzahl von Fluktuationen auf Zeitskalen von einigen hundert Jahren bestimmt. Die Zeit von ca. 500 v.Chr. bis 500 n.Chr. ist eine relativ warme Periode, das Optimum der Römerzeit mit Temperaturen, die um ca. 1 K über dem heutigen Wert lagen, was global gesehen nur wenig ist, aber anscheinend regional sehr viel ausmacht, wie man an der mit der Temperaturabnahme einsetzenden germanischen Völkerwanderung (370–570 n.Chr.) erkennen kann. So musste in den höheren Lagen der Alpen der Ackerbau eingestellt werden, Alpenpässe die Hanibal nur wenige Jahrhunderte zuvor überwinden konnte, waren unpassierbar geworden. In Norditalien verringerten sich die Niederschläge mit abnehmender Temperatur drastisch (vgl. Abb. 10.10), was entsprechende Konsequenzen für den Ackerbau hat.

Mit dem Einsetzen des mittelalterlichen Optimums um 800 n.Chr. gibt es auch wieder vollständigere und genauere Temperaturdaten, so zeigt Abb. 10.11 die Temperatur der letzten 1000 Jahre. Die Zeit zwischen 800 und 1200 wird als das mittelalterliche Optimum bezeichnet, das Klima war wärmer als heute, so war z.B. in England Weinbau möglich, auch im deutschen Sprachraum weisen mittelalterliche Ortsnamen auf Weinanbau in Gebieten hin, in denen heute kein Wein mehr gedeihen würde. Um diese Zeit ist es in Europa ca. 0.5 K wärmer gewesen als heute, jedoch wahrscheinlich schon nicht mehr so warm wie im Optimum der Römerzeit. Dieses relativ warme Klima ermöglichte es auch den Wikingern Grönland und Amerika zu erreichen und Grönland als ein grünes Land und nicht als einen großen Eisschild wahrzunehmen. Ein Hinweis auf veränderte Strömungssysteme oder zumindest regional stark unterschiedliche Effekte der Temperaturänderungen ergibt sich daraus, dass die Wikinger Island gleichzeitig als vereistes Land vorfanden.

Die folgenden 200 Jahre zwischen 1200 und 1400, bezeichnet als Klimawende, sind durch starke Fluktuationen gekennzeichnet und leiten eine starke Abkühlung hin auf die Kleine Eiszeit ein. Interessant ist das zum Ende des mittelalterlichen Optimums und während der Klimawende eine große Zahl starker Fluten beobachtet wurden, so wurde z.B., wie in der Einleitung erwähnt, die heutige Form der Nordseeküste festgelegt. Die Zahl der Fluten nimmt während der Kleinen Eiszeit stark ab (vgl. Abb. 10.12).

Geht man noch einmal ca. 8000 Jahre in der Zeit zurück, so erkennt man im Temperaturverlauf einen starken Einbruch von ca. 8 K, das ist die letzte Eiszeit, die Würmkaltzeit. Durch diese starke Abkühlung bedingt hat sich die eisbedeckte Fläche der Erde gegenüber der heutigen Eisfläche ungefähr verdreifacht (vgl. Abb. 10.13). Dadurch ergaben sich gravierende Konsequenzen für die ozeanische und atmosphärische Zirkulation (vgl. z.B. Thompson et al. [305]). So bildet sich eine geschlossene Zirkulationszelle im Nordatlantik aus, deren

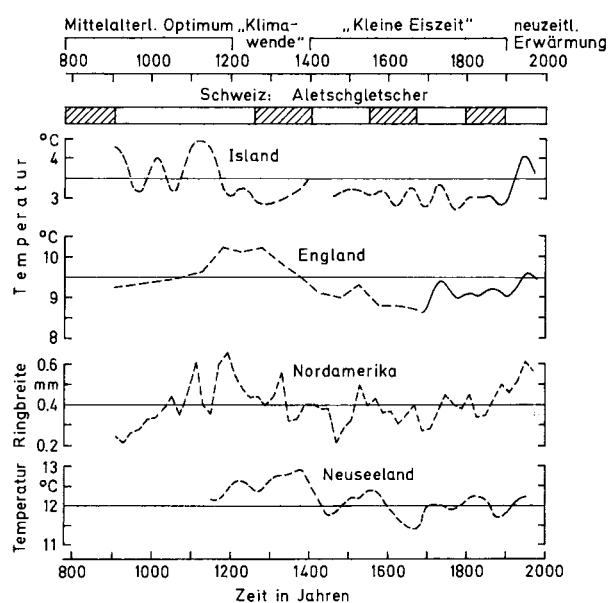


Abbildung 10.11: Rekonstruktion der Boden nahen Lufttemperatur der vergangenen 1000 Jahre für verschiedene Bereiche der Erde, die schraffierten Kästchen oben geben Perioden an, in denen Gletscher wuchsen [274]

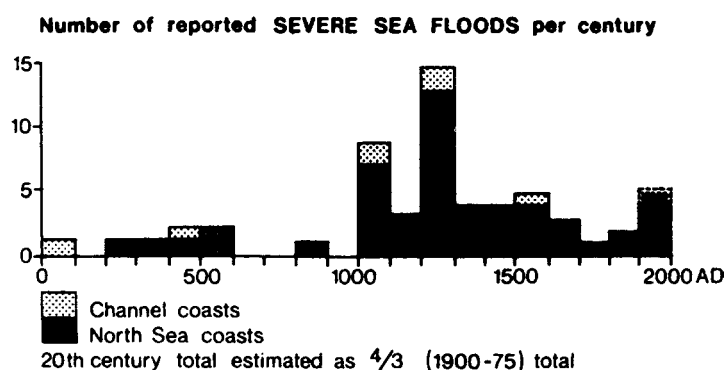


Abbildung 10.12: Zahl der schweren Fluten während der vergangenen 2000 Jahre [88]

einer Ast ungefähr dem heutigen Golfstrom entspricht, allerdings nicht so weit bis in höhere Breiten hinauf reicht. Für die nordamerikanische Ostküste impliziert diese Zirkulationszelle die Zufuhr kalten Wassers aus dem arktischen Randgebiet, ein Phänomen, für das sich in den heutigen Zirkulationsmustern keine Entsprechung finden lässt.

Die starke Vereisung der Nordhalbkugel hat ein Absinken der Meeresspiegel um 135 m bewirkt (Schönwiese [274]). Dadurch ist ein großer Teil der Randmeere, z.B. die Nordsee, fast völlig verschwunden, die Themse wurde somit ein Nebenfluss des Rheins. Der Golfstrom wurde stark abgeschwächt, die Packeisgrenze im westlichen Atlantik lag bei 40° Nord. Das Absinken des Meeresspiegels ermöglichte auch Wanderbewegungen der Völker, so konnten die australischen Aborigines durch die trocken gefallen Tasman-See nach Tasmanien gelangen, wahrscheinlich erfolgte auch eine teilweise Einwanderung von Indonesien aus nach Australien. Dort existierte zwar keine vollständige Landverbindung, jedoch waren die Abstände zwischen den Inseln aufgrund des gesunkenen Wasserspiegels klein genug, um sie auch mit damaligen Mitteln relativ gut überwinden zu können. Außer der Nordsee verschwand in Europa auch ein großer Teil der irischen See, so dass es eine feste Landverbindung zwischen den britischen Inseln und Großbritannien gab mit Austausch von Fauna (und damit auch Flora).

Während auf der Nordhalbkugel die Temperaturänderungen am stärksten ausgeprägt waren, ergaben sich für die Tropen nur geringe Änderungen. D.h. auch diese sicherlich nicht anthropogen verursachte Klimaänderung in Form einer Eiszeit zeigt wieder das typische räumliche Muster von Temperaturänderungen, das uns sowohl in Abb. 5.64 als auch in Abb 10.2 begegnet ist. Auf der Südhalbkugel hat die Vereisung der Antarktis zu der Zeit



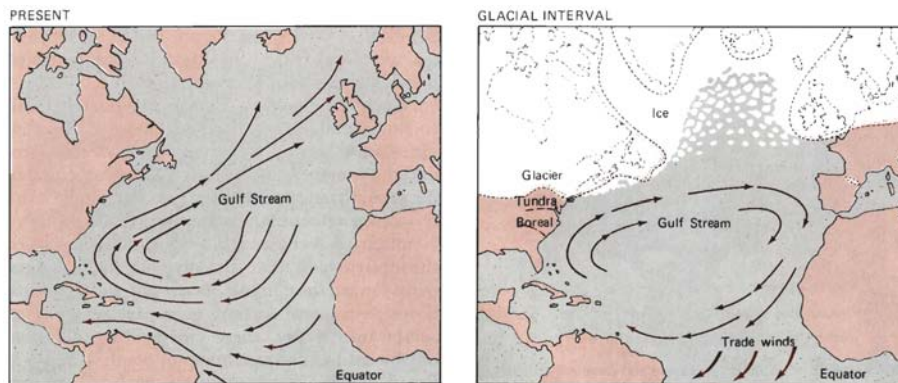


Abbildung 10.13: Eisbedeckung und Strömungssysteme im Nordatlantik während der Würmkaltzeit [290] mit Vergleich zur heutigen Packeisgrenze



Abbildung 10.14: Maximum der Vereisung vor 20 000 Jahren im Nordatlantik (links) im Vergleich zur heutigen Eisbedeckung (rechts) [160]

nur geringfügig zugenommen, da die Vereisungsgrenze erheblich durch die Größe des antarktischen Kontinents bestimmt ist. Vereisung setzt voraus, dass Schnee bzw. Eis liegen bleiben können, d.h. sie dürfen nicht ins Wasser fallen sondern müssen auf eine feste Fläche fallen. Die Arktis ist zwar ein schwimmender Eisschild ohne festen Grund, sie konnte sich jedoch aufgrund der umliegenden Landmassen relativ leicht durch langsames Herauswachsen des Eises bilden. Ist dieser arktische Eisschild einmal vorhanden, so kann an seinen Kanten aufgrund der Landmassen schnell eine räumlich ausgedehnte Vereisung erfolgen.

Während des Maximums der letzten Eiszeit hat die globale Mitteltemperatur um 4–5 K unter ihrem heutigen Wert gelegen. Allerdings ist diese Temperaturanomale nicht gleichmäßig über den Globus verteilt: in Nordamerika und im westlichen Europa betrug diese Abkühlung mehr als 10 K (wenn der Golfstrom mal verstopft ist – auch wenn dieses Szenario im Hinblick auf den heutigen anthropogenen Treibhauseffekt zwar publikumswirksam aber nicht nahe liegend ist, hat es eine derartige Situation in der Klimageschichte der Erde schon einmal gegeben), in niedrigen Breiten dagegen nur wenige K oder war sogar positiv, vgl. 10.15. Da diese Abbildung mit Hilfe eines Klimamodells bestimmt wurde, sollte man den exakten Werten nur in dem Rahmen vertrauen, in dem man Klimamodellen überhaupt traut. Pollenanalysen sind allerdings mit den simulierten Werten in guter Übereinstimmung, so dass man dem Temperaturmuster vertrauen kann.

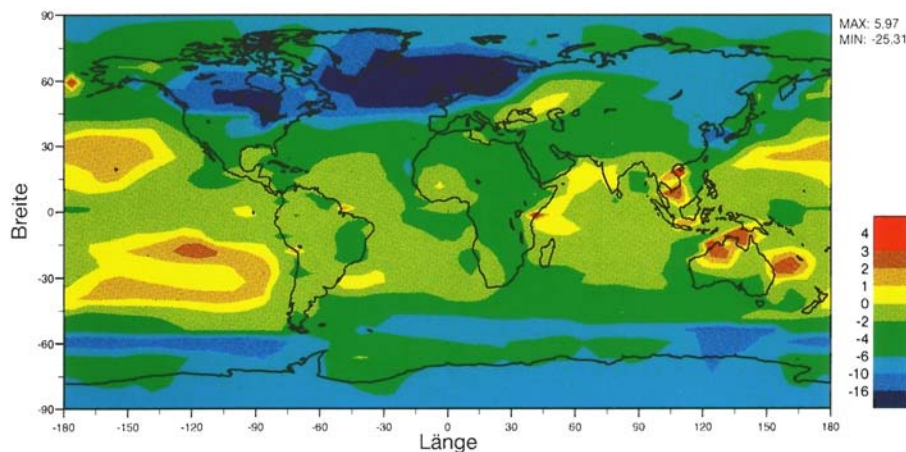


Abbildung 10.15: Regionale Temperaturdifferenzen im Maximum der letzten Vereisung bestimmt mit einem Klimamodell [160]

## 10.6 Eis- und Warmzeiten

Dieser letzte Hinweis auf die Landmassenverteilung als Bedingung für einen vereisten Pol ist insbesondere für Betrachtungen auf längeren Zeitskalen wichtig (so grössenordnungsmäßig Kontinentaldrift, 1 Zyklus ca. 500 Millionen Jahre): Eiszeiten können nur dann entstehen, wenn die Pole oder weite Bereiche um die Pole herum von Landmassen bedeckt sind. Bemerkenswert, aber auch verständlich, ist daher, dass in der zweiten Hälfte des Tertiär, etwa in der Zeit von 38 bis 3 Millionen Jahren vor heute, ein stark asymmetrisches Klima bestand, mit einer vereisten Antarktis (die Landmasse der Antarktis lag schon sehr früh an der richtigen Stelle, vgl. Abb. 10.16) aber einer eisfreien Arktis. Der arktische Eisschild ist also eine relativ junge Entwicklung.

Bevor wir jedoch auf derartig lange Zeitskalen übergehen, soll in Abb. 10.17 der aus Eisbohrkernen rekonstruierte Temperaturverlauf der vergangenen 160 000 Jahre betrachtet werden. Dieser Zeitraum umfasst die Eem-Warmzeit (vor ca. 120 000 Jahren), die Würm-Kaltzeit (mit ihrem Minimum vor 18 000 Jahren) und die Neo-Warmzeit. Zusätzlich sind die aus Lufteinschlüssen in den Eisbohrkernen ermittelten Konzentration von  $\text{CO}_2$  und  $\text{CH}_4$ , beides klimawirksame Spurengase, angegeben.

Aus der Abbildung zeigt sich, dass während der Kaltzeiten der  $\text{CO}_2$ - und der  $\text{CH}_4$ -Gehalt der Atmosphäre wesentlich geringer waren als während der Warmzeiten. Diese geringen Konzentrationen sind wahrscheinlich durch eine verringerte Ausgasung der beiden Spurengase aus den Ozeanen und den Sumpf- und Tundra-Gebieten der Erde zu verstehen (letztere können nicht ausgasen, wenn sie gefroren sind). Obwohl diese Veränderungen in der Spurengaskonzentration mit Rückkopplungen verbunden sind, sind sie wohl eher die Folge als die Ursache der Klimaänderungen gewesen, insbesondere, da es schwer ist, sich einen Mechanismus vorzustellen, der die  $\text{CO}_2$ - und Methan-Konzentration stark verändert ohne sonstwie in das Klimasystem einzugreifen. Allerdings stellt sich dabei die Frage, wie gross eine (natürliche) Fluktuation werden darf, bevor Rückkopplungen die Erdatmosphäre in ein Treibhaus oder in einen Kühltank stellen.

Geht man noch weiter in der Zeit zurück, so findet sich im Laufe der letzten Jahrmillion ein steter Wechsel von Eis- und Warmzeiten, vgl. Abb. 10.18. Die Temperaturschwankungen betragen insgesamt mehr als 7 K, gegenüber der heutigen mittleren Temperatur von  $15^\circ\text{C}$  sind die Temperaturen jedoch selbst in den warmen Phasen nicht viel höher als heute. Auch während der warmen Perioden waren stets beide Pole vereist! Interessant ist übrigens, dass in der gesamten Periode die Kaltzeiten wesentlich länger andauerten und auch zahlreicher waren als die Warmzeiten, d.h. Kaltzeiten scheinen sich zum Normalzustand entwickelt zu haben.

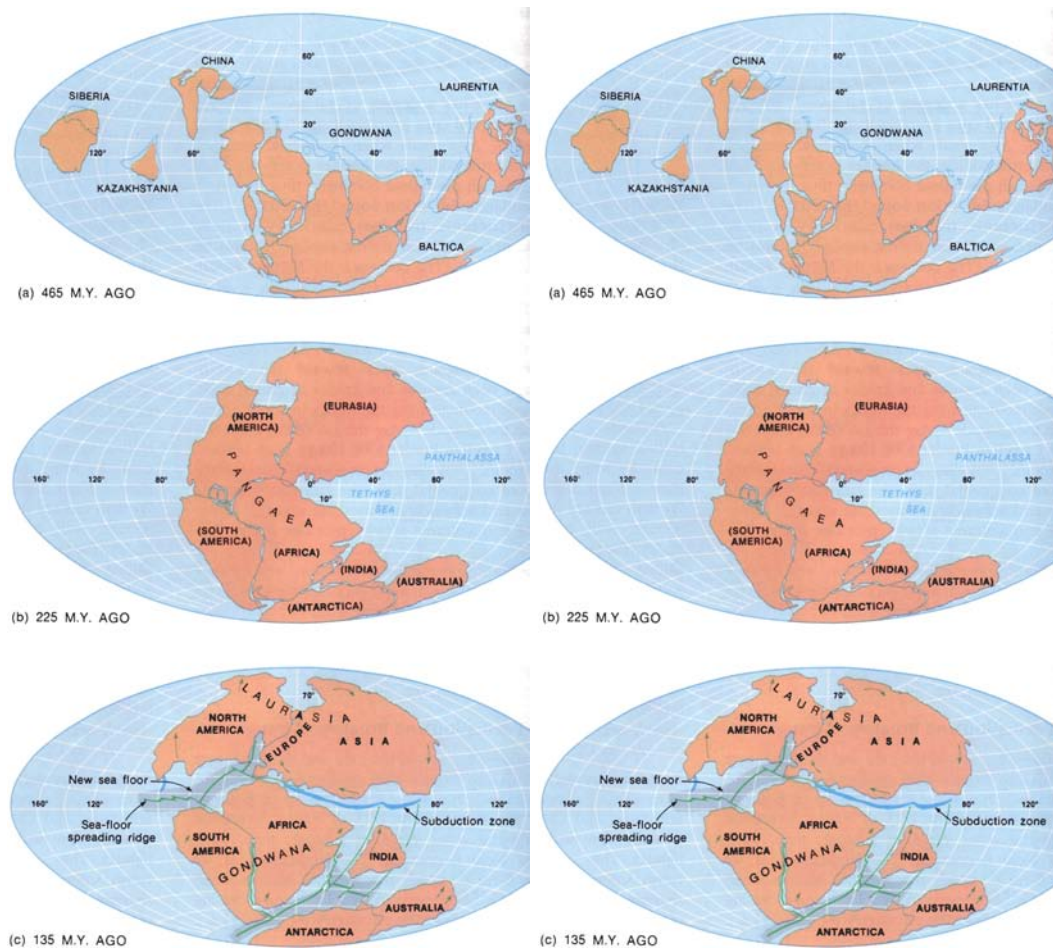


Abbildung 10.16: Lebenszyklus der Kontinente [55]

Auf Zeitskalen der Erdgeschichte (Abb. 10.19), also im Rahmen von Jahrmilliarden, hat es anfangs nur ein Warmklima ohne polare Eisschilde gegeben. Das ist sicherlich auch durch den wesentlich höheren  $\text{CO}_2$ -Gehalt der Atmosphäre bedingt gewesen, vgl. Abb. 9.19. Die erste Eiszeit bildete sich vor ca. 2.3 Milliarden Jahren. Dieser Eiszeit schloss sich wieder eine eisfreie Warmzeit an, bis vor 950 Millionen Jahren wieder eine Eiszeit begann (Algonkisches Eiszeitalter, Gnesjö-Vereisung). Sie umfasste nur einen geographischen Pol, an dem damals das heutige Europa lag. In der Folge traten dann immer wieder eisfreie Warmzeiten im Wechsel mit Eiszeiten auf, seit ca. 280 Millionen Jahren treten die Eiszeiten auch an beiden Polen auf, seit 3 Millionen Jahren sind beide Pole kontinuierlich vereist.

In den meisten der oben gezeigten Temperaturtrends fällt auf, dass der Wechsel zwischen Kalt- und Warmzeiten eher abrupt erfolgt, d.h. die Temperaturtrends lassen sich eher durch eine Serie von Sprungfunktionen beschreiben als durch z.B. eine Sinuskurve. Eis- und Warmzeiten bilden daher anscheinend relativ stabile Zustände (das legen nicht nur diese Kurven sondern auch Modellrechnungen nahe) zwischen denen sehr schnelle Übergänge erfolgen. Dieses Muster schneller Übergänge zwischen relativ stabilen Zuständen scheint eine prinzipielle Eigenschaft der Atmosphäre zu sein, die sich auf verschiedenen Zeitskalen mit unterschiedlichen Amplituden widerspiegelt.

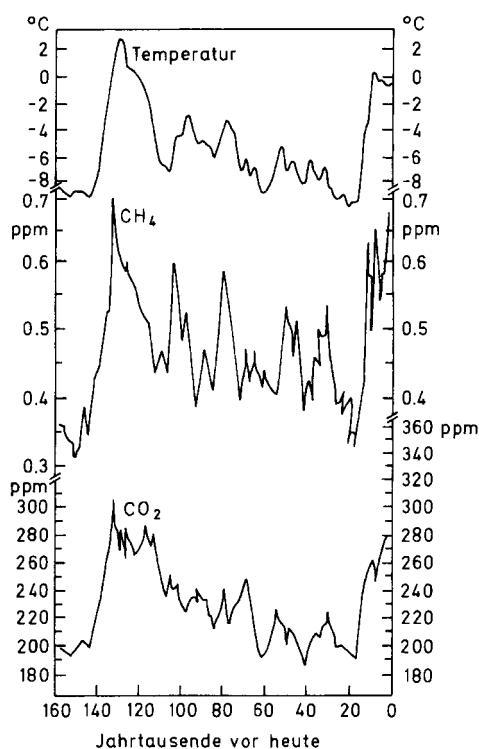


Abbildung 10.17: Temperatur-, CO<sub>2</sub>- und CH<sub>4</sub>-Verlauf während der letzten 160 000 Jahre [274]

## 10.7 Ursachen für Klimaschwankungen

Ursachen für Klimaschwankungen auf kurzen Zeitskalen (z.B. Kleine Eiszeit) werden u.a. mit Änderungen der Solarkonstanten aufgrund von Sonnenoszillationen diskutiert, als Beispiel sei hier die Gilliland-Hypothese vorgestellt. Der Wechsel von Eis- und Warmzeiten auf längeren Zeitskalen lässt sich z.B. über Änderungen der Erdbahnparameter diskutieren (Milankovich-Theorie). Es gibt noch wesentlich mehr Hypothesen und Modelle, es seien hier nur diese beiden Modelle vorgestellt, die Gilliland-Hypothese aufgrund des Bezuges zur Sonne bei gleichzeitiger Berücksichtigung vulkanischer und anthropogener Einflüsse, sowie der kurzen Zeitskalen, die betrachtet werden (Jahrzehnte sind greifbare Zeitskalen). Die Milankovich Theorie (Milankovich [211, 212]) wird vorgestellt, da sie anscheinend für die Variationen des Klimas auf geologischen Zeitskalen eine recht gute Beschreibung liefert. Dabei ist aber zu berücksichtigen, dass eigentlich beide Modelle zusammen gefasst werden müssten, wahr-

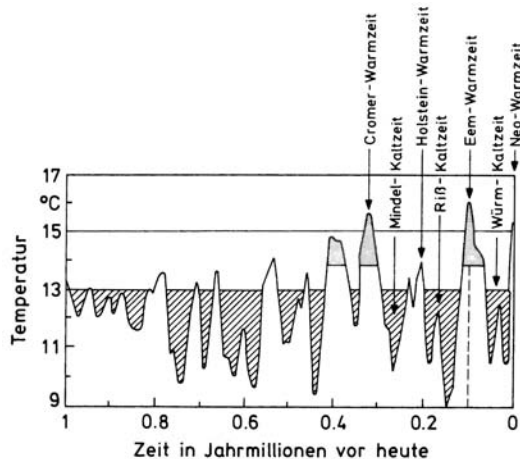


Abbildung 10.18: Eis- und Warmzeiten während des letzten Jahrmmillion [274]

Abbildung 10.19: Rekonstruktion des mittleren Temperatur- und Niederschlagsverlaufes der Erde seit 3.8 Milliarden Jahren. E bedeuten Eiszeitalter, W eisfreies Warmklima [274]

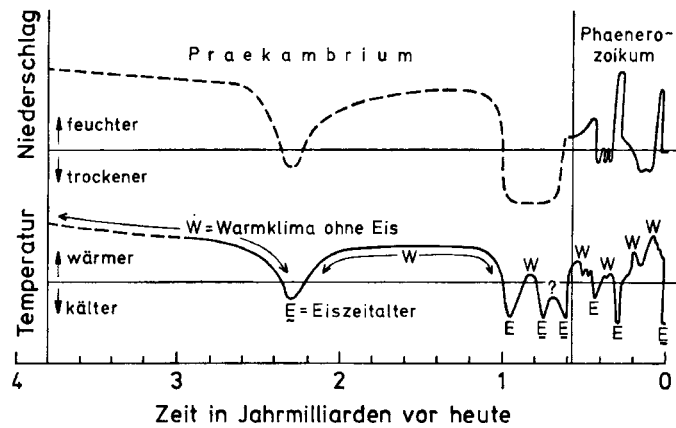
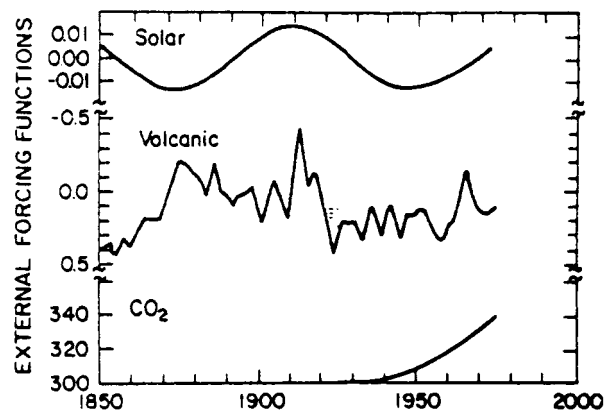


Abbildung 10.20: Externe Einflüsse auf das Klimasystem: Änderungen des Sonnendurchmessers in Prozent des Sonnenradius, stoachstische Einflüsse durch vulkanische Aerosole in prozentualer Änderung der Solarkonstante durch die abschirmende Wirkung der Aerosole, und kontinuierliche Zunahme des Kohlendioxidgehalts der Atmosphäre [103]



scheinlich noch unter Berücksichtigung weiterer Effekte. Jedoch sind die Informationen über die vergangenen Klimata noch viel zu grob, als dass es möglich wäre, allumfassende Modelle zu überprüfen.

### 10.7.1 Gilliland-Hypothese (Sonnenoszillationshypothese)

Für die vergangenen 130 Jahre liegt eine relativ vollständige Serie von Klimaaufzeichnungen vor, so dass sich hier Modellanpassungen vornehmen lassen. An dieser Stelle soll die Gilliland-Hypothese [103] vorgestellt werden, die Klimaänderungen auf diesen relativ kurzen Zeitskalen in einer Kombination aus natürlichen Effekten (Änderungen der Solarkonstante, Aerosoleintrag durch Vulkanausbrüche) und anthropogenen Einflüssen (Eintrag treibhauswirksamer Spurengase) beschreibt.

Die Bedeutung von klimawirksamen Spurengasen wurde ebenso wie die Bedeutung von vulkanischen Aerosolen bereits in Kap. 5 diskutiert. Der solare Einfluss wird in der Gilliland-Hypothese im wesentlichen durch die Variationen des solaren Radius auf Zeitskalen von ca. 76 und ca. 11 Jahren beschrieben, die beide mit Variationen der Solarkonstante verknüpft sein sollen (vgl. Kap. 11). Dieser 76-Jahre Zyklus ist dem ca. 80 Jahre dauernden Gleissberg-Zyklus, der die Amplitude des 11-jährigen Solarzyklus moduliert, antikorreliert, die 11 Jahre dauernde Variation des solaren Radius ist ebenfalls mit dem 11-jährigen Zyklus der Sonnenflecken antikorreliert. Abbildung 10.20 fasst die zeitlichen Variationen dieser drei klimabestimmenden Faktoren zusammen.

Diese Effekte werden in eine Energiebilanz gesteckt und können damit die bis zum Ende des Simulationsintervalls (und der Veröffentlichung der Ergebnisse) beobachteten Klimaschwankungen beschreiben, vgl. Abb. 10.21 Die genaueste Beschreibung (Teilbild rechts unten) ergibt sich, wenn alle drei zyklischen Variationen auf der Sonne berücksichtigt wer-

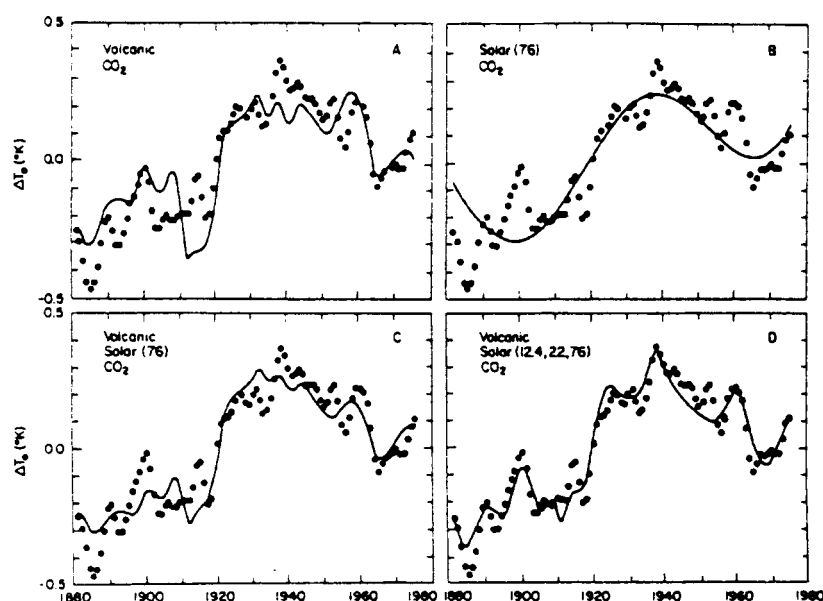


Abbildung 10.21: Klimamodellrechnungen mit verschiedenen externen Klimaeinflüssen im Vergleich mit den beobachteten Daten (Punkte). Die Zahlen in Klammern hinter Solar geben jeweils die Dauer des berücksichtigten Sonnenzyklus an [103]

den, der 11-jährige Fleckenzklus, der 22-jährige Hale-Zyklus (das ist der Fleckenzklus unter Berücksichtigung der Polarität des solaren Magnetfeldes, der auch im Zusammenhang mit den Dürren des mittleren Westens der USA in Abschn. 11.4.1 diskutiert wird), sowie der 76-jährige Zyklus.

Die Beiträge der einzelnen Effekte zu Temperaturänderungen sind in Abb. 10.22 zusammen gefasst. Bis ca. 1940 sind demnach die Änderungen im wesentlichen natürlicher Art, d.h. durch vulkanische Aerosole und durch Änderungen der Solarkonstante bedingt, nach ca. 1970 werden die systematischen Änderungen aufgrund des Treibhauseffektes die bestimmende Ursache für Klimaänderungen. Dieses Modell würde damit die weiter oben aufgestellte Behauptung unterstützen, dass der Temperaturtrend bis 1970 im wesentlichen durch natürliche Einflüsse bestimmt wurde.

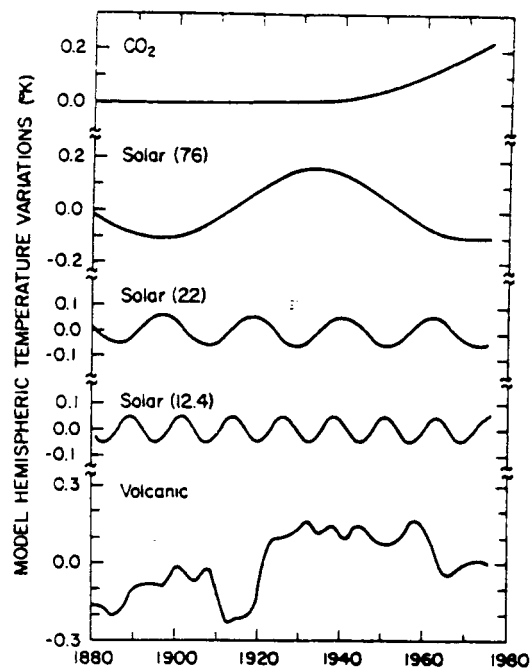
Die Gilliland-Hypothese ist insofern nicht unumstritten, als dass ausreichend lange Beobachtungen der Sonnenoszillation noch fehlen und auch der Zusammenhang zwischen der Solarkonstanten und dem Sonnendurchmesser noch nicht ganz verstanden ist (vgl. Abschn. 11.3.3).

### 10.7.2 Milankovich-Theorie (Orbitalhypothese)

Grundlage der Milankovich-Theorie bzw. Orbitalhypothese sind die Veränderungen der Erdbahnparameter im Laufe der Zeit. Die drei Bahnparameter der Erdbahn schwanken auf Zeitskalen von einigen zehntausend Jahren:

1. Änderungen der Exzentrizität erfolgen in einem Zyklus von 96 000 Jahren, die Erdumlaufbahn ist dabei mal mehr elliptisch und mal mehr kreisförmig.
2. Die Neigung der Erdbahnachse gegen die Ebene der Ekliptik schwankt in einem Zyklus von 41 000 Jahren zwischen  $21.8^\circ$  und  $24.4^\circ$  (heute  $23.5^\circ$ ).
3. Umlauf des Perihels: Der sonnennächste Punkt (Perihel) und der sonnenfernste Punkt (Aphel) der Erdumlaufbahn können dadurch in unterschiedliche Jahreszeiten fallen (heute Aphel 3. Juli, Perihel 3. Januar, daher ist der Winter auf der Nordhalbkugel auch etwas milder).

Abbildung 10.22: Temperaturänderungen aufgrund des Eintrages vulkanischer Aerosole, unterschiedlicher zyklischer Variationen der Sonne, sowie der Zunahme des Kohlendioxidgehaltes der Atmosphäre [103]



Eine Zusammenfassung der drei Zyklen (Abb. 10.23) erlaubt die Berechnung einer Strahlungskurve für die Sonneneinstrahlung in Abhängigkeit von der geographischen Breite. Im globalen Mittel ist die Änderung der Einstrahlung kleiner als 1%, da nur die Änderung der Exzentrizität aufgrund der Abstandsänderung auch mit einer Änderung der solaren Einstrahlung verknüpft ist. Regional (wegen (b)) und saisonal (wegen (c)) dagegen kann die Änderung der Einstrahlung bis zu 12% betragen (vgl. Abb. 10.23, der betrachtete Zeitraum entspricht dem in Abb. 10.17 dargestellten).

Vergleicht man diese Rechnungen mit historischen Beobachtungen, so zeigt sich, dass die Eiszeiten jeweils im Minimum der Strahlungskurven liegen, allerdings gibt es Minima der Strahlungskurve während eisfreier Warmzeiten, die zu keiner Vereisung geführt haben. Die Orbitalhypothese ist also nur dann gültig, wenn bereits Eis auf der Erde vorhanden ist. Verbesserungen der Orbitalhypothese berücksichtigen daher die Kontinentaldrift (für eine Eiszeit muss Land an einem der Pole vorhanden sein) und positive Rückkopplungen (insbesondere das Eis-Albedo-Feedback). Vergleiche mit  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ -Verhältnissen in Eisbohrkernen und Tiefseesedimenten liefern eine sehr gute Übereinstimmung mit der Milankovich-Theorie [65, 143]. Imbrie et al. [143] zeigen auch durch Fourier-Analyse, dass sich die Zyklus-Längen in der von Milankovich gegebenen Größenordnung direkt in den Daten finden lassen, das Verfahren ist etwas unvoreingenommener als der einfache Vergleich gemessener und theoretischer Kurve.

Die Orbitalhypothese vermag den Wechsel zwischen Warm- und Kaltzeiten so gut zu beschreiben, dass die anderen Effekte, wie die Änderung der Solarkonstanten und Triggereffekte (wie Vulkanausbrüche, Meteoriteneinschläge) anscheinend zwar in den kurzzeitigen Variationen auftreten können und dort auch größere Änderungen in den Fluktuationen bewirken als der Langzeittrend (vgl. Gilliland-Hypothese), aber anscheinend nicht die entscheidende Wirkung auf langen Zeitskalen haben.

Vom wissenschaftsgeschichtlichen Standpunkt interessant ist, dass Milankovich seine Theorie ungefähr zu der Zeit veröffentlichte, zu der auch Wegner seine Kontinentaldrift publizierte. Beide waren zu ihrer Zeit sehr umstritten, bzw. wurden abgelehnt und sind erst in jüngerer Zeit allgemein anerkannt worden.<sup>8</sup>

<sup>8</sup>Allerdings teilen diese beiden das Schicksal Darwins: Sie wurden am Anfang nicht verstanden und sie sind mit dem Intelligent Design auch nicht recht kompatibel.

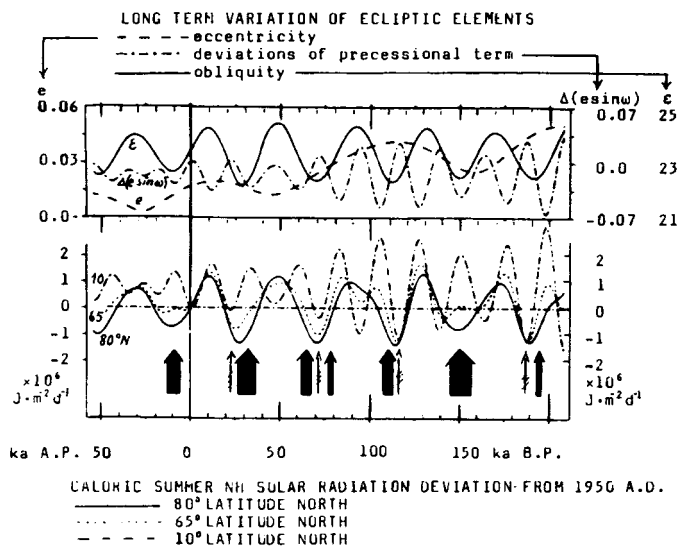


Abbildung 10.23: Variation der Erdbahnparameter (oben) und sich daraus ergebende Änderungen der solaren Einstrahlung für verschiedene geographische Breiten. Die Pfeile weisen auf Gletschervorstöße hin ([65] in [88])

## 10.8 'Prognose'

Momentan befinden wir uns in der Warmphase einer Eiszeit, die Tendenz der natürlichen Klimaschwankungen lässt auf einen Abkühlungstrend schließen (z.B. [24, 143], vgl. auch Abb. 10.23). Diese Eiszeit sollte in ca. 60 000 Jahren ihr Minimum erreichen mit Temperaturen vergleichbar denen der Würmeiszeit vor 18 000 Jahren, also ungefähr 4–5 K unter dem heutigen Niveau. Nimmt man eine mehr oder weniger kontinuierliche Temperaturabnahme an, so entspräche das einem Temperaturtrend von 0.1 K pro Jahrtausend, d.h. der Trend ist weit geringer als die Fluktuationen, die wir auf kürzeren Zeitskalen beobachtet haben. Die Unsicherheiten dieser Prognosen sind z.B. in Berger [24] diskutiert. Man sollte beachten, dass der Trend zu einer Eiszeit hin nur eine Wahrscheinlichkeitsaussage ist, die im wesentlichen auf der Milankovich-Theorie beruht. Da diese Theorie sich rückblickend jedoch bewährt hat, sollten die sich ergebenden Prognosen zumindest in die richtige Richtung gehen, solange keine extrem starken Effekte bisher überhaupt nicht beachtet und berücksichtigt wurden (das wären dann aber entweder Effekte auf noch längeren Zeitskalen oder aber Effekte, die eine Triggerwirkung ausüben, z.B. eine große Zahl starker Vulkanausbrüche oder Meteoriteneinschläge, wie im Zusammenhang mit der Kreide-Tertiär-Wende diskutiert).

Gegenüber den prognostizierten Klimaänderungen auf Grund anthropogener Einflüsse nimmt sich dieser natürliche Klimatrend nur gering aus, er dürfte zumindest in der näheren Zukunft auch von den natürlichen Fluktuationen und den anthropogenen Einflüssen überlagert werden. Dabei ist es relativ schwierig, gerade auf kurzen Zeitskalen, diese natürlichen Einflüsse korrekt zu beschreiben. Generell ist jedoch die durch den anthropogenen Treibhauseffekt bedingte Temperaturzunahme zu schnell, um auf kurzen Zeitskalen von einem natürlichen Trend kompensiert zu werden.

Andererseits benötigt jedoch auch der relativ starke durch den Treibhauseffekt bedingte Temperaturanstieg große Zeitskalen, bevor eine neue Warmzeit im Sinne einer eisfreien Warmzeit entstehen kann. Als eines der großen zusätzlichen Risiken der Erwärmung wird oft das Abschmelzen der polaren Eisschilder und der damit verbundene Anstieg des Meeresspiegels zitiert: zwar können Gebirgsgletscher auf Zeitskalen von einigen Jahren bis zu einem Jahrtausend relativ schnell abschmelzen, ihr Meeresspiegeläquivalent, d.h. die Erhöhung des Meeresspiegels, die sich aus dem Abschmelzen dieser Gletscher ergeben würde, liegt nur bei ungefähr 40 cm. Der Grönländische Eisschild hat jedoch bereits eine Abschmelzdauer von 5 000 Jahren, trägt dann aber zu einem Meeresspiegeläquivalent von 7 Metern bei. Die großen Wassermassen mit einem Meeresspiegeläquivalent von 65 Metern sind im antarktischen Eisschild enthalten, dessen Abschmelzen aber Zeitskalen von 15 000 Jahren in Anspruch nehmen würde. Kurzzeitige Effekte können allerdings überlagert werden, wenn sich



Teile des Eisschildes lösen und ins Wasser fallen. Dann bewirken sie bereits im gefrorenen Zustand die entsprechende Erhöhung der Meeresspiegel. Das wäre dann kein kontinuierlicher Effekt sondern es ergäben sich typische Sprungfunktionen. Von diesem plötzlichen Abbrechen von Teilen des Eises dürften jedoch nur einige der dünneren Randschichten betroffen sein, die große Masse der Eisschilde dagegen liegt fest.<sup>9</sup>

Zum Abschluss sollten wir uns vielleicht noch einmal klar machen, dass sowohl unser heutiges Klima als auch vergangene oder zukünftige Eiszeiten zwar für die momentane Phase der Erdgeschichte als Normalfall betrachtet werden können, damit aber keinesfalls der häufigste Fall sind: über 80% der gesamten Klimageschichte der Erde waren eisfreie im Sinne von vollständig eisfreie Warmzeiten, zum einen, weil die Lage der Kontinente keine Vereisung zuließ, zum anderen, weil wahrscheinlich aufgrund des hohen Kohlendioxidgehaltes der Atmosphäre (vgl. Abb. 9.19) der Treibhauseffekt auf höhere Temperaturen geführt hat. Erst im letzten Viertel der Klimageschichte beginnen jedoch die Eiszeiten, anfangs nur an einem Pol, später auch bipolar, zu überwiegen.

## 10.9 Klimaänderungen auf dem Mars

Klimaänderungen sind kein typisch terrestrisches Phänomen. Auf dem Mars lassen sich Spuren finden, die von Klimaänderungen berichten, die sich nicht nur in der formativen Phase von Planet und Atmosphäre ereignet haben sondern auch zu späteren Zeiten [219].

Die Terrassen an den Marspolen deuten darauf hin, dass es in den letzten paar Millionen Jahren zyklische Klimaschwankungen gegeben haben muss, wobei diese Schwankungen aber gegenüber den Gesamtveränderungen der Marsatmosphäre eher klein gewesen sein dürften. In einer früheren Phase der Marsgeschichte, vor ca. 3 Milliarden Jahren (da begannen auf der Erde gerade die Zyanobakterien die Atmosphäre mit Sauerstoff zu verunreinigen und damit für die Entwicklung von Leben in der heutigen Form vorzubereiten), müssen sich enorme episodenhafte Freisetzungen von Wasser aus schmelzendem Permafrost ereignet haben, die möglicherweise in den Becken der Tiefebenen eisbedeckte Meere entstehen ließen. Dieses Wasserausbrüche waren wahrscheinlich durch innere geologische Aktivität des Planeten bedingt. Während dieser Perioden ist verstärkt Wasserdampf in die Atmosphäre gelangt, der die Abkühlung des Planeten wahrscheinlich kurzzeitig immer weiter aufgehalten hat, durch sein Entweichen aus der Atmosphäre aber auf langer Sicht möglicherweise die Abkühlung immer weiter verstärkt hat. Anscheinend ist der Mars dabei in eine Kühlfalle gelaufen (vielleicht ein aus dem Ruder gelaufener Kühlschranks in Analogie zu dem auf der Venus aus dem Ruder gelaufenen Treibhaus). In der ganz frühen Phase des Planeten wird es wahrscheinlich wärmer gewesen sein mit Regenfällen und wasserführenden Flüssen.

Diese weit zurückreichenden Informationen über die Marsatmosphäre kann man ohne allzu großen Aufwand aus einfachen geologischen Betrachtungen gewinnen. Da der Mars die letzten Jahrmilliarden nur eine sehr dünne und praktisch wasserdampf- und säurefreie Atmosphäre gehabt hat, kommt es zu keiner starken Erosion, so dass auf der Marsoberfläche vorhandene Formationen ein Alter von 3 bis 4 Milliarden Jahren haben können (der Wunschtraum eines jeden Geologen im Bezug auf die Erde).

Diese Klimaänderungen gehören noch zur formativen Phase von Planet und Atmosphäre. Beobachtungen des Mars mit dem Hubble Space Telescope deuten jedoch darauf hin, dass Wetter und/oder Klima des Mars auch heute noch veränderlich sind. Im Vergleich zu den in der Mitte der siebziger Jahre gemachten Langzeitbeobachtungen des Marswetters durch die Viking Raumsonde scheint der Mars sich verändert zu haben in Richtung auf ein kühleres, klareres und trockneres Klima. Auch finden sich in den Hubble-Beobachtungen Anzeichen für

---

<sup>9</sup>Das Abschmelzen der Eisschilde hat zu einem neuen Phänomen geführt, dem Eisbeben. Dieses ist ein mit dem Abbrechen großer Eismassen verbundenes Erdbeben – ob es sich dabei um ein neues Phänomen handelt, wage ich allerdings zu bezweifeln. Es tritt vielleicht häufiger auf als früher aber veränderliche Eisschilde werden schon immer mal irgendwann eine so große Eismasse verloren haben, dass sich eine Bebenwelle ausbreiten konnte. Beobachtet hat sie allerdings nie jemand, weil niemand an der Stelle wohnt, d.h. der Effekt kann ohnehin frühestens mit dem Aufkommen der Seismographennetze, als im wesentlichen in der Zeit des Kalten Krieges, beobachtet worden sein.

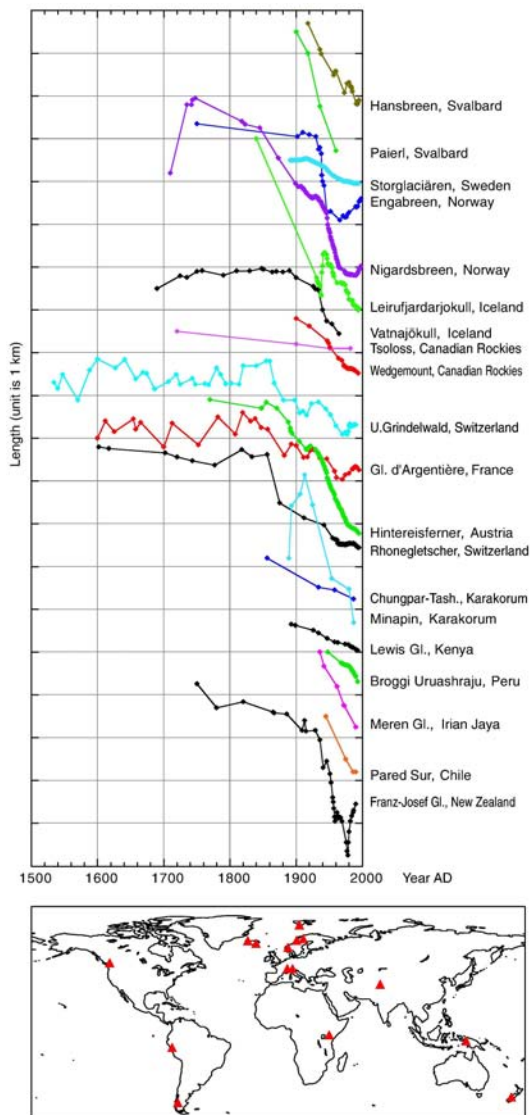


Abbildung 10.24: Globaler Rückgang der Gletscher [146]

zwei bisher nicht bekannte Phänomene: Wolken und Ozon in der Marsatmosphäre (Savage, Jones und Villard, NASA Pressemitteilung 95-31 vom 21. März 1995).

Anfang 2006 wurde auf dem Jupiter das Auftreten eines zweiten Roten Fleckes beobachtet, ebenfalls interpretiert als Hinweis auf Klimaänderungen.

## 10.10 Exkurs: Gletscher

In diesem Abschnitt wollen wir noch einen kurzen Blick auf die Gletscher und ihre Variabilität werfen. Dies hat verschiedene Gründe. Zum einen bilden Gletscher ein langfristiges Klimaarchiv. Zum anderen haben durch Klimaänderungen bewirkte Veränderungen eines Gletschers unmittelbare Konsequenzen für die Anlieger als abstrakte Temperaturänderungen. Dies betrifft z.B. die Gangbarkeit von Handelswegen (Alpenpässe), die Zerstörung von Kulturland und Siedlungen bei einem Gletschervorstoß aber auch der Verlust von kommerziell genutzten Flächen (Skigebiete) bei einem Gletscherrückzug. Außerdem liefern Gletscher uns Auskünfte aus Regionen, die dem Menschen in der Regel schwer zugänglich sind, d.h. sie tragen dazu bei, das unvollständige globale Messnetz von Klimastationen etwas dichter zu knüpfen. Für den Alpenraum ist die Wandlung der Gletscher gut dokumentiert, vgl. z.B. [197] oder [126].

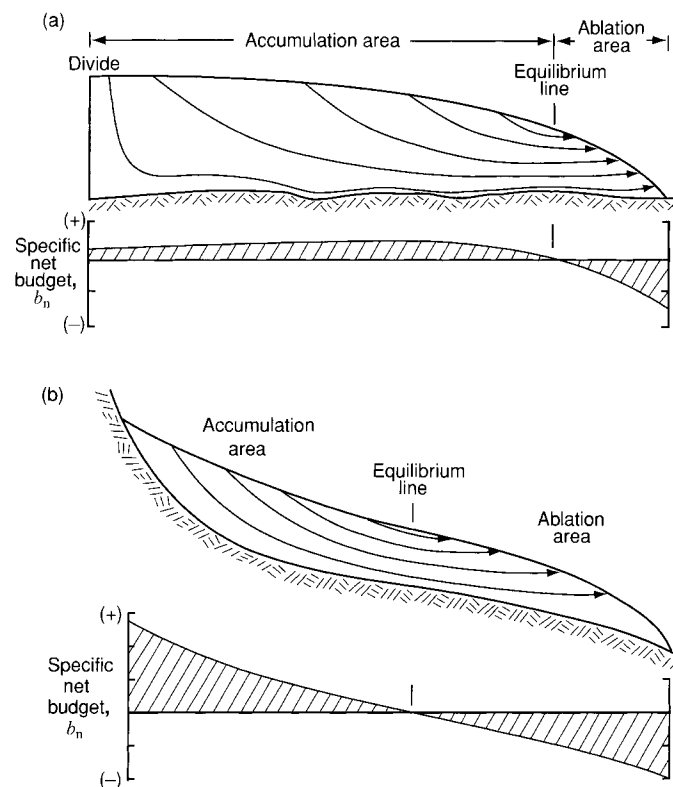


Abbildung 10.25: Querschnitt einer polaren Eiskappe bzw. einer polaren Eisschicht (oben) und eines Gebirgsgletschers (unten) mit Gleichgewichtslinien und Flusslinien [127]. Im unteren Teil ist jeweils die Massenbilanz gegeben

### 10.10.1 Gletscher global

Abbildung 10.24 gibt einen Überblick über die Längenänderungen von Gletschern in verschiedenen Teilen der Welt. Alle dargestellten Gletscher befinden sich im Rückgang. Bei den Gletschern, für die Beobachtungen über einen hinreichend langen Zeitraum vorliegen, beobachtet man das Einsetzen des Rückganges mit dem Beginn der Industrialisierung.

Vergleicht man Abb. 10.24 mit den Temperaturtrends in Abb. 1.6 (global) und Abb. 4.3 (Schweiz), so zeigt sich eine Übereinstimmung: Gletscherrückgang und Temperaturanstieg erfolgen ungefähr parallel.

### 10.10.2 Wie funktioniert eigentlich ein Gletscher?

Allerdings können wir an dieser Stelle nur den Zusammenhang diagnostizieren. Die einfachste Folgerung würde einen Zusammenhang zwischen den beiden Kurven herstellen derart, dass die Gletscher auf Grund der zunehmenden Temperatur schneller abschmelzen.

Eine alternative Hypothese könnte davon ausgehen, dass die Verkleinerung der Gletscher auf geringeren Niederschlag zurück zu führen ist. Oder das eine Kombination aus Abschmelzen und verringertem Niederschlag für den Gletscherrückgang verantwortlich ist. Um diese Hypothese zu verstehen, müssen wir einen genaueren Blick auf einen Gletscher werfen.

Ein Gletscher ist ein relativ komplexes, relativ mobiles Gebilde, das sich im wesentlichen in zwei Zonen zerlegen lässt: eine Nährzone, in der die Niederschläge als Schnee fallen und ganzjährig liegen bleiben und eine Zehrzone, in der der Gletscher abschmilzt. Die Trennlinie zwischen den beiden Bereichen wird als Gleichgewichtslinie bezeichnet. Abbildung 10.25 zeigt diese Einteilung für einen Eisschild (oben) und einen Gebirgsgletscher (unten). Beim Eisschild ist der größte Teil des Gletschers Nährzone und Abschmelzen/Abbrechen erfolgt nur am Rande. Bei einem Gebirgsgletscher ist der Anteil aus Nähr- und Zehrzone durch die mittlere Lage der Nullgrad-Linie bestimmt. Da Gebirgsgletscher auf Grund des darunter liegenden reliefs teilweise recht schnell fließen können, wird die Zehrzone, in der Abschmelzen erfolgt,

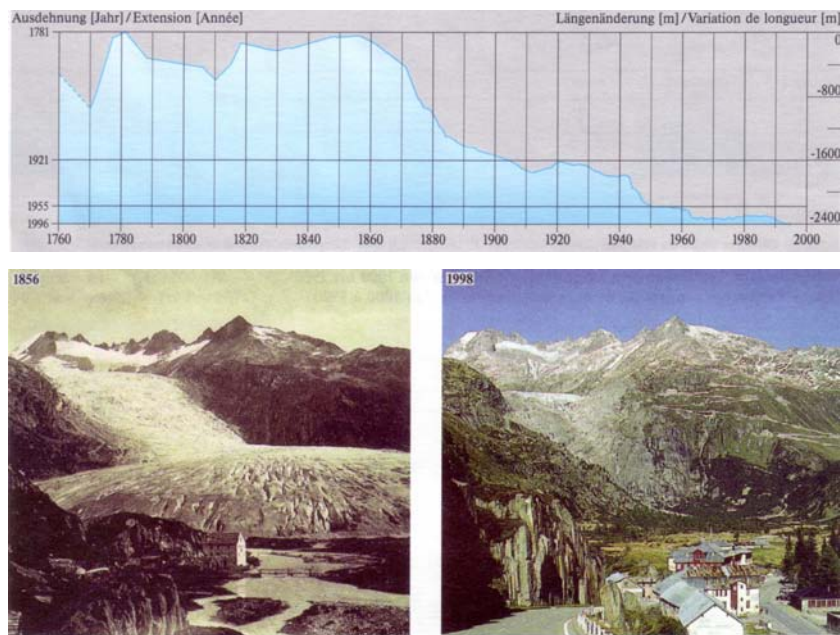


Abbildung 10.26: Längenänderung des Rhonegletschers seit 1760. Die beiden Photos unten wurden von gleichem Standort 1856 bzw. 1998 aufgenommen [126]

immer wieder durch Material aus der Nährzone aufgefüllt. Die jeweils unteren Diagramme der Teilabbildungen in Abb. 10.27 deuten die sich ergebenden Massenbilanzen an.

Die Probleme bei der Vorhersage des Verhaltens von Gletschern bei Temperaturänderung lassen sich einfach illustrieren: gehen wir von einer Zunahme der Temperatur aus. Dann wird sich die Zehrzone ausdehnen und mehr Eis abschmelzen, d.h. wir erwarten, dass der Gletscher schrumpft. Gleichzeitig bedeutet eine erhöhte Temperatur auch eine erhöhte Verdunstung und damit stärkere Niederschläge. Damit wächst der Gletscher aber in seiner Nährzone stärker als vorher. An dieser Stelle kommt die individuelle Dynamik der einzelnen Gletscher ins Spiel: fließt mehr Material aus der Nährzone in die Zehrzone als durch die zusätzlichen Niederschläge bewirkt, so bleibt der Gletscher relativ lang (das verstärkte Abschmelzen der Zehrzone wird teilweise durch die erhöhte Zufuhr aus der Nährzone kompensiert), jedoch nimmt sein Gesamtvolumen auf Grund des Abbaus in der Nährzone ab. Bei relativ geringen Fließgeschwindigkeiten, d.h. insbesondere bei Eisschilden, kann sich jedoch eine andere Situation ergeben: in der Nährzone wird zusätzliches Eisvolumen aufgebaut während der Gletscher in der Zehrzone zurück geht. In diesem Fall kann sich die Gletscherlänge reduzieren ohne dass Gletschervolumen verloren geht. Selbst Tyndall [310] hat sich schon mit dieser schwer zu entscheidenden Frage geplagt. Die heutigen Klimamodelle liefern auch keine einheitlichen Resultate. Während für die Gebirgsgletscher wohl eher eine Reduktion zu erwarten ist, liefern einige Modellruns für den antarktischen Eisschild ein Anwachsen auf Grund der erhöhten Niederschläge. Da dieser die großen Eismassen enthält, hat der kleine Unterschied, ob der antarktische Eisschild bei Erwärmung wachsen oder schrumpfen würde, auch Konsequenzen für die Vorhersage der Meeresspiegeländerungen.

### 10.10.3 Fallbeispiele

Wir wollen uns Gletscherrückgang an drei Beispielen genauer ansehen. Die Verwendung von drei Gletschern ist zwar Hochrüstung, aber an diesen Beispielen lässt sich theatralisch der Zeitrahmen weiter spannen und zu einem politisch nicht ganz korrekten Ergebnis führen.<sup>10</sup>

<sup>10</sup>Nein, diesmal ist es kein Zweifel am Intelligent Design sondern eher der Zweifel daran, dass der Mensch mächtig genug ist, für alle bisher beobachteten Veränderungen in seiner Umwelt verantwortlich gemacht zu

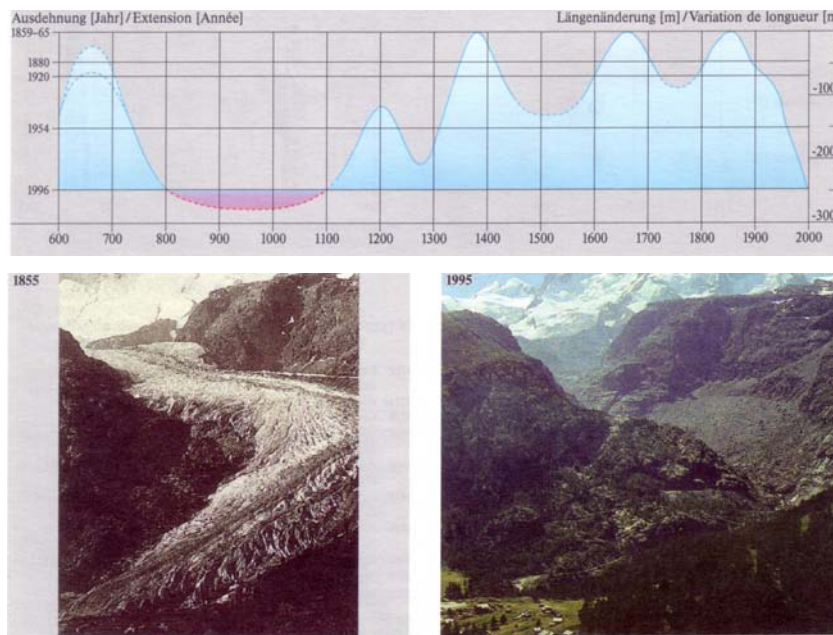


Abbildung 10.27: Längenänderung des Gornergletschers seit 600. Die beiden Photos unten wurden von gleichem Standort 1855 bzw. 1995 aufgenommen [126]

### Rhonegletscher

Abbildung 10.26 zeigt im oberen Teil die Längenänderung des Rhonegletschers. Im unteren Teil sind zwei Aufnahmen gegeben aus den Jahren 1856 (das entspricht ungefähr der maximalen Ausdehnung) und dem Jahr 1995. Die Gletscherränge ist bis ca. 1860 ungefähr konstant. Dann erfolgt ein starker Rückgang bis ca. 1900, wieder eine Phase ungefähr konstanter Ausdehnung und ein erneuter Rückgang nach 1940. Als Grobresultat können wir festhalten: der Gletscherrückgang setzt mit dem Beginn der Industrialisierung ein.

Um unser gehätschtes Vorurteil ‘Temperaturanstieg führt zu Gletscherrückgang’ nicht zu gefährden, werfen wir jetzt lieber keinen Blick zurück auf Abb. 4.3 oder 1.6: täten wir dieses, so müssten wir feststellen, dass die Temperaturen zwischen 1860 und 1900 ziemlich konstant niedrig liegen während sich der Gletscher in diesen Jahren am stärksten zurück zieht. In den folgenden 40 Jahren steigen dann zwar die Temperaturen (geglättete Kurve in Abb. 4.3), dafür weicht aber der Gletscher nicht weiter zurück. Und entsprechend ist der nochmalige Rückgang des Gletschers nach 1940 nicht von einem Temperaturanstieg begleitet sondern fällt in eine Phase eher konstanter Temperaturen. Oops! Vorsicht vor schnellen Schlussfolgerungen: der Vergleich der beiden Kurven zeigt doch ganz deutlich, dass die Gletscher die Erde kühlen. Werden die Gletscher kleiner, so nimmt, wenn auch mit einer zeitlichen Verzögerung von ca. 40 Jahren, die Temperatur zu.

### Gornergletscher

Zur Erweiterung des zeitlichen Horizonts zeigt Abb. 10.27 die Längenänderung des Gornergletschers seit 600 zusammen mit zwei Aufnahmen aus den Jahren 1855 und 1995. Betrachten wir nur das Ende des Diagramms, so können wir die gleiche Diagnose stellen wie beim Rhonegletscher: mit Beginn der Industrialisierung weicht der Gornergletscher zurück; seine größte Längenausdehnung hatte er ca. 1850.<sup>11</sup>

werden.

<sup>11</sup>Veränderungen in der Ausdehnung der Gletscher und ihr Zurückweichen seit der Mitte des 19. Jahrhunderts haben nicht erst im Zusammenhang mit der Diskussion anthropogener Klimaveränderungen die Aufmerksamkeit der Wissenschaftler gefunden. Bereits die ersten detaillierteren Untersuchungen von Tyn-

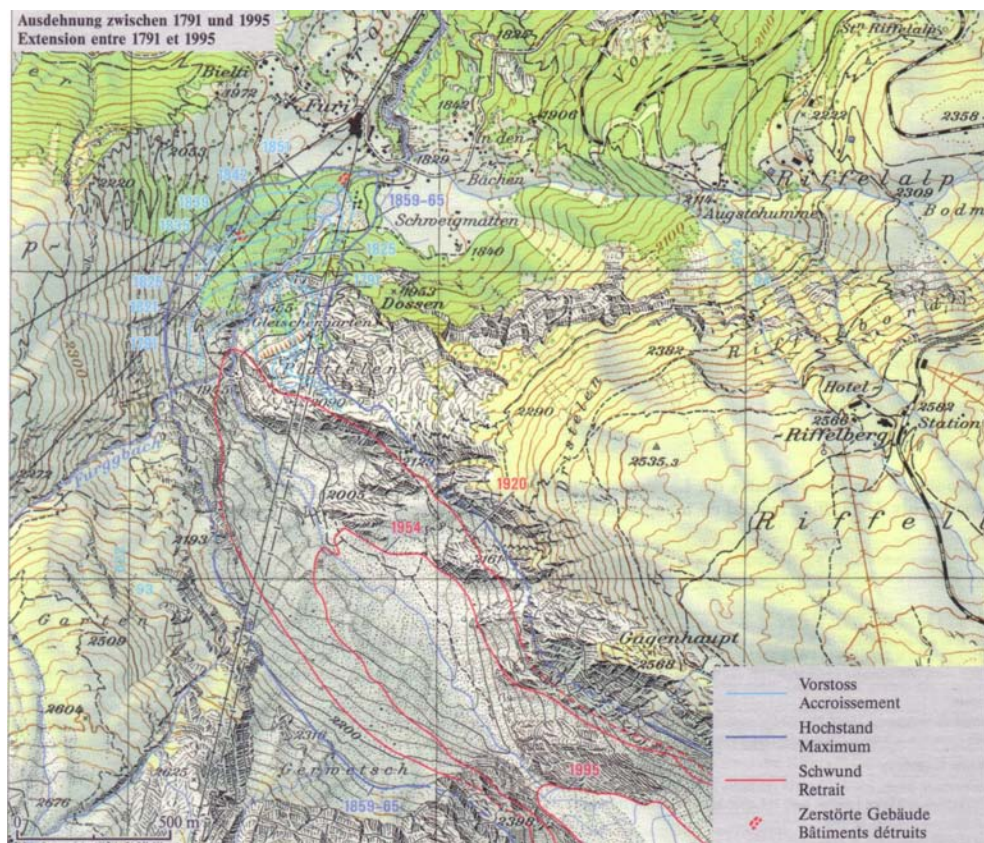


Abbildung 10.28: Ausdehnung des Gornergletschers zu verschiedenen Zeiten [126]

Betrachten wir allerdings das erweiterte Zeitfenster, so erkennen wir, dass die große Ausdehnung um 1850 keineswegs der Normalzustand des Gletschers ist sondern wirklich einen Extremzustand beschreibt: so extrem, dass man von Zermatt aus dem in den Jahren davor immer weiter vorrückenden Gletscher Geistliche entgegen schickte, die diesem seine teuflischen Vorstellungen austreiben sollten und ihn insbesondere bekehren sollten, nicht noch mehr Höfe (vgl. auch Abb. 10.28 unter sich zu begraben.

Eine vergleichbare Ausdehnung wurde in der Mitte des 17. Jahrhunderts und in der zweiten Hälfte des 14. Jahrhunderts erreicht. In den Perioden dazwischen hatte der Gletscher eine geringere Ausdehnung als 1850, im Mittelalter war er sogar kürzer als heute.

Abbildung 10.28 zeigt die Ausdehnung des Gornergletschers zu verschiedenen Zeiten zwischen 1791 und 1995. Das Vorrücken des Gletschers von rechts unten nach links oben ist zu erkennen (hellblaue Linien), die beim Vorrücken zerstörten Gebäude sind markiert. Auch der deutlich Rückgang in seit der Maximalausdehnung um 1850 lässt sich erkennen (rote Linien).

Für die lokale Bevölkerung waren die Veränderungen der Gletscher nicht nur im Hinblick auf die Zerstörung von Kulturlflächen und Gebäuden sondern habe auch die gesamte wirtschaftliche Entwicklung des Raumes geprägt, da ein Zurückweichen der Gletscher die Pässe begehbar machte, ein Vorrücken dagegen das Tal von der Außenwelt abschneid. So ist der Theodulpass bereits zu Zeiten der Römer ein wichtiger Übergang aus dem Mattertal nach Zermatt gewesen und hat noch im Mittelalter und bis in das 18. Jahrhundert hinein die Außenbeziehungen der Gemeinde definiert. Die durch die weitere Vergletscherung bewirkten Probleme in der Nutzung des Passes haben im 19. Jahrhundert eine starke wirtschaftliche

dall [310] an Gletschern haben deren Variabilität beschrieben und schon sehr moderne Vorstellungen über die Probleme bei der Beschreibung von Gletscherwachstum oder -schwund gehabt. Tyndall hat dieses Buch übrigens in der Tradition von Faraday's Weihnachtsvorlesungen geschrieben – das Lesen macht einfach Spaß und erlaubt das Verstehen.

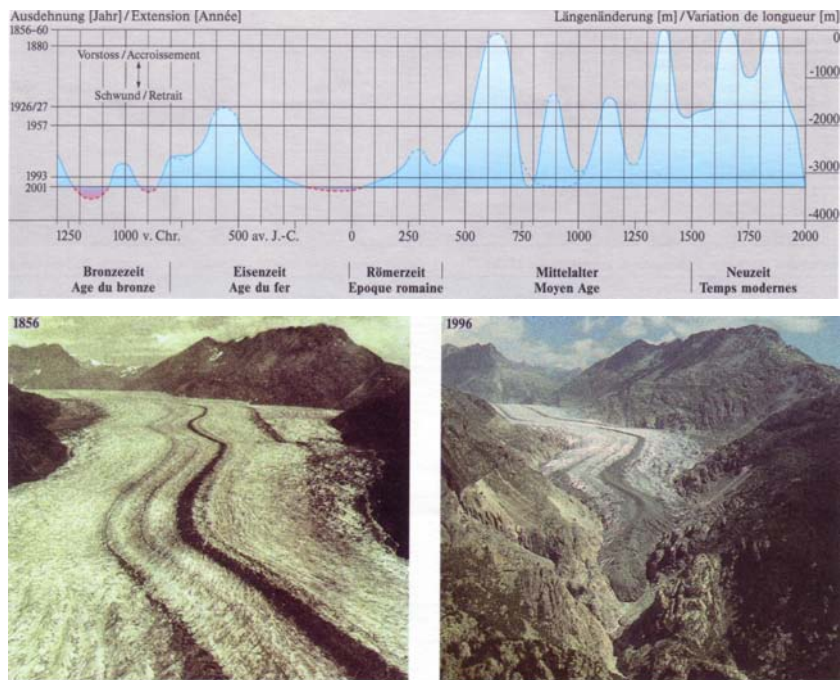


Abbildung 10.29: Längenänderung des Aletschgletschers seit der Bronzezeit. Die beiden Photos unten wurden von gleichem Standort 1856 bzw. 1996 aufgenommen [126]

Einschränkung für das Mattertal bedeutet.

Die Aufzeichnungen über die Nutzung von Pässen sind nicht nur aus lokalthistorischer Sicht von Interesse sondern auch aus klimatologischer: die Ausdehnung eines Gletschers gibt im wesentlichen Informationen über die Zustände im Zehrgebiet. Die höher gelegenen Pässe dagegen geben Informationen über Zustände im Bereich des Nährgebiets eines Gletschers.

### Aletschgletscher

Ein noch größeres Zeitfenster eröffnet der Große Aletschgletscher, vgl. Abb. 10.29. Die Variation seiner Ausdehnung lässt sich bis in die Bronzezeit zurück verfolgen. Auch bei ihm erkennen wir wieder einen Rückgang des Gletschers seit Beginn der Industrialisierung. Ähnlich dem Gornergletscher zeigt sich im Mittelalter eine geringe Ausdehnung und um 600 herum (Völkerwanderungszeit) wieder eine große Ausdehnung. Die geringste Ausdehnung, geringer noch als heute, hatte der Große Aletschgletscher zu Beginn der Römerzeit und in der Bronzezeit.

Die Ausdehnung in den unterschiedlichen Phasen wird auch in Abb. 10.30 deutlich. Der Aletschgletscher ist auch insofern ein gutes Beispiel für Veränderungen der menschlichen Umwelt, da diese Einflüsse gut dokumentiert sind. So hat der zurück weichende Gletscher die Reste von Bewässerungssystemem frei gegeben. Diese Suonen sind im Wallis weit verbreitet, da es sich um eine niederschlagsarme Gegend handelt (vgl. Klimadiagramm von Zermatt in Abb. 4.1), sie wurden insbesondere im Spätmittelalter und in der frühen Neuzeit angelegt. Eine Suone kann jedoch nur funktionieren, wenn sie an einer Quelle angeschlossen ist (d.h. an der Schnauze eines Gletschers anliegt) und das Wasser frei fließen kann (d.h. die Suone nicht unter dem Gletscher liegt). Daher lässt sich aus der Lage der Suonen, die vom zurück weichenden Aletschgletscher frei gelegt wurden, auf die geringere Ausdehnung zu früheren Zeiten schließen. Da die Suonen im wesentlichen offenen Holzlöhren sind, lässt sich mit Hilfe des Holzes durch Zählen des Baumringmusters oder durch Radiokarbon-Datierung auch eine Zuordnung der Ausdehnung zu einer bestimmten Zeit machen. Ein Beispiel für eine derartige

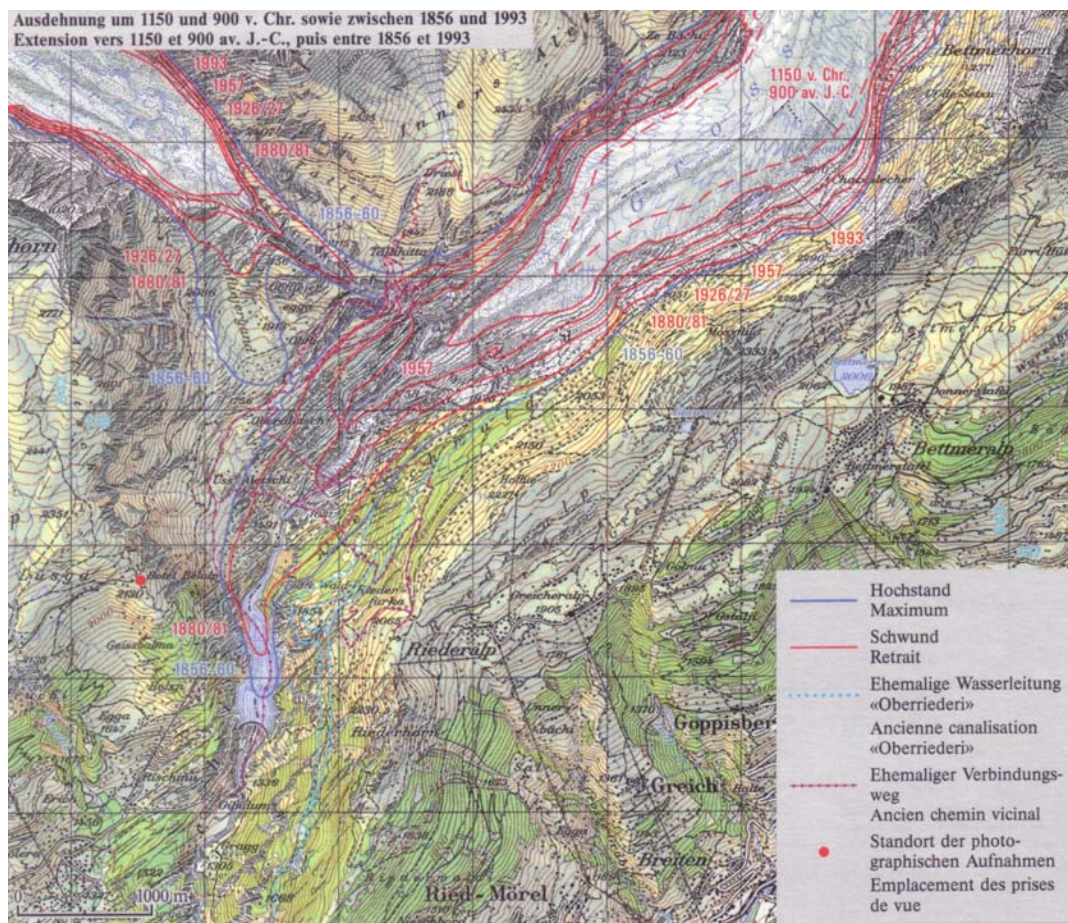


Abbildung 10.30: Ausdehnung des Aletschgletschers zu verschiedenen Zeiten [126]

Suone ist in Abb. 10.30 ebenfalls angegeben.<sup>12</sup>

Der vor- und zurückweichende Aletschgletscher hat neben den lokalen Wasserwegen auch Handelswege unterbrochen; ein Beispiel ist ebenfalls in Abb. 10.30 gegeben.

## 10.11 Zusammenfassung

Das Klima hat sich auf der Erde auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen und mit sehr unterschiedlichen Amplituden verändert. Während es in der formativen Phase der Erde auf Grund des hohen Kohlendioxidgehaltes der Atmosphäre relativ warm war, sind in den letzten Jahrmillionen die kühleren Perioden (inkl. Eiszeit) dominant. Aber auch in dieser insgesamt kühleren modernen Atmosphäre treten deutliche Klimavariationen auf. In diesem Gesamtbild scheint die Erde eher in Richtung auf eine neue Eiszeit zu steuern, allerdings ist der Temperaturtrend mit 0.1 K pro Jahrtausend wesentlich geringer als die vielen überlagerten kurzzeitigen Fluktuationen.

Betrachten wir nur einen Zeitraum der vergangenen 100 oder 500 Jahre, so finden wir eine Vielzahl von Fluktuationen, das prominenteste Merkmal ist die Kleine Eiszeit. Vergleichen wir diese Fluktuationen mit dem häufig als Fieberkurve des Planeten bezeichneten Temperaturtrend, so wird deutlich, dass das im Zeitraum von 1940 bis 1970 erreichte Plateau in der

<sup>12</sup>Suonen sind nicht das einzige, was ein zurückweichender Gletscher frei legt. Ötzi ist ein sehr prominentes Beispiel, allerdings ist Ötzi nicht das einzige: an verschiedenen Stellen kommen mit dem momentanen Gletscherrückgang Spuren aus der Bronze- oder Römerzeit zum Vorschein, die darauf hindeuten, dass es zu der Zeit dort wichtige Transitstrecken und damit gangbare, nicht vergletscherte Pfade gegeben haben muss.



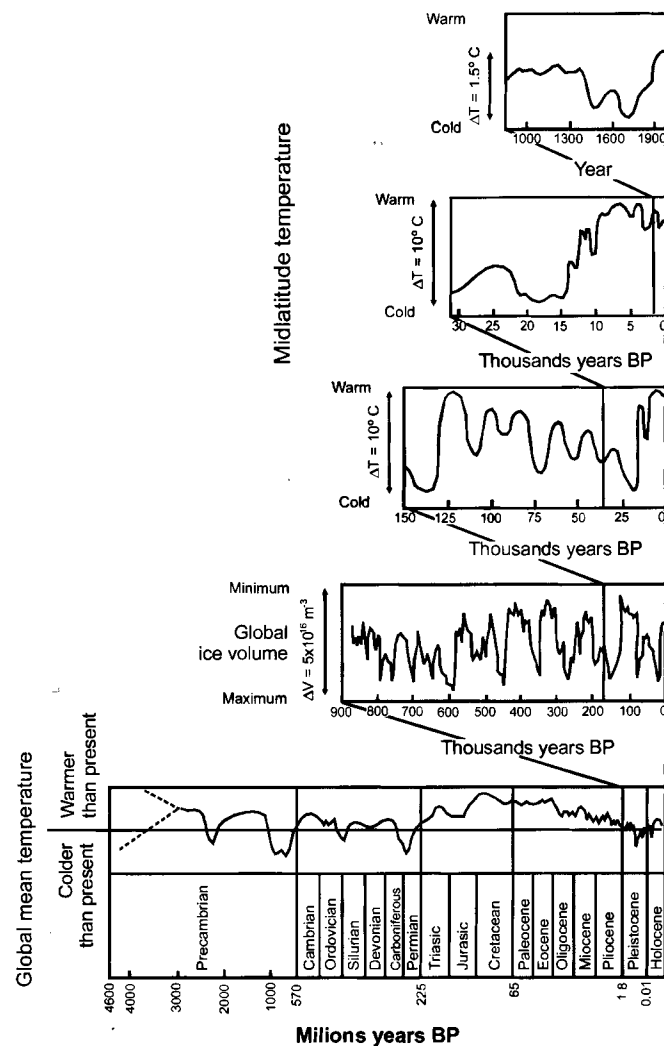


Abbildung 10.31: Klimavariationen auf verschiedenen Zeit- und Temperaturskalen [58]

Temperaturkurve bereits früher häufiger erreicht wurde und der Anstieg in den ersten Jahrzehnten dieses Jahrhunderts noch als eine Erholungsphase von den Folgen der Kleinen Eiszeit interpretiert werden kann. Das geographische und saisonale Muster der Temperaturänderung der vergangenen hundert Jahre folgt ungefähr den Mustern, die auch in den Vorhersagen zu anthropogenen Klimaänderungen zu finden sind. Allerdings scheint es sich dabei weniger um einen Beleg dafür zu handeln, dass die Temperaturänderung anthropogenen Ursprungs ist als vielmehr um einen Hinweis darauf, dass Klimaänderungen nicht global gleichmäßig erfolgen, sondern in einem bestimmten Muster. Auch die Eiszeiten zeigen ein entsprechendes Muster. Wichtig scheint auch der Hinweis, dass die Veränderung der Zirkulationsmuster aus einem im globalen Mittel eher kleinen Effekt einen regional starken Effekt erzeugen kann, d.h. nicht nur die Änderung der Gesamtenergie in der Atmosphäre hat Folgen sondern ebenso eine Umverteilung der vorhandenen Energie.

Fazit: Selbst wenn wir keiner der Modellrechnungen glauben, weder im Bezug auf natürliche noch anthropogene Änderungen, so sollten wir zumindest aus der Klimageschichte zur Kenntnis nehmen, dass sich das Klima verändern wird, auf kurzen wie auf langen Zeitskalen, und dass die Geschichte gezeigt hat, dass Änderungen auf den relativ kurzen Zeitskalen schon stark genug sein können, um für die Menschheit beträchtliche Auswirkungen zu haben.

## Fragen

**Frage 153** Beschreiben Sie einige Methoden der Klimarekonstruktion und geben Sie Vor- und Nachteile der entsprechenden Verfahren an.

**Frage 154** Eisbohrkerne sind ein ausgezeichnetes Hilfsmittel zur Untersuchung der Atmosphäre in früheren Zeiten, da sie weit in der Zeit zurück reichen, eine gute Datierung erlauben und außerdem auf Grund der Lufteinschlüsse auch Abschätzungen bezüglich der Zusammensetzung der Atmosphäre ermöglichen. Welche Probleme sind mit der Nutzung/Interpretation dieser Daten verbunden?

**Frage 155** Welche Bedeutung haben phenologische Daten in der Klimarekonstruktion? Welche Probleme sind mit ihrer Interpretation verbunden.

**Frage 156** Fassen Sie die wesentlichen Eigenschaften des Klimas während der Kleinen Eiszeit zusammen. Diskutieren Sie Ihre Befunde im Zusammenhang mit Großwetterlagen und NOA.

**Frage 157** Lässt sich jederzeit eine Eiszeit erzeugen oder müssen bestimmte Bedingungen erfüllt sein?

**Frage 158** Beschreiben Sie die Gilliland-Hypothese. Welche Unterschiede und Gemeinsamkeiten gibt es zwischen der Hypothese und einem modernen Klimamodell?

**Frage 159** Erläutern Sie die Milankovich-Theorie zur Entstehung von Eis- und Warmzeiten

**Frage 160** Erläutern Sie, warum ein Veränderungen von Gletschern einerseits ein praktisches Klimaproxy sind, andererseits jedoch schwierig zu interpretieren sind.

## Projektvorschlag

Alle Projektvorschläge in diesem Kapitel sind reine Literaturrecherche.

### 10.11.1 Eisbohrkerne als Klimaarchiv

Da Eisbohrkerne sehr viele Informationen über die Atmosphäre auf verschiedenen, und auch weiter zurück reichenden Zeitskalen liefern können, sollte diese Methode genauer vorgestellt werden. Eine, wenn auch etwas ältere Übersicht gibt [69], im Internet finden sich gute Hinweise z.B. unter <http://nicl.usgs.gov/>, <http://www-bprc.mps.ohio-state.edu/Icecore/> oder <http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/paleo.html> – wobei unter letzterem Link auch andere Verfahren zu finden sind. Eine Liste von Nature-Artikeln zu Ergebnissen findet sich unter <http://www.nature.com/nature/focus/icecores/index.html>, die jeweiligen Artikel sind in der UB.

Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie sich genau mit der Methode vertraut machen: dazu gehören sowohl die Förder- als auch die anschließenden Analysemethoden. Der Artikel von [69] ist zwar schon etwas älter, sollte Ihnen jedoch alle wichtigen Informationen liefern. Verschaffen Sie sich auch einen Überblick über bisher erschlossene Kerne und die damit untersuchten Fragestellungen: eine Liste von Nature-Artikeln zu Ergebnissen findet sich unter <http://www.nature.com/nature/focus/icecores/index.html>, die jeweiligen Artikel sind in der UB. Die einzelnen der oben erwähnten Seiten sollten auch auf die Arbeiten der entsprechenden Forschungsgruppen bzw. Institutionen verweisen, so dass Sie dort weitere Anwendungen zu den wissenschaftlichen Fragen finden können.

### 10.11.2 Wenn der Abfluss mal verstopft ist ...

Im Zusammenhang mit anthropogenen Klimaänderungen haben wir in Abb. 5.77 bereits die Möglichkeit einer Reduktion in der nordatlantischen Umwälzbewegung kennen gelernt. Ein postuliertes Versiegen des Golfstroms (bzw. die Konsequenzen seiner Unterbrechung) hatte vor einiger Zeit seinen Filmauftritt in ‘The day after tomorrow’, wobei der wissenschaftliche

Gehalt der Darstellung eher umstritten ist (z.B. [http://www.pik-potsdam.de/~stefan/tdat\\_review.html](http://www.pik-potsdam.de/~stefan/tdat_review.html), für die sachliche Darstellung [http://www.pik-potsdam.de/~stefan/thc\\_fact\\_sheet.html](http://www.pik-potsdam.de/~stefan/thc_fact_sheet.html) oder <http://www.climate.unibe.ch/~christof/div/fact4thc.html>). Im Rahmen dieses Projektes sollten Sie sich mit Variationen im Golfstrom im Zusammenhang mit Veränderungen des Klimas einarbeiten. Zum Einlesen (und als Hilfe bei der Literatursuche) eignet sich [241, 242]. Veränderungen in der thermohalinen Zirkulation werden ferner als die Ursache für kurzzeitige Temperaturrückgänge bei der Erholung aus der letzten Eiszeit diskutiert (Younger Drias). Auch auf diesen Aspekt sollte eingegangen werden; ein Einstiegszitat ist z.B. [56] oder [136]. Aus den Arbeiten von Rahmstorf (und seiner Homepage) sollten sie auch weitere Hinweise auf Änderungen der thermohalinen Zirkulation finden und diesen nachgehen.

### 10.11.3 Milankovich–Theorie

Die Milankovich–Theorie [211, 212] ist eine mathematisch relativ einfach zu fassende Theorie. Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie sie auch quantitativ beschreiben und einen genaueren Zusammenhang zwischen den von Milankovich vorher gesagten Eis- und Warmzeiten sowie den beobachteten knüpfen. Warum klappt es mal ganz gut und mal eher schlecht? Wie groß ist der Einfluss der Variation der Erdbahnparameter im Vergleich z.B. zur Variation auf Grund einer veränderten Solarkonstante (wie in Abschn. 11.3.1 diskutiert)?

## Literaturhinweise

Die Methoden zur Untersuchung von Klimaschwankungen sowie diese Klimaveränderungen selbst sind in Schönwiese [273] dargestellt (das ist ein Taschenbuch mit gutem Preis-Leistungs-Verhältnis). Ausführlichere Darstellungen geben Budyko [42] und Flohn und Fantechi [88], sowie die entsprechenden Kapitel in Hupfer [138]. Die letzten beiden Bücher diskutieren auch sehr ausführlich die Konsequenzen klimatischer Änderungen im Bezug auf Landwirtschaft, allgemeine Ernährungslage, sowie sich möglicherweise ergebende neue Völkerwanderungen. Letztere Probleme werden auch in Kellog und Schware [168] aufgegriffen. Eine allgemeine Einführung in Klimaveränderungen, unter besonderer Berücksichtigung anthropogener Effekte gibt Schönwiese [274]. Eine sehr gute Diskussion der Klimabedingungen seit der letzten Eiszeit in verschiedenen Bereichen der Erde ebenso wie der Messmethoden und der Ansätze zu Modellierungen von Klimaschwankungen und deren Auswirkungen findet sich in Wright et al. [329]. Die letzten 1000 Jahre Klimageschichte in Mitteleuropa sind detailliert in Glaser [105] dargestellt; Gletscher und ihre Veränderungen werden diskutiert in Holzhauser [126] und Maisch [197].

Auf die Tatsache, dass gravierende lokale Änderungen nicht nur durch (anthropogene) Klimaänderungen sondern allein durch die Landnutzung entstehen können, weist Glantz [104] hin.

# Kapitel 11

## Solar–Terrestrische Beziehung

It is a good morning exercise for a research scientist to discard a pet hypothesis every day before breakfast. It keeps him young.

Konrad Lorenz

In diesem Kapitel soll der mögliche Einfluss der Sonne, bzw. korrekter solarer Aktivität, auf Wetter und Klima beschrieben werden. Es wird dabei sehr viel auf der Basis von Korrelationen argumentiert, d.h. wir bewegen uns auf unsicherem Boden. Der Einfluss der Sonne auf Wetter und Klima ist ein Teilaspekt der Solar-Terrestrischen Beziehungen, obwohl das Hauptarbeitsgebiet Solar-Terrestrischer Beziehungen eigentlich eher in den klassischen Domänen Polarlichter, Hochatmosphäre, Magnetosphäre und geomagnetische Störungen liegt (für Übersichten siehe [118, 301] sowie die Artikel von [60, 71, 249]). Eine gute und anschauliche Übersicht über die verstandenen und für den Menschen interessantesten Aspekte der Solar-Terrestrischen Beziehungen gibt [159].

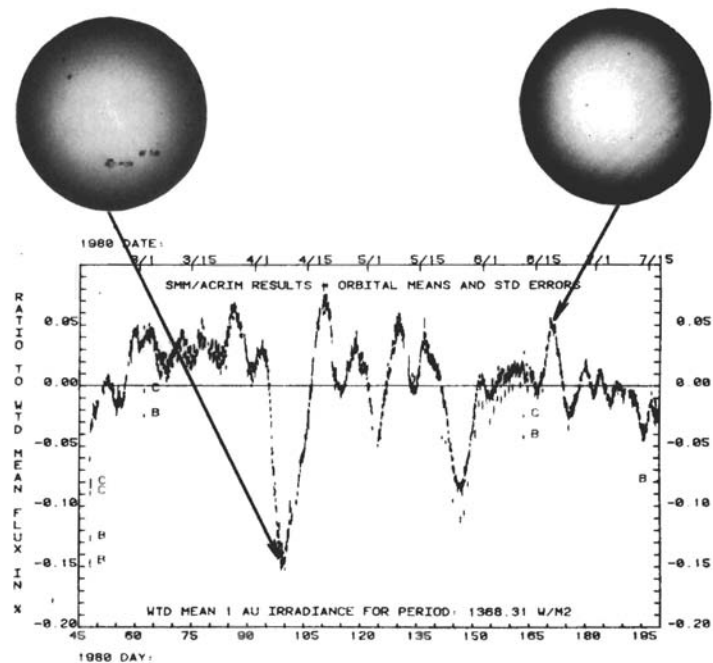
Kopplungen zwischen Sonne, Wetter und Klima können auf unterschiedlichen Zeitskalen erfolgen. Die Variation der Solarkonstante im Laufe des Solarzyklus liegt im Promille-Bereich und müsste damit zumindest von der zugeführten Energie her viel zu gering sein, um zu messbaren Klimaänderungen zu führen. Andererseits ist jedoch das fast vollständige Verschwinden des Solarzyklus im Maunder-Minimum mit der Kleinen Eiszeit und wahrscheinlich auch einer Abnahme der Solarkonstanten verknüpft. Diskutiert wird auch ein Zusammenhang zwischen der Bodentemperatur und der Dauer des Solarzyklus. Zum Ende des Kapitels hin werden wir uns mit einigen Korrelationen beschäftigen, die eine Abhängigkeit von Wetter- und/oder Klimaparametern von solarer Aktivität vorschlagen. Der abschließende Abschnitt beschreibt die physikalische Basis für eine mögliche Wirkungskette Solar-Terrestrischer Beziehungen, der Einfluss energiereicher geladener Teilchen auf die Atmosphäre.

### 11.1 Änderung der Solarkonstanten

Bei der Bestimmung der Effektivtemperatur nach (5.24) ebenso wie in der Faustformel zur Abschätzung von Klimaänderungen haben wir die Solarkonstante bisher als konstant angenommen. In diesem Abschnitt wollen wir nun die Variabilität der Solarkonstanten betrachten, d.h. des solaren Strahlungsstromes am Ort der Erde.

Die Änderungen der solaren Einstrahlung setzen sich aus zwei Teilen zusammen: (a) Änderungen aufgrund der elliptischen Erdbahn und (b) Veränderungen der solaren Ausstrahlung selbst. Die jahreszeitlichen Variationen des Erde-Sonne Abstandes aufgrund der elliptischen Erdbahn führen zu Schwankungen der Solarkonstanten um  $\pm 3.5\%$ . Setzt man

Abbildung 11.1: Schwankungen der Solarkonstanten innerhalb von 155 Tagen zur Zeit des solaren Maximums 1980. Man erkennt deutlich den Einfluss von Flecken auf die Solarkonstante. Die Gesamtschwankung liegt nur im Promillbereich ([135] in [330])



diese Änderungen in die Gleichung für die Effektivtemperatur ein, so würden sich Schwankungen in der Größenordnung von  $\pm 1.9$  K ergeben. Das ist teilweise in den kälteren Wintern und wärmeren Sommern auf der Südhalbkugel reflektiert (die Erde ist im Juni im Perihel, d.h. der Abstand Sonne-Erde ist minimal). Dieser saisonale Effekt ist bei der Bestimmung der Effektivtemperatur bereits herausgemittelt und wird uns hier nicht weiter interessieren (jahreszeitliche Verschiebungen des sonnennächsten bzw. sonnenfernsten Punktes der Erdbahn im Rahmen der Milankovich-Theorie können jedoch auf Zeitskalen von Tausenden bzw. Zehntausenden von Jahren klimatische Änderungen bewirken, vgl. Abschn. 10.7.2).

Stärker mit unserer ursprünglichen Fragestellung nach solaren Einflüssen auf das Klima verknüpft ist die Veränderung des Jahresmittels der solaren Einstrahlung während des Solarzyklus und eventuell auch auf längeren Zeitskalen, d.h. es wird die Veränderung der solaren Ausstrahlung selbst betrachtet. Seit 1978 werden Satelliteninstrumente zur Messung der Solarkonstanten außerhalb der störenden Erdatmosphäre verwendet. Entsprechende Instrumente befinden sich z.B. auf den amerikanischen Wettersatelliten der Nimbus-Serie (seit 1978) sowie auf der Solar Maximum Mission (SMM, 1980-1989) und ERBS (Earth Radiation Budget Satellite). Diese Instrumente erlauben durch zusätzliche Messung der terrestrischen Ausstrahlung eine Überprüfung der Strahlungsbilanz der Erde. Im Rahmen der Messgenauigkeiten sind dabei Ein- und Ausstrahlung gleich, d.h. die Strahlungsbilanz der Erde ist ausgeglichen, wie wir es bei der Herleitung von (5.24) angenommen haben.

Würden wir überhaupt eine Änderung der Solarkonstanten im Laufe des Solarzyklus erwarten? Wir hatten in Kap. 3, insbesondere Abb. 3.9, gesehen, dass sich die solare Ausstrahlung während des Solarzyklus im wesentlichen nur in den kurz- und langwelligen Ausläufern, d.h. in der UV-Strahlung und im Radiobereich ändert, im sichtbaren Bereich, der das Maximum der Ausstrahlung ausmacht, jedoch kaum. Sollte die Solarkonstante nun zunehmen aufgrund der UV- und Radioemission im Zusammenhang mit Flares (vgl. Abb. 3.8), oder wird die Solarkonstante aufgrund der großen Zahl der Flecken (sie sind kälter als ihre Umgebung und emittieren daher weniger elektromagnetische Strahlung) eher geringer?

Dazu zeigt Abb. 11.1 die relative Änderung der Solarkonstante, beobachtet über einen Zeitraum von 155 Tagen (ungefähr die erste Hälfte des Jahres 1980, also in der Nähe des solaren Maximums). Man erkennt deutlich den Einfluss einzelner Fleckengruppen, die relative Änderung im solaren Strahlungsfluss entspricht dabei der relativen von den Flecken bedeckten Fläche der Sonne. Die Gesamtänderung des solaren Flusses beträgt nur wenige Promill. Die

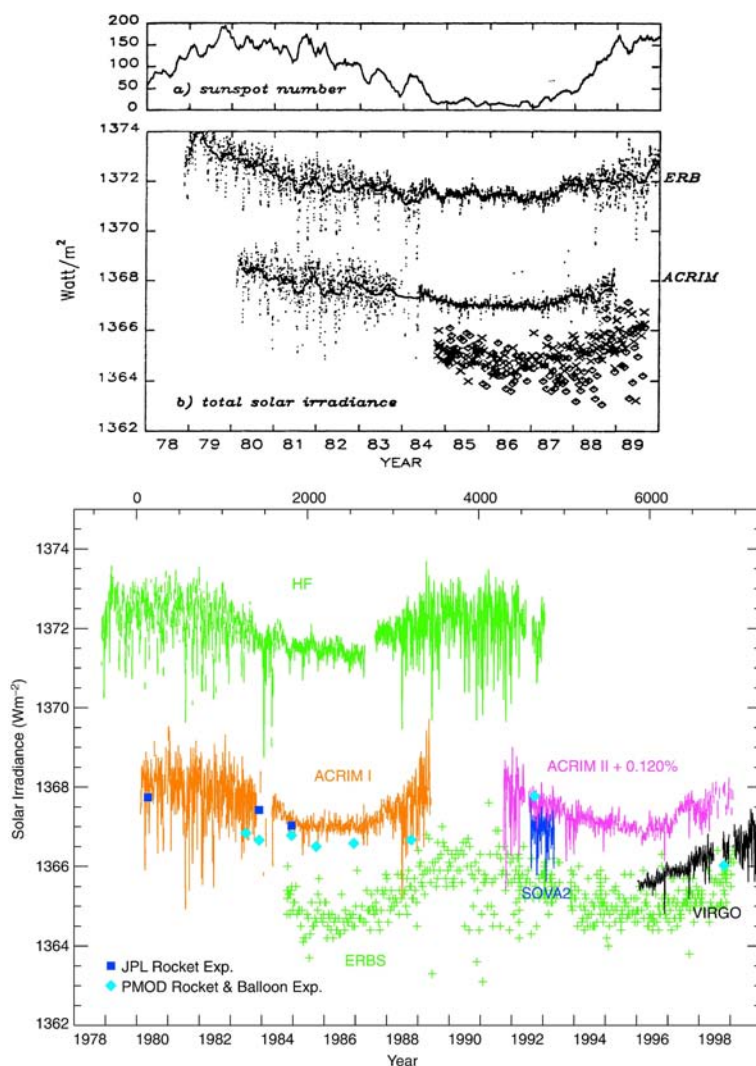


Abbildung 11.2: Zeitverlauf der Sonnenfleckenanzahl (oben) und der Solarkonstanten (Mitte) im Zeitraum von 1978 bis 1989, zur Erklärung der einzelnen Kurven vergleiche Text [186]; im unteren Teil Fortschreibung der Kurven bis 2000 [146]

waagerechte Linie entspricht dem mittleren Fluss während des Beobachtungszeitraumes, die nach oben ausweichenden Zacken geben den maximalen Fluss wieder.

Aufgrund der großen Variabilität der Sonne während dieser Zeit ist eine 27-tägige Periodizität (im Zusammenhang mit der Sonnenrotation) nur schwach zu erahnen. Pfeile markieren einen willkürlichen 27-Tage Rhythmus. Zwar sind stets Maxima der Solarkonstanten in unmittelbarer Nähe dieser Marker, die Abweichungen sind jedoch zu groß, als dass dieser Zusammenhang statistisch signifikant wäre. Naheliegendste Erklärung ist das Auftauchen neuer und das Verschwinden alter Fleckengruppen während dieser Zeiten.

Nachdem wir hier Schwankungen der Solarkonstante auf Zeitskalen von Monaten betrachtet haben, wollen wir unsere Betrachtung auf längere Zeitskalen ausdehnen. Abbildung 11.2 zeigt die Zahl der Sonnenflecken (oben) und den Zeitverlauf der Solarkonstanten (Mitte) für den Zeitraum von 1978–1989. Die Daten für die Solarkonstante sind von verschiedenen Instrumenten bestimmt; obere Kurve ERB (Earth Radiation Budget) auf Nimbus 7 (seit 1978), untere Kurve ACRIM (Active Cavity Radiometer Irradiance Monitor) auf SMM (beide Instrumente bestimmen des solaren Fluss täglich), die Kreuze sind von ERBS (Earth Radiation Budget Satellite), die Rhomben von NOAA 9, die beide nur jeweils einige male pro Monat messen. Den Kurven bei ERB und ACRIM sind 81-Tage laufende Mittel überlagert, die die Kurzzeitschwankungen aufgrund der Entwicklung bzw. des Verschwindens aktiver Regionen (vgl. Abb. 11.1) herausfiltern sollen. Die Verschiebungen der einzelnen Kurven gegeneinander

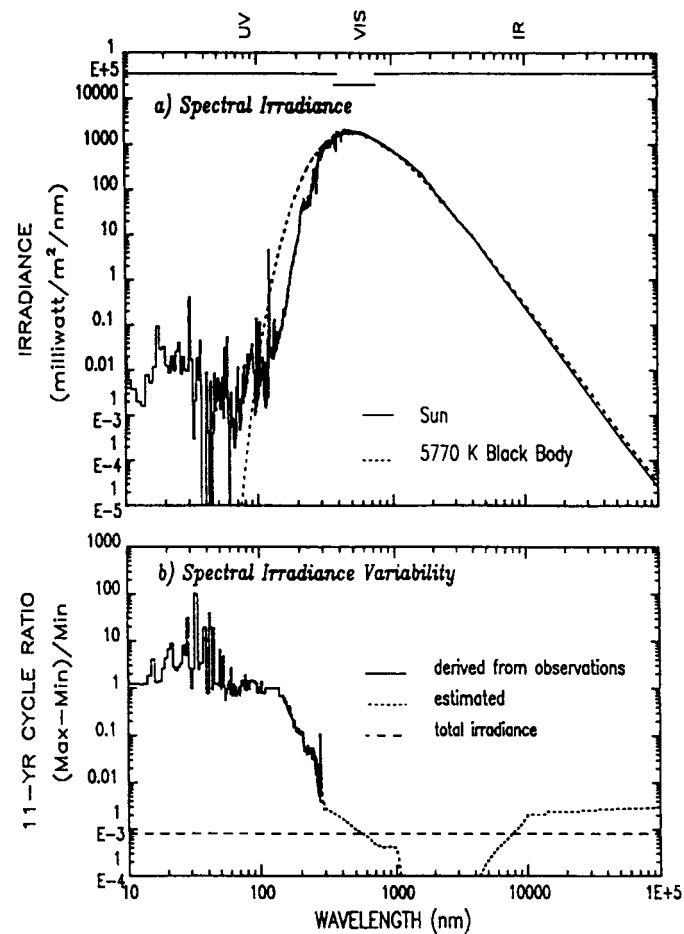


Abbildung 11.3: Solares Spektrum im Sonnenfleckenminimum (oben) und Variabilität der solaren Ausstrahlung mit dem Sonnenfleckenzyklus [186]

beruhen auf Ungenauigkeiten in der Kalibrierung der Instrumente. Dieser Kalibrierungsfehler ist um mehr als eine Größenordnung größer als der Messfehler der einzelnen Instrumente!

In den Profilen zeigt sich ein Abwärtstrend der Solarkonstante zusammen mit dem Abklingen solarer Aktivität zwischen 1980 und 1986 sowie ein erneuter Anstieg im Zusammenhang mit dem Beginn des neuen Solarzyklus. Die Amplitude der Änderungen beträgt ca. 0.1%. Diesem Langzeittrend sind kurzzeitige Variationen von bis zu 0.2% überlagert, wie auch aus Abb. 11.1 ersichtlich. Da sich die Beobachtungen nur über einen Zeitraum von ca. 10 Jahren erstrecken, d.h. nur in der Größenordnung der gesuchten Zykluslänge liegen, sind sie alleine noch kein Beweis für eine zyklische Änderung des solaren Flusses. Daher ist im unteren Teil der Abbildung die Fortsetzung dieser Beobachtungen bis zum Jahr 2000 gezeigt. An der Abbildung wird wieder das Problem langer Messreihen deutlich: da die Instrumente zwischenzeitlich gewechselt werden mussten, sind diese Messreihen nicht homogen: hätte man nur zwei Messinstrumente ohne zeitlichen Überlapp (z.B. ACRIM I und Virgo oder HF und VIRGO), so könnte man zu sehr interessanten Theorien bezüglich der Veränderung der Solarkonstanten gelangen.

Die Zunahme des solaren Flusses mit der Zahl der Sonnenflecken deutet daraufhin, dass es noch eine zusätzlich Quelle solarer Emission während des solaren Maximums geben muss, die die Abnahme des Flusses durch die Sonnenflecken überkompensiert. Als Ursache werden hier helle Fackeln in den polaren Bereichen der Sonne vermutet sowie das insbesondere in der CaII-Linie deutlich sichtbare magnetische Netzwerk der Photosphäre. Aufgrund dieses noch nicht völlig verstandenen Aufhellens ist es nicht zuverlässig möglich, aus der Sonnenfleckenanzahl und den beobachteten Variationen der Solarkonstanten in den vergangenen 10 Jahren auf längerfristige Variationen zurückzuschließen, d.h. es gibt noch keine Umrechnungstabelle

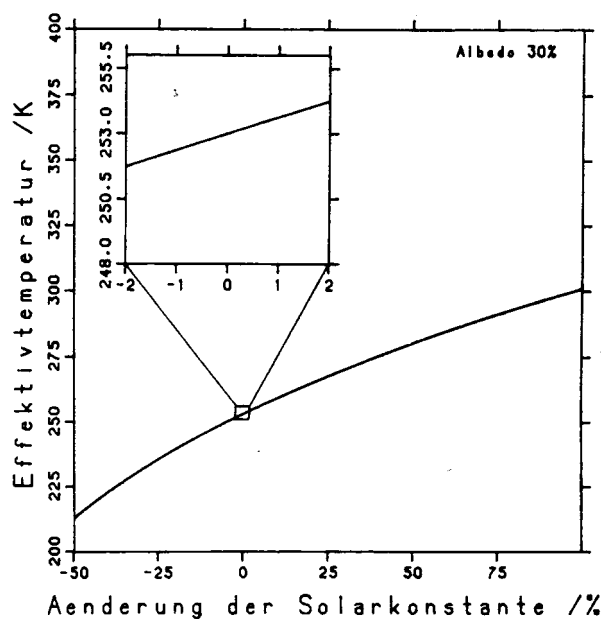


Abbildung 11.4: Zusammenhang Solarkonstante – Effektivtemperatur

von Fleckenzahl oder Fleckenfläche auf Solarkonstante. Wir werden aber im Zusammenhang mit dem Maunder-Minimum weiter unten trotzdem Versuche kennen lernen, die eine Rekonstruktion der Solarkonstante aus Proxys erlauben.

Wie schon am Ende von Kap. 3 angedeutet, ist die Variabilität der Sonne in den kurzen und langen Wellenlängenbereichen wesentlich größer als im sichtbaren Bereich (der andererseits aber aufgrund des großen Flusses die Solarkonstante bestimmt). Abbildung 11.3 zeigt dazu die spektrale Variation der solaren Strahlung während eines Solarzyklus. Während die Variabilität des Gesamtflusses bei 0.1% liegt, kann die solare Emission im UV-Bereich während des Maximums um bis zu zwei Größenordnungen über der ruhigen Sonne liegen. Diese Abbildung ist in einem gewissen Sinne nur eine veränderte Form von Abb. 3.9, allerdings wurde hier Wert auf die Darstellung der Änderungen gelegt während Abb. 3.9 das Spektrum beschreibt.

Da die Solarkonstante in vierter Wurzel in die effektive Temperatur (5.24) eingeht, sind die sich aus Änderungen der Solarkonstante ergebenden Änderungen der Temperatur gering: die maximale Kurzzeitvariation von 0.2% würde nur auf eine Temperaturänderung von 0.13 K führen. Grobe Modellrechnungen schätzen den Unterschied in der Solarkonstante zwischen dem Maunder-Minimum und dem solaren Minimum von 1986 ebenfalls mit 0.2% bis 0.5% ein (s.u.), also relativ gering im Vergleich zu der geschätzten Temperaturabnahme während des Maunder-Minimums um 0.6 K. Das zeigt wiederum, dass eine Kopplung zwischen solarer Aktivität und terrestrischen Effekten, insbesondere des Klimas, komplizierter sein können, als einfach über Änderungen der Solarkonstante abgeschätzt.

Um eine Vorstellung über die Größenordnung der Temperaturänderung bei Änderung der Solarkonstante zu bekommen, zeigt Abb. 11.4 den nach (5.24) bestimmten Zusammenhang zwischen der Solarkonstanten und der Effektivtemperatur. Dabei ist für die Solarkonstante der mittlere Wert von  $1.36 \text{ kW/m}^2$  angenommen. Um Temperaturschwankungen von 1 K zu erreichen, sind Änderungen der Solarkonstanten von 2% nötig, d.h. Änderungen, die um mehr als eine Größenordnung über den bisher beobachteten Schwankungen im solaren Output liegen können. Andererseits ist dies jedoch auch die Größenordnung der Änderungen der solaren Einstrahlung im Laufe des Jahres aufgrund der elliptischen Erdbahn.



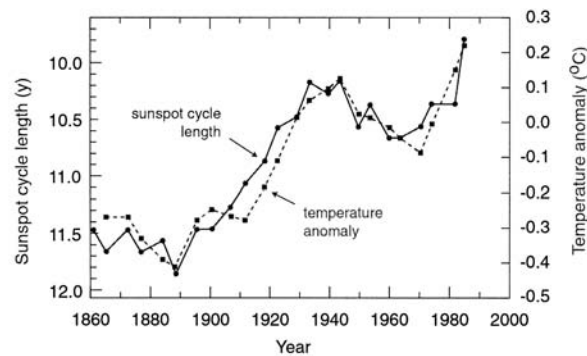


Abbildung 11.5: Korrelation zwischen der Länge des Solarzyklus und der globalen Temperatur für die letzten 120 Jahre [95]

## 11.2 Dauer des Solarzyklus

Eine neue, bisher aber von den physikalischen Mechanismen noch unverstandene Beobachtung liefert eine erneute Unterstützung der Hypothese, dass Klimaschwankungen und Schwankungen solarer Aktivität gekoppelt sein können. Im Zusammenhang mit Abb. 11.14 werden wir die variable Länge der Solarzyklen (zwischen 8 und 14 Jahren) kennen lernen. Friis-Christensen und Lassen [95] haben für die letzten 120 Jahre eine Korrelation zwischen der Länge der Solarzyklen und der globalen Temperatur gefunden, wonach der Anstieg der Temperaturen mit einer Abnahme der Länge des Solarzyklus zu korrelieren scheint.

### 11.2.1 Beobachtung

Abbildung 11.5 zeigt dazu die Variationen in der Länge des Solarzyklus (linke Skala, dick ausgezogene Kurve mit den Kreuzen ‘+’) und der Temperaturanomalie (das ist die Abweichung der aktuellen Temperatur von der mittleren Temperatur über den betrachteten Zeitraum) auf der nördlichen Halbkugel. Die beiden Kurven folgen einander recht gut. Zu beachten ist insbesondere, dass zu Zeiten der Temperaturabnahme zwischen 1940 und 1970 die Zykluslänge wieder ansteigt. Die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Korrelation ist weniger als 1:20.

Ob sich aufgrund der variablen Länge des Solarzyklus die Solarkonstante ausreichend geändert hat, um klimatische Effekte wie die Kleine Eiszeit während des Maunder-Minimums zu erklären, oder ob zusätzlich kompliziertere Solar-Terrestrische Wechselwirkungen benötigt werden, kann anhand des nur für sehr begrenzte Zeiträume vorliegenden Datensatzes nicht ermittelt werden.

Diese Hypothese würde die Fieberkurve in Abb. 1.6 also praktisch ausschließlich auf einen solaren Effekt reduzieren. Insbesondere der überraschend schnelle Anstieg solarer Aktivität in den Jahren 1989/1990 würde dann auch gerade mit dem stärksten Temperaturanstieg zusammenfallen. Andererseits haben wir jedoch in Abbildung 7.7 Vulkane als einen Kandidaten zur Beeinflussung der Temperatur kennengelernt – mit dem Vorteil, dass wird dort sogar die physikalischen Mechanismen verstehen können. Und für die letzten Jahre dürften doch allmählich die anthropogenen Einflüsse an Bedeutung gewinnen – vielleicht (hoffentlich) noch nicht unbedingt als die alleinbestimmende Einflussgröße, aber wohl kaum noch als eine vernachlässigbare Größe. Insofern scheint mir die in Abschn. 10.7.1 vorgestellte Gilliland-Hypothese, die die Einflüsse von Sonne, Menschen und Vulkanen berücksichtigt, angemessener. Ob die hier vorgestellte Korrelation teilweise in die Hypothese mit eingeht in dem Sinne, dass sie einen Bezug zu dem ca. 80 Jahre dauernden Gleissberg-Zyklus hat, bliebe zu untersuchen. Auch steht die Beobachtung eines auf 9 Jahre verkürzten Solarzyklus während des Maunder-Minimums und der Kleinen Eiszeit in direktem Widerspruch zu einer Anti-Korrelation zwischen der Länge des Solarzyklus und der Bodentemperatur.

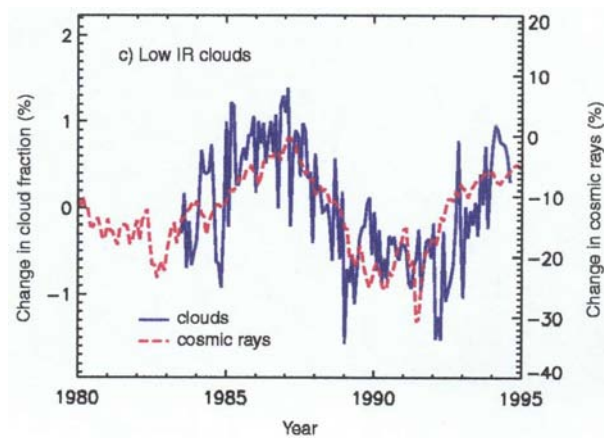


Abbildung 11.6: Korrelation zwischen galaktischer kosmischer Strahlung und tief liegenden Wolken [202]

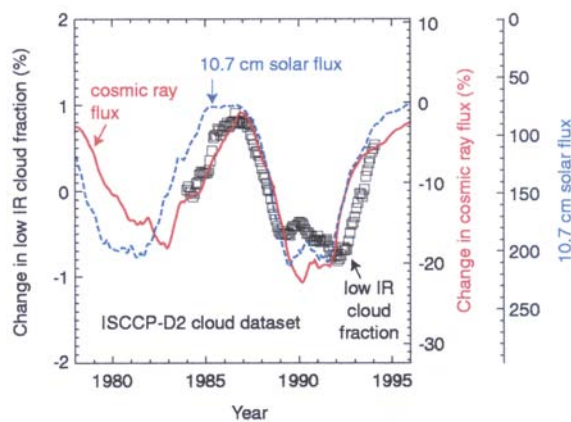


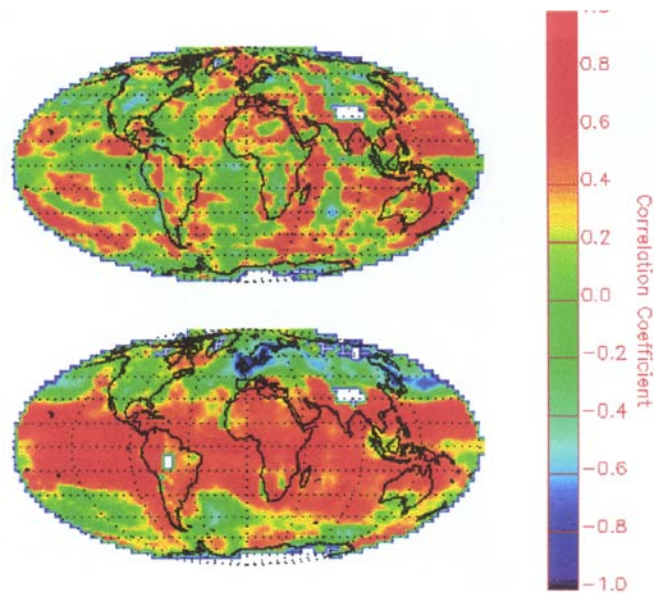
Abbildung 11.7: Wolken, solarer Fluss und galaktische kosmische Strahlung [300]

### 11.2.2 Erklärungsversuch

Ein Erklärungsversuch zum Zusammenhang zwischen Temperatur und Länge des Solarzyklus wurde von Marsh und Svensmark [202] vorgeschlagen. Die Grundidee ist einfach: Beobachtungen legen nahe, dass die kosmische Strahlung mit tief liegenden Wolken korreliert, vgl. Abb. 11.6. Dabei entsprechen höhere Flüsse der galaktischen kosmischen Strahlung einer dichteren Wolkenbedeckung. Die Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung ist andererseits mit dem Solarzyklus moduliert, vgl. Abb. 11.21. Als Erklärungskette erhält man damit: kürzere Solarzyklen bedeuten auch kürzere Minima in der solaren Aktivität. Damit wird die Erholphase für die galaktische kosmische Strahlung kürzer, ihre Intensität sinkt. Dies führt zu einer geringeren Wolkenbedeckung und damit zu höheren Temperaturen. Als Erklärung für den Zusammenhang zwischen galaktischer kosmischer Strahlung und Wolken lässt sich ein einfaches Nachweisverfahren verwenden: die Tröpfchen- oder Nebelkammer. Oder physikalischer formuliert: die Teilchen der galaktischen kosmischen Strahlung wirken als Kondensationskeime.

Zwar hat diese Erklärung der Korrelation zwischen Solarzykluslänge und Temperatur den Charme, dass über die Kondensationskeime ein physikalischer Zusammenhang hergestellt werden kann, allerdings sind die Flüsse der galaktischen kosmischen Strahlung nur einer von vielen Parametern, die mit dem Solarzyklus korrelieren. Um den Zusammenhang zwischen Wolken und galaktischer kosmischer Strahlung weiter zu stärken, hat man beide mit anderen Parametern solarer Aktivität verglichen, z.B. dem 10.7 cm Radiofluss. Wie in Abb. 11.7 gezeigt, können kleine zeitliche Verschiebungen als Indikatoren verwendet werden: die Wolkenbedeckung korreliert direkt mit der galaktischen kosmischen Strahlung, gegenüber der solaren elektromagnetischen Strahlung sind beide jedoch um mehr als ein Jahr verschoben. Der Zusammenhang zwischen Wolken und galaktischer kosmischer Strahlung ist also

Abbildung 11.8: Räumliche Korrelationsmuster zwischen Wolken und galaktischer kosmischer Strahlung (oben) und Temperatur an der Wolkenoberkante und galaktischer kosmischer Strahlung [202]



stärker als der zwischen Wolken und Radiofluss.<sup>1</sup>

Dennoch ist die Korrelation nicht einfach. Betrachtet man alle Wolken, so zeigt sich ein sehr unbefriedigendes Bild. Dazu ist im oberen Teil von Abb. 11.8 das räumliche Korrelationsmuster zwischen der galaktischen kosmischen Strahlung und den Wolken dargestellt: es ergibt sich keine Korrelation. Im unteren Teil dagegen ist das räumliche Muster der Korrelation zwischen der Temperatur an der Wolkenoberkante und der galaktischen kosmischen Strahlung gezeigt. Hier ergibt sich insbesondere in den niedrigen Breiten über den Ozeanen eine deutliche Korrelation. Die Autoren versuchen diesen Zusammenhang durch veränderte Eigenschaften der Wolken zu begründen, z.B. niedrigere Wolken oder eine veränderte Emissivität auf Grund geänderter Tröpfchenzahl oder -größe.

Während sich veränderte Wolkeneigenschaften nur schlecht untersuchen lassen (außer mit der veränderten Emissivität als Merkmal), ist es relativ einfach, einen Blick auf die Wolken in verschiedenen Höhen zu werfen. Hier verwendet man die Strahlungstemperatur als ein Maß für die Temperatur am Kondensationsniveau und kann dann aus der Temperaturschichtung der Atmosphäre die Wolkenhöhe abschätzen. Typischerweise werden die Wolken eingeteilt in hohe Wolken oberhalb 6.5 km, die ungefähr 13.5% zur Bedeckung beitragen und einen Strahlungsantrieb von  $-4.6 \text{ W/m}^2$  haben. Mittlere Wolken in Höhen zwischen 3.2 und 6.5 km tragen ca. 19.9% zur Bedeckung bei und haben einen Strahlungsantrieb von  $-6.4 \text{ W/m}^2$  während tief liegende Wolken unterhalb von 3.2 km mit 28% den größten Anteil an der Bedeckung haben und gleichzeitig mit einem Strahlungsantrieb von  $-16.7 \text{ W/m}^2$  auch am stärksten in die Strahlungsbilanz eingreifen. Betrachtet man für alle drei Wolkentypen die Korrelation mit der galaktischen kosmischen Strahlung, vgl. Abb. 11.9, so findet man einen Zusammenhang nur mit den tief liegenden Wolken.

Insgesamt ergibt sich: die Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung korreliert sehr gut mit den tief liegenden Wolken in den niedrigen Breiten. Diese Korrelation lässt sich physikalisch verstehen, da die geladenen energiereichen Teilchen der galaktischen kosmischen Strahlung als Kondensationskeime für die Wolkenbildung zur Verfügung stehen. So schön

<sup>1</sup>Das dumme an der Argumentation ist nur, dass der Zusammenhang zwischen galaktischer kosmischer Strahlung und Radiofluss trotz der zeitlichen Verschiebung sehr stark ist: die durch den Radiofluss angedeutete Umstrukturierung des solaren und damit verbunden des interplanetaren Plasmas braucht einige Zeit, bis sie sich von der Sonne zum Rand der Heliosphäre ausgereitet hat. Erst dann ist sie für die Modulation der galaktischen kosmischen Strahlung wirksam. Mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $1 \text{ AU}/4 \text{ d}$  und einer Ausdehnung von ca. 100 AU lässt sich eine Zeitskala von etwas mehr als einem Jahr abschätzen – das passt zu der beobachteten Verschiebung.

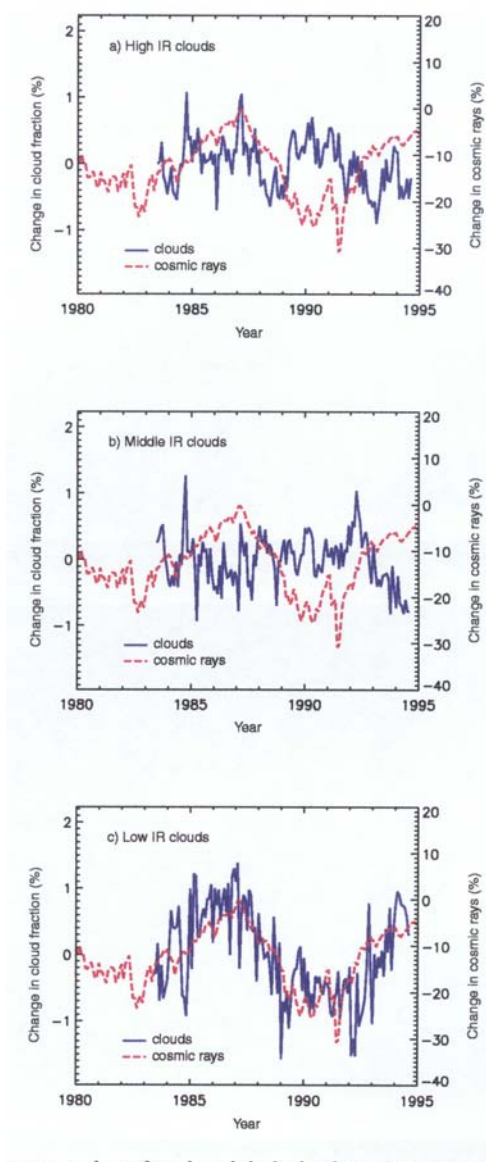


Abbildung 11.9: Korrelation verschiedener Wolkentypen mit der galaktischen kosmischen Strahlung [202]

und einfach die Erklärung ist, sie hat einige Haken:

1. Was bedeutet eigentlich eine Korrelation mit den tief liegenden Wolken? Kann die messtechnisch sinnvoll sein? Wolkenbedeckung kann man nur vom Satelliten aus messen. Dummerweise sieht letzterer nur die Oberkante der Wolken richtig, alles andere entzieht sich seinem Blick. An allen Stellen, an denen hohe oder mittlere Wolken vorhanden sind, können auch tiefe Wolken sein oder sie sind es eben nicht. Daher beruhen das mittlere und noch stärker das untere Panel in Abb. 11.9 auf unvollständigen Datensätzen – und die nicht berücksichtigten Daten wurden alle nach einem festen Kriterium verworfen, nämlich dem Auftreten höherer Wolken.
2. die Korrelation ist in niedrigen Breiten am besten (Abb. 11.8). Dummerweise schirmt das geomagnetische Feld den teil der kosmischen Strahlung, der überhaupt moduliert wird, in niedrigen Breiten ab, so dass dort der Fluss nahezu unabhängig vom Solarzyklus ist (vgl. Abb. 11.21) und nicht der in Abb. 11.9 gezeigten Variation der galaktischen kosmischen Strahlung an der Oberkante des geomagnetischen Feldes folgt.

Trotz dieser Bedenken wurden die Korrelation in Abb. 11.5 und der Versuch, die galak-

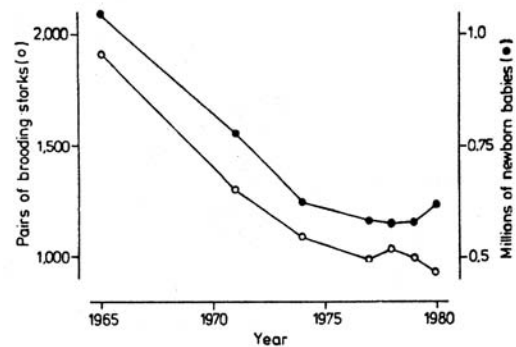


Abbildung 11.10: Korrelation zwischen der Zahl der Brutpaare von Störchen und der Geburtenrate [285]

tische kosmische Strahlung als Mittler Solar-Terrestrischer Beziehungen zu verwenden, über lange Zeit aufrecht erhalten und sowohl in populärwissenschaftlichen Darstellung [44] als auch im Rahmen eines Forschungsantrages [86].

### Eine Anmerkung zu Korrelationen

Ich habe Ihnen diese Untersuchungen vorgestellt, um die Zweischneidigkeit von Korrelationen zu demonstrieren. Normalerweise untersucht eine Korrelation einen mathematischen Zusammenhang zwischen den betrachteten Größen bzw. Datensätzen. Ist der Korrelationskoeffizient hinreichend groß, so betrachten wir die beiden Größen als korreliert. Aus der mathematischen Korrelation vermuten wir dann sofort einen kausalen Zusammenhang. Als Beispiel sei Abb. 11.10 betrachtet, der Autor der in Nature erschienenen Studie merkt als Folgerung aus der Korrelation an:<sup>2</sup>

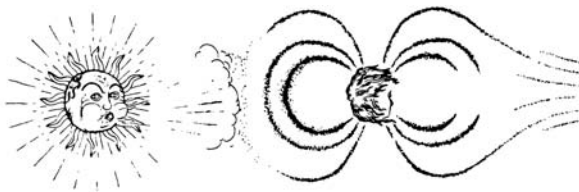
There is concern in West Germany over the falling birth rate. The accompanying graph might suggest a solution that every child knows makes sense.

Beck-Bornholt und Dubben [18] weisen auf ein weiteres wichtiges Resultat von Abb. 11.10 hin, das dem Autor des Nature-Papers offensichtlich entgangen ist: die Verschiebung der Kurven zeigt ganz klar, dass Störche erst im Alter von zwei Jahren mit ihrer Auslieferungstätigkeit beginnen, nicht früher.

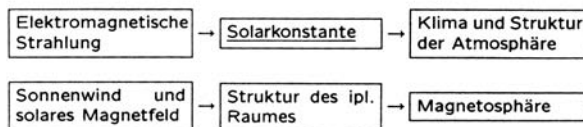
Eine Korrelation gibt also nicht zwingend einen kausalen sondern nur einen mathematischen Zusammenhang. Umgekehrt kann in einem komplexen System jedoch auch der Fall auftreten, dass zwar ein kausaler Zusammenhang zwischen zwei Größen besteht, dieser jedoch mathematisch nicht als Korrelation auftritt: wenn die Zielgröße durch eine größere Zahl von Parametern beeinflusst wird, so kann die Variabilität durch die Einflüsse der anderen Parameter die Korrelation zwischen einem untersuchten Parameter und der Zielgröße maskieren. Genau das Problem hält die Wolkenhypothese so lange am Leben: eigentlich ist die zu Grunde liegende physikalische Argumentation nicht schlecht (die Atmosphäre einfach als eine große Wolkenkammer) – aber mit Hilfe von Korrelationen sehen wir keine richtig schönen Zusammenhänge. Hilfreich wäre eine sehr viel detailliertere Untersuchung der physikalischen Zusammenhänge. Und in Anbetracht der vielen offenen Fragen im Zusammenhang mit Wolken (und deren Einfluss auf das Klima) wirft das CLOUD-Proposal [86] trotzdem noch viele interessante und notwendige Fragen auf und weist auf Möglichkeiten zu ihrer Untersuchung hin.

Dieser Zwiespalt von mathematischen Korrelationen, die keine kausalen Zusammenhänge beschreiben, auf der einen und kausalen Zusammenhängen, die sich aber auf Grund der Komplexität des Untersuchungsobjektes nicht in formalen Korrelationen zeigen, wird uns in diesem Kapitel immer wieder begegnen.

<sup>2</sup>Wir sollte dem Autor allerdings zu Gute halten, dass sein Paper in die nature-Ausgabe gekommen ist, die am ersten Tag des vierten Monats erschienen ist. Was allerdings auch zeigt, dass etliche Autoren (und auch Zeitschriftenherausgeber) ziemlich mit der Flut von skurrilen Folgerungen aus noch skurrileren Korrelationen zu kämpfen haben.



#### Kontinuierliche Emission



#### Aktivitätsabhängige Emission

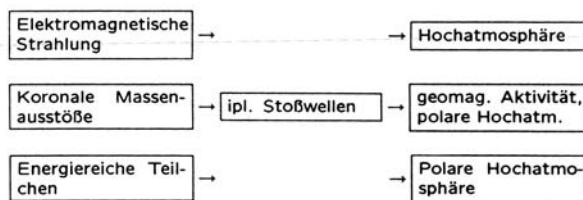


Abbildung 11.11: Einfache Übersicht über die Solar-Terrestrischen Beziehungen

## 11.3 Das Maunder-Minimum

In diesem Abschnitt werden wir uns sehr ausführlich mit dem Maunder-Minimum auseinandersetzen, d.h. einer der kühleren Phasen der Kleinen Eiszeit. Das Maunder-Minimum ist aus der Sicht der Solar-Terrestrischen Physik sehr interessant, da hier die Beobachtungen gut genug sind, um konsistente physikalische Vorstellungen zu entwickeln, die die niedrigen Temperaturen mit einer reduzierten Solarkonstante in Verbindung bringen. Das Maunder-Minimum ist aber auch aus der Sicht der Klimaforscher und -modellierer interessant: was auch immer die Kleine Eiszeit bewirkt haben mag, sie war real. Und wenn ein Klimamodell eine Prognose erlauben soll, so muss es auch in der Lage sein, derartige natürliche Fluktuationen zu berücksichtigen. Daher gibt es eine relativ große Zahl von Modellierungen, die um 1600 starten, das Maunder-Minimum als beinhalten, z.B. [331].

### 11.3.1 Einführung

Das Maunder-Minimum umfasst den Zeitraum von 1645 - 1715, der mit der Herrschaft des Sonnenkönigs Ludwig XIV zusammenfällt (diese Herrschaftsperiode hat den Zeitraum definiert, das betrachtete Phänomen hätte auch abweichende Definitionen zugelassen, s.u.). Als eine Periode sehr geringer solarer Aktivität wurde es Ende des vergangenen Jahrhunderts erstmals von Spörer und Maunder beschrieben. Allgemeines Interesse hat das Maunder-Minimum durch die Arbeiten Eddy's in den 1970ern [76, 77, 79, 80] gewonnen: durch die Analyse der kosmogenen Nuklide gelang ihm der erste objektive Nachweis für die Existenz des Maunder-Minimums als einer Phase verringerter solarer Aktivität. Durch die Verbindung dieser geringen solarer Aktivität mit der kältesten Phase der kleinen Eiszeit haben Eddys Arbeiten gleichzeitig einen wichtigen Beitrag zur Diskussion um Einflüsse der solarer Aktivität auf Wetter und Klima geleistet.

Aus diesem Hinweis auf die Solar-Terrestrischen Beziehungen können wir entnehmen, dass die Sonne nicht nur aus astrophysikalischer Sicht als der uns am nächsten gelegene Stern von Interesse ist, sondern auch auf einer ganz weltlichen Ebene in dem Sinne, dass sie unser näheres Umfeld von der Atmosphäre über die Magnetosphäre bis hin zum umgebenden

interplanetaren Raum strukturiert. Die Sonne ist dabei eine Quelle von elektromagnetischer Strahlung und energiereichen Teilchen, vgl. Abb. 11.11 Beide Emissionsformen haben eine kontinuierliche Komponente (die aber nicht notwendigerweise zeitlich exakt konstant ist, vgl. Diskussion über die Variabilität der Solarkonstanten in Abschn. und eine im Rahmen des 11-jährigen Solarzyklus variable Komponente. Nach absteigender Energie geordnet lassen sich diese Einflüsse beschreiben als:

- die kontinuierliche elektromagnetische Strahlung (Solarkonstante) bestimmt das Klima und die Struktur der Atmosphäre über die einfache Beziehung, dass sich die terrestrische Ausstrahlung mit der solaren Einstrahlung die Waage halten muss.
- Der Sonnenwind [140, 267, 281, 289] und das in ihm eingefrorene solare Magnetfeld strukturieren das interplanetare Medium und damit den die Erde umgebenden Raum. Insbesondere bildet der Sonnenwind durch Wechselwirkung mit dem terrestrischen Magnetfeld die Magnetosphäre, die uns gegenüber der galaktischen kosmischen Strahlung abschirmt. Die Magnetosphäre ist gleichzeitig auch ein sehr empfindlicher Indikator für Veränderungen in der Struktur des interplanetaren Raumes, die sich in geomagnetischer Aktivität und dem Auftreten von Polarlichtern äußern. Schnelle Sonnenwindströme rufen mit einer Periodizität von 27 Tagen (entsprechend der Sonnenrotation) magnetische Stürme hervor. Für alle Diskussionen über klimatische Änderungen sollte aber stets bedacht werden, dass die Energiedichte der elektromagnetischen Strahlung sechs Größenordnungen über der des Sonnenwindes liegt, d.h. Änderungen der Solarkonstanten um 0.1% haben auf die dem System zugeführte Energie einen um drei Größenordnungen stärkeren Einfluss als der gesamte Sonnenwind!

Eine weitere Eigenschaft des interplanetaren Magnetfeldes sind die Sektorgrenzen, die Bereiche unterschiedlicher Magnetfeldpolarität im interplanetaren Raum trennen. Die von der Sonne ausgehenden Magnetfelder bilden in der Ebene der Ekliptik ein typisches Muster aus 2 bis 6 Bereichen einheitlicher Polarität (Magnetfeldsektoren). Da das solare und interplanetare Magnetfeld bei der Rotation der Sonne von dieser mitgeführt werden, wird das Polaritätsmuster und damit auch das Muster der Sektorgrenzen über die Erde hinweg getragen. Kreuzt die Erde eine solche Sektorgrenze, so führt das ebenfalls zu einem Anstieg geomagnetischer Aktivität. Auch schnelle Sonnenwindströme (bevorzugtes Auftreten in der Nähe des solaren Minimums) haben einen Einfluss auf die geomagnetische Aktivität.

- Solare Eruptionen (Flares) bewirken zusätzliche Emission von elektromagnetischer Strahlung (insbesondere im UV- und Röntgenbereich) und damit Veränderungen der Temperatur, Zirkulation und Chemie der Hochatmosphäre (vgl. Kap. 8) und teilweise auch der Stratosphäre (vgl. Kap. 6). Die UV- und Röntgenstrahlung erzeugt z.B. in der Ionosphäre plötzlich eine wesentlich stärkere Ionisation als die ruhige Sonne (Sudden Ionospheric Disturbance, SID, setzt unmittelbar nach einem Flare ein, da das Licht nur 8 Minuten von der Sonne bis zur Erde benötigt). Flares können durch die Aufheizung der Hochatmosphäre zu einer verstärkten Ausdehnung derselben beitragen (vgl. Abb. 8.12 im Zusammenhang mit der Satellitenabbremmung).
- Flares können über koronale Massenausstöße (Coronal Mass Ejection CME) auch Stoßwellen auslösen, die beim Auftreffen auf die Magnetosphäre geomagnetische Aktivität auslösen, wobei die dabei beschleunigten Teilchen in der Hochatmosphäre an den Polkappen ähnliche Änderungen hervorrufen wie es die elektromagnetische Strahlung des Flares global tut. Stoßwellen übertragen Energie an die Magnetosphäre, während der folgenden Polarlichtaktivität wird ein Teil dieser Energie auch auf die höhere Atmosphäre übertragen.
- Etwas langsamer als die elektromagnetische Strahlung sind die energiereichen Teilchen, die in einem Flare beschleunigt werden. Sie benötigen typischerweise Stunden um zur Erde zu gelangen, sind aber aufgrund ihrer diffusiven Ausbreitung auch für einige Tage gegenüber dem Untergrund erhöht. Diese Teilchen werden vom Erdmagnetfeld abgelenkt und können daher nur in der Nähe der Pole bis in die Erdatmosphäre vordringen (Polkappenabsorption, PCA). Diese Teilchen wirken ionisierend, tragen also wie die Röntgen- und die UV-Strahlung zu ionosphärischen Störungen bei. Ferner erzeugen sich durch Wechselwirkung mit der Restatmosphäre Stickoxide, die ihrerseits wieder zum Ozonabbau beitragen. Solare

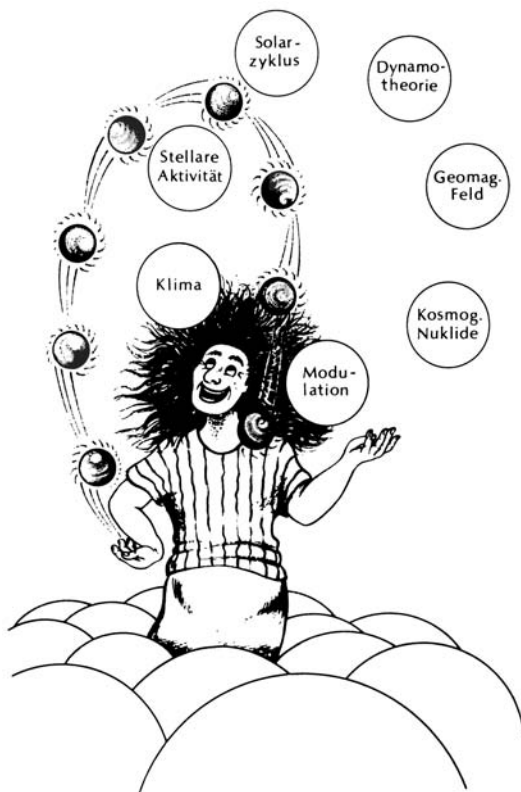


Abbildung 11.12: Physikalische Phänomene im Zusammenhang mit dem Maunder-Minimum

Protonen können dabei bis in die mittlere Stratosphäre vordringen und tragen somit neben einer Ionisation auch zur Erwärmung bei. Um die Auswirkungen dieser Polkappenabsorption abzuschätzen, sollte man jedoch bedenken, dass, wie der Name schon sagt, Polkappenabsorption kein globaler sondern ein regionaler Effekt ist. Allerdings kann dieser lokale Effekt über die Veränderung von Zirkulationsmuster auch weiter reichende Auswirkungen haben.

Langfristige Veränderungen der Sonne sind daher für unser Verständnis des Erdumfeldes wichtig, insbesondere auch dann, wenn wir nach Anzeichen für Veränderungen durch anthropogene Einflüsse suchen. Das Maunder-Minimum ist in diesem Zusammenhang aus zwei Gründen interessant: (a) es kann uns einen Einblick geben in die große Variabilität der Sonne, und (b) aufgrund der großen Abweichungen von uns als normal erscheinenden Verhältnissen haben wir eine gute Testperiode für Modelle aus teilweise sehr unterschiedlichen Bereichen der Physik.

Diese Vielfalt von Phänomenen ist in Abb. 11.12 durch die Bälle des Jongleurs angedeutet. Dazu gehören so verschiedene Bereiche wie solare Aktivität, Dynamotheorie, geomagnetisches Feld, kosmogene Nuklide, Modulation der galaktischen kosmischen Strahlung, stellare Aktivität und Klima. Der Jongleur illustriert recht gut den momentanen Stand der Diskussion um das Maunder-Minimum:

- keines der angedeuteten Phänomene alleine vermag uns zu einer schlüssigen Erklärung des Maunder-Minimums zu verhelfen, so dass wir alle diese Fragen, und sei es auch nur wie ein Jongleur die Bälle, einmal kurz berühren müssen (ein Ball reicht zum Jonglieren auch nicht aus),
- einige Phänomene sind sowohl diagnostische Hilfsmittel als auch Studienobjekt (z.B. Modulation),
- jedes der Phänomene für sich ist komplex und nur zu einem geringen Teil verstanden (bzw. kann nur durch vereinfachte empirische Modelle grob beschrieben werden – jeder Ball zerfällt wieder in eine Vielzahl von Unterproblemen, angedeutet durch die kleinen Bälle im Hintergrund).



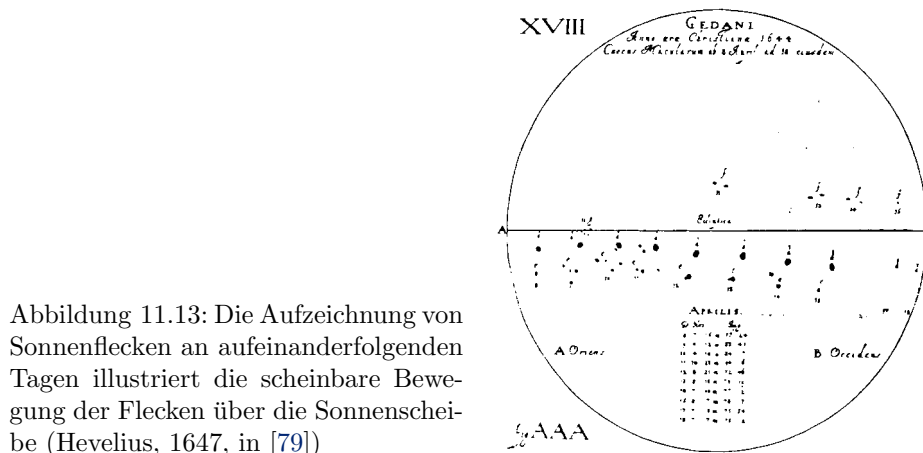


Abbildung 11.13: Die Aufzeichnung von Sonnenflecken an aufeinanderfolgenden Tagen illustriert die scheinbare Bewegung der Flecken über die Sonnenscheibe (Hevelius, 1647, in [79])

Die Zusammenfassung am Ende dieses Abschnitts kann daher auch nicht mehr sein als eine Momentaufnahme unseres Verständnisses, so als würden wir uns auf das momentane Wurfmuster des Jongleurs beschränken und andere mögliche Muster (vielleicht auch bei anderer Gewichtung der Bälle) ausblenden.

In diesem Skript möchte ich mich auf drei Punkte beschränken:

1. die Realität des Maunder-Minimums und die Eigenschaften der Sonne in diesem Zeitraum,
2. der Frage, ob diese Periode zu unseren Vorstellungen über solare Aktivität passt (abgesehen davon, dass es uns ohnehin schon irritiert, dass die Sonne so große Veränderungen erfahren sollte und nicht eine konstante und zuverlässige Quelle von Licht und Wärme ist),
3. Vorstellung einer möglichen Erklärung zur Kopplung mit der kleinen Eiszeit.

### 11.3.2 Belege für die Existenz des Maunder-Minimums und Eigenschaften der Sonne während dieser Zeit

#### Sonnenflecken

Das charakteristische Merkmal solarer Aktivität ist die Zahl der Sonnenflecken. Sonnenflecken wurden in Europa zu Beginn des 17. Jahrhunderts mit der Erfindung des Fernrohres von verschiedenen unabhängigen Beobachtern entdeckt. Ihre erste Beschreibung erfolgte 1611 durch Fabricius.

Die Beobachtung dieser Flecken erfolgte mit großer Genauigkeit, wie man in Abb. 11.13, einer Reproduktion aus der Selenographia des Hevelius (1647), erkennen kann. Ähnlich detaillierte Beobachtungen wurden auch im Jahre 1630 von Pater Scheiner veröffentlicht. Diese alte Beschreibung eines Sonnenflecks illustriert sehr schön, wie genau Sonnenflecken beobachtet wurden und welche zusätzlichen Informationen man aus diesen Abbildungen gewinnen kann: bei Abb. 11.13 handelt es sich keinesfalls um eine Momentaufnahme der Sonne, wie wir sie bei einem modernen Photo erhalten würden, vielmehr handelt es sich um eine Zeitserie von Beobachtungen einer kleinen Gruppe von Flecken. Damit können wir den scheinbaren Weg der Flecken über die Sonne nachvollziehen und somit auch etwas über die solare Rotation lernen.

Beobachtet man Sonnenflecken über einen längeren Zeitraum und trägt ihre Zahl gegen die Zeit auf (oder die Sonnenfleckenrelativzahl, in der Flecken und Fleckengruppen mit Gewichtungsfaktoren versehen sind, die ihre Größe berücksichtigen), so ergibt sich Abb. 11.14 (oder für einen späteren Zeitraum Abb. 3.7. Man erkennt zumindest seit 1710 ein ungefähr zyklisches Auf und Ab der Sonnenfleckenrelativzahl mit einer mittleren Periode von 11 Jahren, wobei die Dauer der einzelnen Solarzyklen zwischen 7 und 16 Jahren schwanken kann. Diese

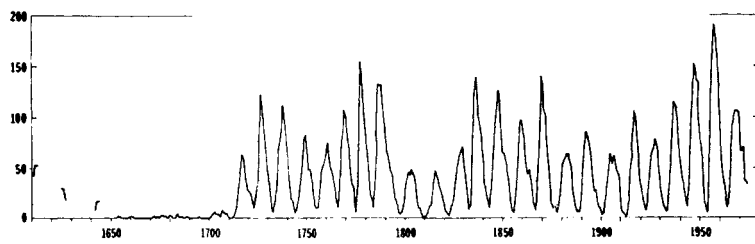


Abbildung 11.14: Sonnenfleckenrelativzahl seit 1610 [79]

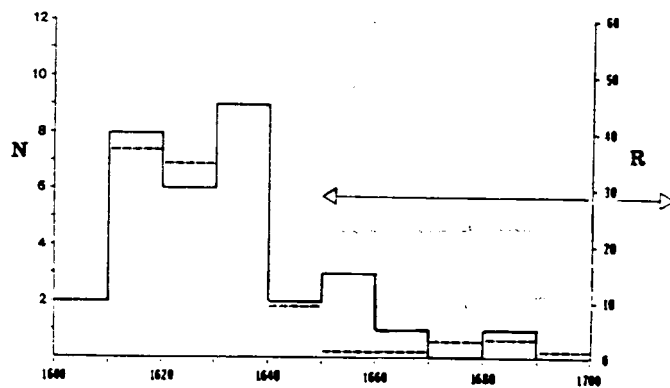


Abbildung 11.15: Sonnenflecken- und Sonnenfleckenrelativzahl vor und im Maunder-Minimum [276]

Periodizität der Sonnenflecken wurde erstmals 1843 von Schwabe bemerkt. So wie der Solarzyklus keine exakt bestimmte Dauer hat, so ist auch die Zahl der Flecken bzw. die maximal erreichte Sonnenfleckenrelativzahl sehr variabel. Es wird in diesem Zusammenhang gleichsam als Einhüllende an die Maxima ein Zyklus mit einer Dauer von ca. 90 Jahren diskutiert, der Gleissberg-Zyklus (dieser geht auch in die Gilliland-Hypothese in Abschn. 10.7.1 ein).

Im linken Teil von Abb. 11.14 erkennt man bereits für den Zeitraum zwischen 1650 und 1710 eine lange Phase geringer solarer Aktivität. Hierbei handelt es sich um das Maunder-Minimum. Zur Identifikation eines Minimums ist diese Abbildung alleine noch nicht recht überzeugend, da wir für die Zeit vor 1650 nur sehr wenige und isolierte Daten haben, aus denen sich kein Solarzyklus rekonstruieren lässt.

Bevor wir auf dieser schwachen Grundlage weitreichende Schlüsse ziehen, besteht unsere erste Aufgabe darin, die Realität des Maunder-Minimums nachzuweisen, und dabei möglichst viele Eigenschaften der Sonne in dieser Zeit zusammenzustellen. Dazu können wir uns verschiedener Quellen bedienen, wie Aufzeichnungen über Sonnenflecken und Polarlichter, die solare Rotation oder den solaren Durchmesser. Alle diese Daten haben jedoch den Nachteil, dass sie durch Verlagerung des Interesses (man sieht nur das, was man sehen will), Kriege oder Hungersnöte oder ganz einfach Wetterbedingungen (ist die Kleine Eiszeit eine Folge verringerter solarer Aktivität oder haben nur die Wetterbedingungen während der Kleinen Eiszeit dazu geführt, dass man kaum Sonnenflecken beobachten konnte?) beeinflusst werden. Objektivere Informationen können wir aus Proxydaten erhalten, wobei wir Größen betrachten, die zwar nicht die solare Aktivität wiedergeben, die aber durch solare Aktivität moduliert werden. In unserem Falle handelt es sich dabei um die kosmogenen Nuklide. Diese Proxydaten, wenn sie auch nur indirekte Hinweise geben, haben den Vorteil, dass ihre 'Aufzeichnung' kontinuierlich und unabhängig von menschlichen Faktoren erfolgt.

Aber wenden wir uns noch einmal etwas genauer den Sonnenflecken zu. Abbildung 11.15 zeigt 10-Jahresmittel der Sonnenfleckenrelativzahl (durchgezogen) und der Zahl der beobachteten Sonnenflecken (gestrichelt) für den Zeitraum von 1600 bis 1700, d.h. die Zeit vor und im Maunder-Minimum. Die Zahlenwerte sind aufgrund der weniger systematischen Beobachtungen und der schwächeren Teleskope nicht direkt mit den heutigen Zahlen zu vergleichen. Unabhängig von dieser Inkompatibilität erkennt man jedoch, dass ca. 40 Jahre nach den ersten Beschreibungen von Sonnenflecken deren Zahl rapide abnahm und dass sie zum Ende des 17. Jahrhunderts fast vollständig verschwanden. Dass es sich hierbei nicht um ein nachlas-

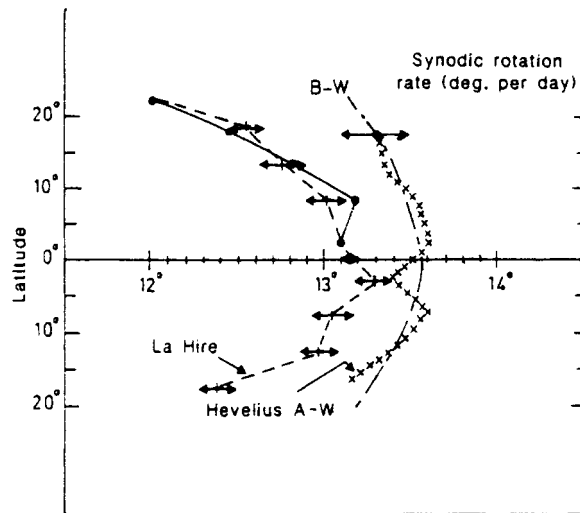


Abbildung 11.16: Änderung der differentiellen Rotation im Maunder-Minimum ([251])

sendes Interesse an ihrer Beobachtung handelt oder um ungünstige Witterungsbedingungen belegen Äußerungen wie die folgenden: ‘Diese Erscheinung [Sonnenflecken], wie häufig sie auch in den Tagen von Scheiner und Galileo gewesen sein mögen, waren in letzter Zeit so selten, dass dieses der einzige ist, den ich seit Dezember 1676 in seinem Antlitz gesehen habe’ (Flamsteed, 1684) oder ‘Seit den Beobachtungen, die Pater Scheiner vor 80 Jahren gemacht hat, hat man nie wieder zwei verschiedene Anhäufungen von Flecken gesehen. Wir haben bemerkt, wie rar dieses Phänomen in der Geschichte des 17. Jahrhunderts war, während es hingegen jetzt das zweite Mal innerhalb von 2 Jahren auftritt’ (Ann. Akad. Paris, 1705).

### Eigenschaften der Sonne im Maunder-Minimum

Während des Maunder-Minimums war nicht nur die Zahl der beobachteten Flecken sehr gering, auch wurden diese Flecken in der Regel nur in der Nähe des Äquators beobachtet. Für einen relativ langen Zeitraum beschränkten sich Fleckenbeobachtungen sogar auf die südliche Hemisphäre der Sonne. So bemerkte Cassini 1707, dass er erstmals einen Sonnenfleck in so hoher Breite gesehen habe.

Aus den beobachteten Sonnenflecken lässt sich auch die Rotation der Sonne abschätzen. Zu den Zeiten, in denen noch mehrere Flecken oder Fleckengruppen in unterschiedlichen solaren Breiten sichtbar waren, lässt sich auf diese Weise sogar die differentielle Rotation der Sonne bestimmen, d.h. die Variation der Rotationsgeschwindigkeit mit der Breite. Abbildung 11.16 zeigt dazu die Rotationsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der solaren Breite zu verschiedenen Zeiten. Die Daten von Hevelius (Kreuzchen) lange vor Beginn des Maunder-Minimums entsprechen ungefähr den heutigen Werten (strichpunktierte Kurve B-W): die Sonne dreht sich am Äquator um  $13.5^\circ$  pro Tag, in einer Breite von  $20^\circ$  ist die Rotation um  $0.5^\circ$ /Tag verlangsamt. Unmittelbar vor Beginn [78] und in den ersten Jahrzehnten [251] des Maunder-Minimums dagegen war die Rotation insgesamt etwas langsamer und der Unterschied zwischen Äquator und einer Breite von  $20^\circ$  hatte sich auf ungefähr  $1^\circ$ /Tag verdoppelt. Insgesamt finden wir also, dass die Sonne im Maunder-Minimum langsamer rotiert hat als heute und dass ihre differentielle Rotation stärker ausgeprägt war. In der stärksten Phase des Maunder-Minimums zwischen 1670 und 1700 wurden nicht mehr ausreichend viele Sonnenflecken über einen ausreichend langen Zeitraum beobachtet, um auf die Rotation zurückzuschließen.

Seit 1666 wurden in Paris, angeregt und begonnen durch Picard, unterstützt durch Cassini, nicht nur Beobachtungen von Sonnenflecken sondern auch des solaren Durchmessers vorgenommen. Sicherlich waren diese auf der Bestimmung von Transitzeiten beruhenden Verfahren für sich genommen sehr ungenau. Da sie jedoch regelmäßig durchgeführt wur-

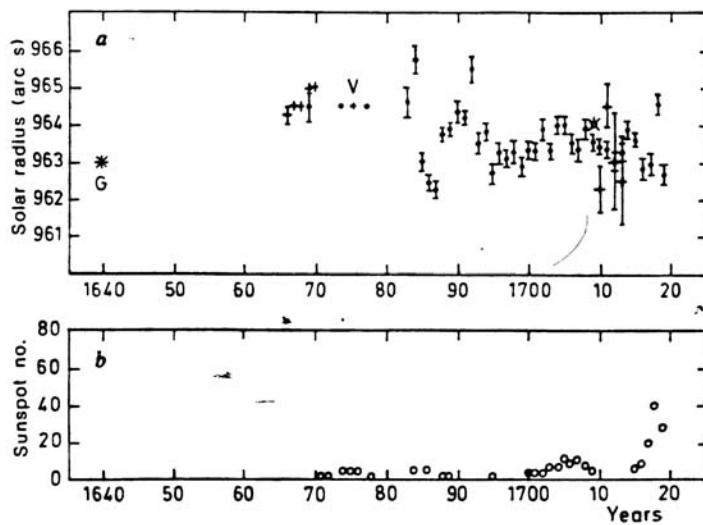


Abbildung 11.17: Veränderung des solaren Durchmessers und Sonnenfleckenzahl während des Maunder-Minimums [251]

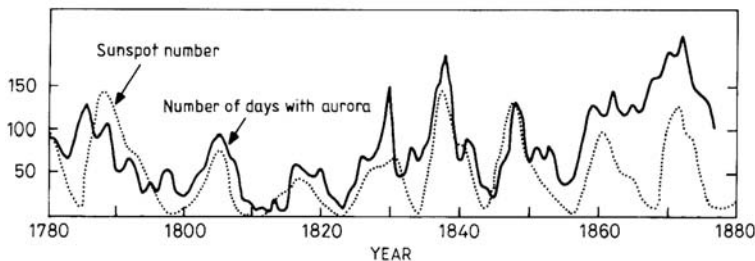


Abbildung 11.18: Korrelation zwischen Sonnenflecken und Polarlichtern [38]

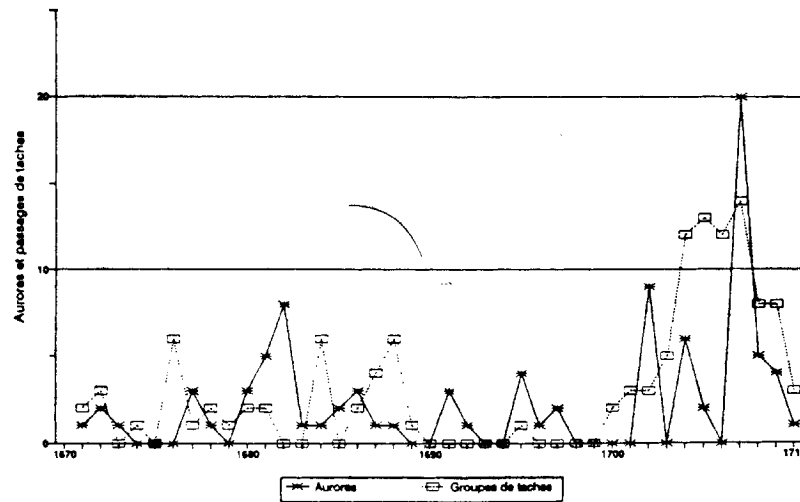
den, ergeben sich bei Mittelung über ein Jahr nur geringe Fehler. Der betrachtete Zeitraum reicht dabei von 1666 bis 1719 (also bis in den Anstieg des ersten richtigen Solarzyklus nach dem Maunder-Minimum hinein) und umfasst in der Regel mindestens 180 Tage (und damit Messpunkte) für jedes Jahr. Die Messpunkte sind in Abb. 11.17 zusammengefasst.

Während des Maunder-Minimums betrug der solare Radius danach 964,5 Bogensekunden. Dieser Wert sinkt gegen Ende des 17. Jahrhunderts mit dem Einsetzen etwas stärkerer solarer Aktivität auf den heutigen Wert von 963 Bogensekunden ab. Insgesamt ergibt sich damit eine Änderung des solaren Durchmessers um 3 Bogensekunden oder 2000 km. Dieser Wert liegt um eine Größenordnung über den heute während eines 11-jährigen Solarzyklus beobachteten Schwankungen von 150 km [251]. In der Zeit des Maunder-Minimums hat sich die Sonne also nicht nur in der Zahl der beobachtbaren Sonnenflecken sondern auch in den Eigenschaften ihrer Rotation und in ihrem Durchmesser von der heutigen Sonne unterschieden.

### Polarlichter

Ein weiterer Beleg für die Realität des Maunder-Minimums als einer Zeit ungewöhnlich geringer solarer Aktivität sind die Polarlichter. Sie gelten als ein Paradebeispiel für Solar-Terrestrische Beziehungen. Das Auftreten von Polarlichtern ist eng mit dem Solarzyklus korreliert, vgl. Abb. 11.18. Allerdings ist diese Korrelation nicht perfekt. Insbesondere fällt auf, dass zu Zeiten geringer solarer Aktivität trotzdem noch Polarlichter, teilweise sogar recht viele, beobachtet werden können. Diese Abweichung von einer perfekten Korrelation erklärt sich dadurch, dass Polarlichter, wie auch geomagnetische Aktivität im allgemeinen, nicht nur durch die mit der Sonnenfleckenzahl verbundenen Phänomene der aktiven Sonne wie Flares und Stoßwellen ausgelöst werden können, sondern ebenso durch schnelle Sonnenwindströme, d.h. die von der Sonne dem interplanetaren Medium aufgeprägte Struktur. Letztere ist jedoch gerade zu Zeiten geringer solarer Aktivität deutlicher ausgeprägt als bei hoher Aktivität, wo alle Strukturen durch Stoßwellen gestört werden.

Abbildung 11.19:  
Sonnenflecken  
und Polarlichter  
während  
des Maunder-  
Minimums [188]



Je nach der auslösenden Störung im interplanetaren Raum haben Polarlichter jedoch unterschiedliche Merkmale: durch solare Aktivität (Stoßwellen) ausgelöste Polarlichter können bei südlicheren Breiten beobachtet werden als die durch die schnellen Sonnenwindströme ausgelösten (vgl. Legrande et al. [188] und Zitate darin). Auch werden sie im Zusammenhang mit der Passage eines Fleckes durch den Zentralmeridian der Sonne beobachtet. Von schnellen Sonnenwindströmen ausgelöste Polarlichter werden nur in höheren Breiten beobachtet und zeigen keinen Zusammenhang mit Sonnenflecken.

Mit diesen Informationen wollen wir uns den Polarlichtbeobachtungen während des Maunder-Minimums zuwenden. Insgesamt wurden während des Maunder-Minimums weniger Polarlichter beobachtet. Dies gilt insbesondere für die weiter südlich gelegenen Beobachter in Frankreich und England, wo während des gesamten Maunder-Minimums praktisch keine Polarlichter beobachtet wurden. So äußerte sich Halley im Jahre 1716, also kurz nach dem Ende des Maunder-Minimums, immerhin zu der Zeit schon 60-jährig, dass er endlich ein Polarlicht gesehen habe, obwohl er schon lange nach einem solchen Ausschau gehalten habe.

Berücksichtigt man jedoch auch die etwas weiter nördlich gelegenen Beobachter, so findet sich zwar ein Rückgang in der Zahl der beobachteten Polarlichter, keinesfalls jedoch ein Verschwinden dieses Phänomens. So wurden zwischen 1550 und 1710 ungefähr 430 Polarlichter in Europa beobachtet. Das entspricht 2.7 Polarlichtern/Jahr. Während des Maunder-Minimums 1645–1710 dagegen wurden 150 Polarlichter beobachtet, entsprechend 2.3 Polarlichtern/Jahr oder einem Rückgang von 17%. Da es sich jedoch nicht um kontinuierliche Beobachtungen handelt, sollte man diese Differenz nicht überbewerten sondern nur als einen vorsichtigen Hinweis betrachten. Interessant ist jedoch, dass ein großer Teil der im Maunder-Minimum beobachteten Polarlichter erst mit dem Beginn des ersten Solarzyklus ab 1700 beobachtet wurde. Wichtiger noch scheint, dass diese Polarlichter in der Regel nicht von den weiter südlich gelegenen Beobachtern gesehen wurden, wie es für die durch solare Aktivität ausgelösten Polarlichter typisch wäre, sondern eher den Polarlichtern entsprechen, die wir auch während normaler solarer Minima durch schnelle Sonnenfleckenströme ausgelöst beobachten können. Legrand et al. [188] haben diese Vermutung erhärtet, in dem sie den Zusammenhang zwischen Polarlichtern und Sonnenflecken betrachtet haben, vgl. Abb. 11.19: Viele der Polarlichter werden zu Zeiten beobachtet, in denen keine Flecken auf der Sonne vorhanden sind, erst nach 1700 gehen beide Kurven mit dem Beginn solarer Aktivität in die Höhe.

Da wir es bei beiden Phänomenen mit unvollständigen Zeitserien zu tun haben, müssen bei der Interpretation sehr sorgfältige statistische Verfahren angewandt werden, insbesondere müssen die einzelnen Ereignisse überprüft werden. Für den Zeitraum bis 1701 zeigt sich dabei, dass kein einziges der beobachteten Polarlichter mit der Passage eines Sonnenflecks durch

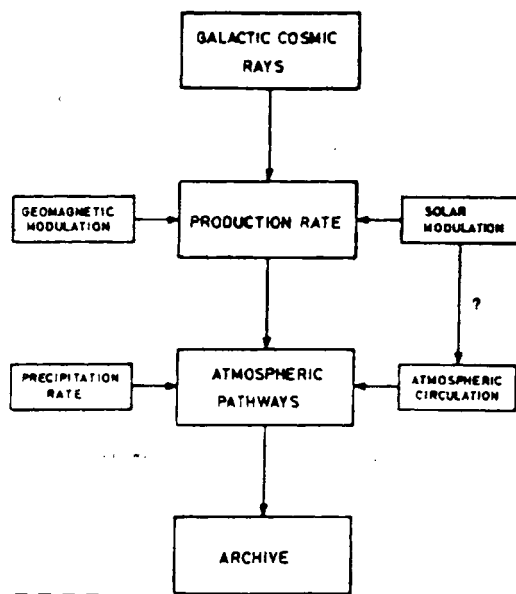


Abbildung 11.20: Entstehung kosmogener Nuklide und ihre Archivierung [20]

den Zentralmeridian in Verbindung gebracht werden konnte. Berücksichtigt man die Unvollständigkeit der Beobachtungen, so kann man immer noch mit 95%-iger Sicherheit sagen, dass Sonnenflecken und Polarlichter unabhängige Phänomene sind [188]. Für den folgenden Zeitraum, insbesondere nach 1704 dagegen kann die Hypothese einer Unabhängigkeit dieser beiden Phänomene nicht mehr aufrecht erhalten werden.

Insgesamt finden wir also während des Maunder-Minimums eine reduzierte Polarlichtaktivität, die auf das Auftreten schneller Sonnenwindströme zurückzuführen ist.

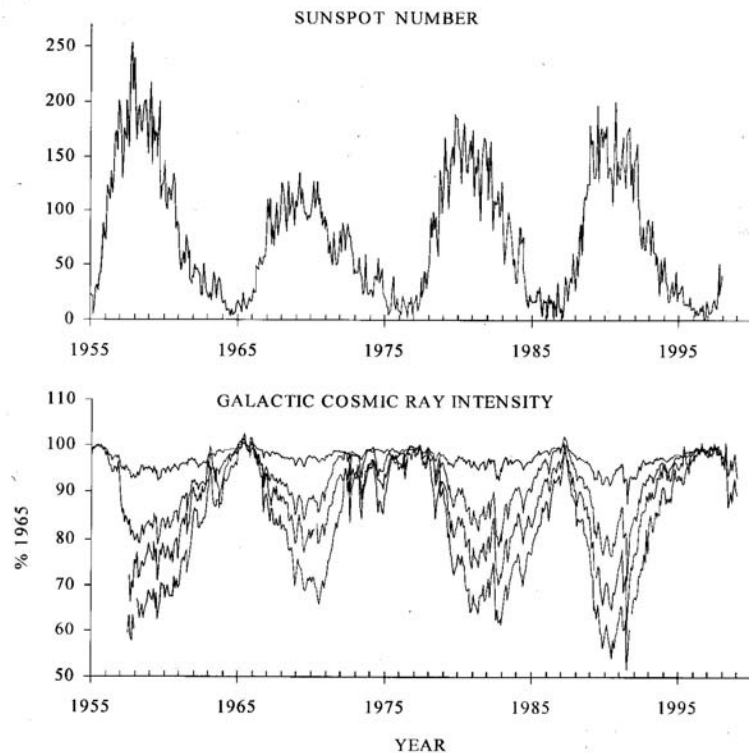
### Kosmogene Nuklide

Nachdem wir uns bisher mit von den Beobachtern (und damit auch sozialen Faktoren) abhängigen Aufzeichnungen beschäftigt haben, wollen wir uns nun den kosmogenen Nukliden zuwenden. Die Berücksichtigung dieser Proxy-Daten als objektivem Beleg für die Existenz des Maunder-Minimums bildet den entscheidenden Unterschied zwischen den Arbeiten Eddys und denen seiner Vorgänger.

Kosmogene Nuklide entstehen durch die Wechselwirkung der galaktischen kosmischen Strahlung mit dem Restgas der Atmosphäre in der Stratosphäre und zu einem geringen Anteil auch in der Troposphäre, vgl. Abb. 11.20 für eine Übersicht über ihre Entstehung und Einlagerung. Die wichtigsten kosmogenen Nuklide zum Studium solarer Aktivität sind  $^{14}\text{C}$  und  $^{10}\text{Be}$ : beide haben hinreichend lange Halbwertszeiten, um über weit zurückliegende Zeiträume Aussagen machen zu können und bei beiden ist die Einlagerung in Archive (Baumringe beim  $^{14}\text{C}$  und Eisbohrkerne beim  $^{10}\text{Be}$ ) definiert genug, um nicht Mittelwerte über Jahrhunderte zu erhalten.  $^{14}\text{C}$  entsteht durch die Wechselwirkung thermischer Neutronen mit dem Stickstoff der Hochatmosphäre in der Reaktion  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ .  $^{10}\text{Be}$  entsteht durch Spallation von Stickstoff oder Sauerstoff durch den Einfang schneller Protonen oder Neutronen unter Aussendung mehrerer Nukleonen oder kleinerer Fragmente (d,  $^4\text{He}$ ). Ein kosmogenes Nuklid mit sehr kurzer atmosphärischer Lebenszeit wie  $^7\text{Be}$  kann auch verwendet werden, um den Austausch von Luftmassen zwischen Stratosphäre und Troposphäre zu untersuchen.

Die Produktionsrate der kosmogenen Nuklide wird moduliert durch die solare und die geomagnetische Aktivität. Den Einfluss der solaren Aktivität zeigt Abb. 11.21. Gezeigt ist dort im oberen Teil der Abbildung die Sonnenfleckenrelativzahl als ein Maß für die solare Aktivität und im unteren Teil die mit Hilfe eines Neutronenmonitors bestimmte Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung. Beide Kurven sind anti-korreliert, d.h. eine hohe solare Aktivität verringert die Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung am Ort der

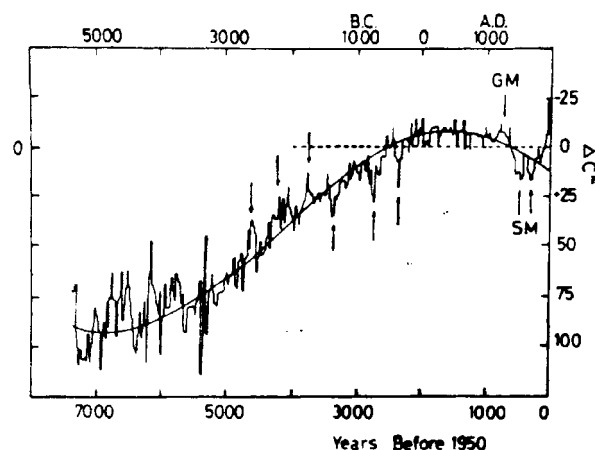
Abbildung 11.21: Modulation: Abhängigkeit der Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung an verschiedenen geographischen Breiten (unten) von der solaren Aktivität [16]



Erde gegenüber Zeiten geringer solarer Aktivität. Der Vorgang wird als Modulation (der galaktischen kosmischen Strahlung) bezeichnet. Abbildung 11.21 zeigt also die Grundlage dafür, dass wir kosmogene Nuklide als ein Maß für die solare Aktivität verwenden können.

Außer der solaren Aktivität wirkt jedoch auch die Änderung des terrestrischen Magnetfeldes als ein Moderator für die Produktion der kosmogenen Nuklide. Abbildung 11.22 zeigt die Änderung der relativen  $^{14}\text{C}$ -Konzentration (korrigiert um den Zerfall) für die vergangenen 7000 Jahre. Die vertikale Skala ist so gewählt, dass eine Zunahme der  $^{14}\text{C}$ -Konzentration nach unten weist, eine Abnahme dagegen nach oben. Die Darstellung wurde so gewählt, um auf kurzen Zeitskalen die Antikorrelation mit der solaren Aktivität deutlicher zu machen. Die sinoidale Kurve gibt einen langfristigen Trend der  $^{14}\text{C}$ -Konzentration wieder, der durch die Änderung in der Stärke des geomagnetischen Dipols entsteht. Um ca. 200 unserer Zeitrechnung ist der relative  $^{14}\text{C}$ -Gehalt minimal. Das entspricht der Zeit eines sehr starken, um fast 50% gegenüber seinem heutigen Wert erhöhten Magnetfeldes. In diesem stärkeren Feld

Abbildung 11.22:  $^{14}\text{C}$ -Verlauf aufgetragen für die vergangenen 7000 Jahre. Der systematische Trend in der Kurve entsteht durch die Veränderung des geomagnetischen Feldes über diesen Zeitraum [191]



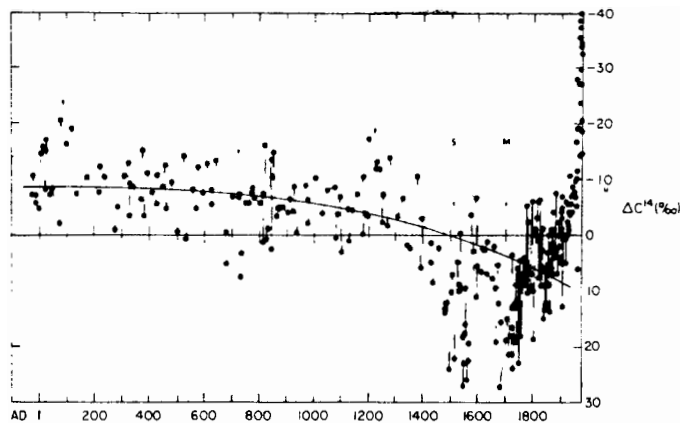


Abbildung 11.23:  $^{14}\text{C}$ -Daten aus Baumringen für die vergangenen 2000 Jahre [76]

wird die galaktische kosmische Strahlung stärker abgeschirmt, so dass sich die Produktion kosmogener Nuklide verringert.

Sind die kosmogenen Nuklide einmal in der Atmosphäre und dort im wesentlichen in der Stratosphäre produziert worden, so müssen sie noch archiviert werden (vgl. Abb. 11.20). Dies setzt einen Transport in die Troposphäre voraus und dort eine Einlagerung. Transport und Einlagerung können ihrerseits durch die Eigenschaften der Atmosphäre (in Abhängigkeit von der solaren Aktivität?) moduliert werden. Die Einflüsse der atmosphärischen Variabilität lassen sich durch die Verwendung mehrerer Nuklide verringern, die auf unterschiedliche Weise transportiert und archiviert werden.

Wie bereits oben erwähnt sind die für uns interessantesten Nuklide  $^{14}\text{C}$  und  $^{10}\text{Be}$  mit Halbwertszeiten von 5730 bzw. 1.5 Mio. Jahren. Ist  $^{14}\text{C}$  in der Stratosphäre erzeugt worden, so wird es relativ schnell zu  $\text{CO}_2$  oxidiert. Nach dem Transport in die Troposphäre wird es dann Bestandteil des normalen Kohlendioxidkreislaufes. Die Archivierung erfolgt durch Einbau in Pflanzen. Die typische Zeitspanne zwischen Produktion und Archivierung beträgt dabei ungefähr 10 Jahre.

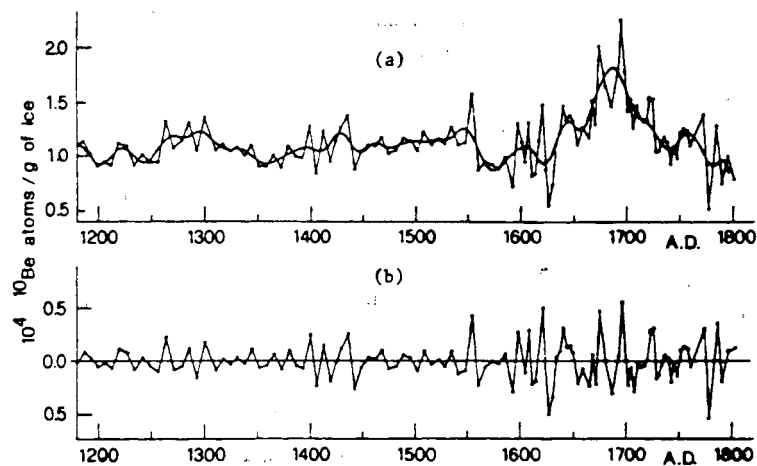
$^{10}\text{Be}$  wird zu ca. 2/3 in der Stratosphäre erzeugt, das restliche Drittel wird bereits in der Troposphäre gebildet. Der Übergang zwischen Stratosphäre und Troposphäre erfolgt in weniger als einem Jahr. In der Troposphäre lagert sich  $^{10}\text{Be}$  an Aerosole oder Wasser an und wird innerhalb von ca. 2 Wochen ausgewaschen. Die beste Archivierung sind die Dauereisgebiete, der Nachweis von  $^{10}\text{Be}$  erfolgt daher in Eisbohrkernen. Da die  $^{10}\text{Be}$ -Konzentration stark vom Niederschlag abhängig ist, die  $^{14}\text{C}$ -Konzentration jedoch nicht (insbesondere, da  $^{14}\text{C}$  stets nur im Verhältnis zu  $^{12}\text{C}$  betrachtet wird), ist es sinnvoll, beide Isotope gemeinsam zu untersuchen, um Hinweise auf mögliche Variationen im  $^{10}\text{Be}$  durch starke klimatische Änderungen zu erhalten. Für den von uns betrachteten Zeitraum von 400 Jahren ist dies jedoch nur von untergeordneter Bedeutung.

Nachdem wir jetzt verstanden haben, wie kosmogene Nuklide entstehen und eingelagert werden, wollen wir uns wieder dem Maunder-Minimum zuwenden. Abbildung 11.23 zeigt die Variation des  $^{14}\text{C}$ -Gehaltes in den vergangenen 2000 Jahren. Wie in Abb. 11.22 ist die vertikale Achse so skaliert, dass eine Zunahme des  $^{14}\text{C}$ -Gehaltes nach unten weist (entsprechend einer Abnahme der solaren Aktivität), eine Abnahme des  $^{14}\text{C}$ -Gehaltes jedoch nach oben (Zunahme der solaren Aktivität). Die durchgezogene Kurve gibt die geomagnetische Modulation wieder, wie wir sie bereits in Abb. 11.22 kennen gelernt haben. Die geringere  $^{14}\text{C}$ -Konzentration zu Beginn des betrachteten Zeitrahmens erklärt sich durch die geomagnetische Modulation, ist also nicht durch eine erhöhte solare Aktivität gekennzeichnet.

Deutlich sind in Abb. 11.23 zwei Perioden stark erhöhter  $^{14}\text{C}$ -Konzentration und damit stark verringerter solarer Aktivität zu erkennen, das Spörer- und das Maunder-Minimum. Der starke Anstieg ganz zum Ende der Kurve hin deutet übrigens keinesfalls auf eine exzeptionell



Abbildung 11.24:  $^{10}\text{Be}$ -Konzentration aus Eisbohrkernen für den Zeitraum 1180–1800 [6]



starke solare Aktivität hin, sondern ist anthropogenen Ursprungs.<sup>3</sup> Die Einbuchtung des Maunder-Minimums gibt also auch in diesen objektiveren Daten einen deutlichen Hinweis auf eine Periode verringerter solarer Aktivität. In den  $^{14}\text{C}$ -Daten erscheint das Maunder-Minimum aufgrund der bereits erwähnten langen Transport- und Archivierungszeiten in den Anfang des 18. Jahrhunderts verschoben.

Hier kann man einwenden, dass die  $^{14}\text{C}$ -Daten so überzeugend ja auch nicht sind, da wir erst nach der Verschiebung um die gar nicht genau bekannte Archivierungszeit eine Übereinstimmung finden. Diesem Einwand kann man leicht begegnen, wenn man stattdessen die wesentlich schneller reagierenden  $^{10}\text{Be}$ -Daten verwendet. Abbildung 11.24 zeigt dazu 3-Jahresmittel im  $^{10}\text{Be}$  für den Zeitraum von 1180 bis 1800. Im oberen Teil sind die direkt gemessenen  $^{10}\text{Be}$ -Konzentrationen gezeigt zusammen mit einer den Trend wiedergebenden Kurve (gleitende least-square-fits über 50 Jahre mit einem Polynom dritter Ordnung). Im Gegensatz zur  $^{14}\text{C}$ -Kurve sind hier einfach die Konzentrationen aufgetragen, d.h. Anstiege entsprechen Abnahmen in der solaren Aktivität. In dieser Darstellung finden wir deutliche Anzeichen für eine Abnahme solarer Aktivität mit einem wesentlich besseren zeitlichen Bezug zum Maunder-Minimum. Man erkennt auch, dass die  $^{10}\text{Be}$ -Konzentration offensichtlich bereits mit dem Einsetzen des ersten Zyklus am Ende des Maunder-Minimums (also nach 1700) wieder absinkt – daraus können wir lernen, dass man spezielle Perioden nicht nach Herrschaftszeiträumen definieren sollte sondern wirklich an Hand der zu untersuchenden Phänomene. Der Ausläufer am Anfang des 18. Jahrhunderts fällt übrigens mit jener kühlen Periode zusammen, die den niedrigen Startwert in der Fieberkurve liefert (vgl. auch Abb. 5.89).

### Zyklus mit verringerter Aktivität oder ausgedehntes Minimum?

Die schnelle Archivierung des  $^{10}\text{Be}$  eröffnet uns die Möglichkeit zu untersuchen, ob es sich beim Maunder-Minimum um ein echtes Minimum handelt oder nur eine Zeit reduzierter Aktivität. Die wenigen noch beobachteten Sonnenflecken wären dann gleichsam die Spitzen der normalen Solarzyklen und die solare Aktivität würde wie gewohnt, nur eben auf niedrigerem Niveau, ablaufen. Aus den wenigen Sonnenflecken auf einen Zyklus zu schließen, ist schwierig. In den Polarlichtern deutet sich ein ungefähr 9 Jahre dauernder Zyklus an [188]. Im  $^{14}\text{C}$  können wir aufgrund der langen Zeiten bis zur Archivierung den Zyklus sicherlich nicht erkennen, auch wenn teilweise so behauptet wird [98]. Im  $^{10}\text{Be}$  dagegen sollten wir in der Lage sein, einen Zyklus zu erkennen - vorausgesetzt er ist vorhanden. Beer et al. [21] zeigen, dass man grundsätzlich den Solarzyklus in den  $^{10}\text{Be}$ -Daten sehr gut erkennen kann, insbesondere

<sup>3</sup>Suess-Effekt: unsere fossilen Brennstoffe sind ja bereits vor langer Zeit gebildet worden, so dass ein großer Teil des ursprünglich in ihnen enthaltenen  $^{14}\text{C}$  bereits zerfallen ist. Bei ihrer Verbrennung wird der Atmosphäre daher hauptsächlich  $^{12}\text{C}$  zugeführt, so dass das Verhältnis  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$  abnimmt.

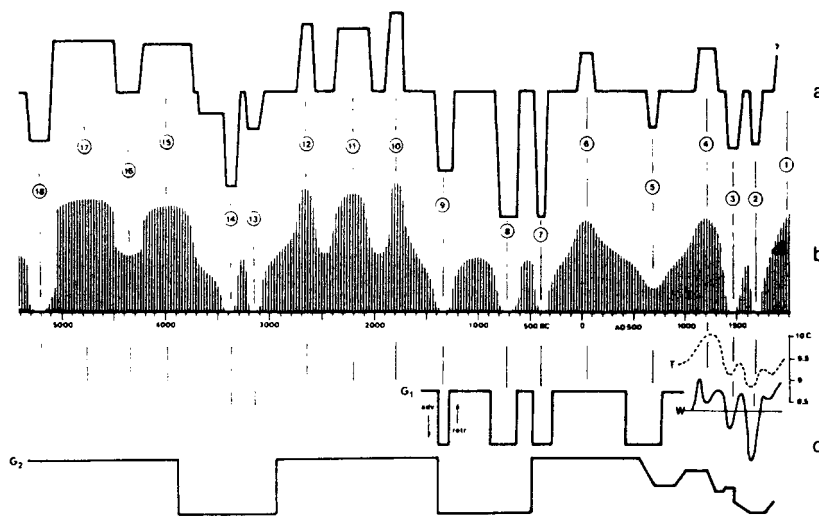


Abbildung 11.25: Variabilität solarer Aktivität und Veränderungen von Klimaparametern, vgl. Text [76]

bei Verschiebung der  $^{10}\text{Be}$ -Daten um 1 Jahr, d.h. bei Berücksichtigung der Archivierungszeit. Korreliert man nicht mit den Sonnenflecken sondern mit dem Index geomagnetischer Störungen, so zeigt sich nicht nur der direkte zeitliche Zusammenhang, sondern es finden sich auch die Intensitäten korreliert. Auch der Gleissberg-Zyklus kann in den  $^{10}\text{Be}$ -Daten identifiziert werden.

Im unteren Teil von Abb. 11.24 sind die Residuen nach Abzug des langfristigen Trends (durchgezogene Kurve im oberen Teil) gezeigt. Das Muster kurzzeitiger Fluktuationen ist deutlich auch während des Maunder-Minimums zu erkennen. Mit Hilfe einer Zyklusgramm-Technik haben Beer et al. [19] diesen Datensatz weiter untersucht. Für den Zeitraum von 1180 bis 1450 findet sich eine Zykluslänge von ungefähr 11,4 Jahren. Anschließend werden die Zyklen etwas kürzer mit Längen von ca. 10,7 Jahren. Ab 1630 haben die Zyklen dann nur noch eine Länge von ungefähr 9 Jahren, die sich zum Ende des Maunder-Minimums hin wieder auf 11 Jahre erhöht.

Es findet sich also während des Maunder-Minimums ein deutlicher, wenn auch auf 9 Jahre verkürzter Solarzyklus. Wichtig ist dabei, dass die  $^{10}\text{Be}$ -Konzentration sowohl in den Minima als auch in den Maxima höher war als zu Zeiten normaler solarer Aktivität. So ist die  $^{10}\text{Be}$ -Konzentration im Zeitraum 1645–1715 um einen Faktor 1,8 gegenüber dem Vergleichszeitraum 1718–1956 erhöht. Solare Aktivität ist also während des Maunder-Minimums weiterhin im Rahmen eines Zyklus erfolgt, aber auf einem insgesamt wesentlich niedrigeren Niveau.

Interessant ist dabei, dass dieser Zusammenhang zwischen einem verkürzten Solarzyklus und einer kühlen Periode in direktem Widerspruch zu der in Abschn. 11.2 geschilderten Korrelation zwischen einer Abnahme der Zykluslänge und einem Anstieg der Temperatur steht.

### Einzelfall oder normale Variabilität?

Insbesondere die kosmogenen Nuklide bestärken unsere Annahme, dass es sich beim Maunder-Minimum um eine im Verhältnis zu heute außergewöhnlich ruhige Periode mit einer stark herabgesetzten Aktivität handelt. Daraus ergibt sich unmittelbar eine weitere Frage: war das Maunder-Minimum eine ungewöhnlich ruhige Zeit oder ist die Sonne vielleicht heutzutage besonders aktiv, d.h. das, was wir als Normalzustand annehmen, ist vielleicht sogar eher ein Ausnahmezustand?

Auf diese Frage können wieder die kosmogenen Nuklide Antwort geben. Abbildung 11.25 zeigt dazu einen Rückblick über die solare Aktivität in den vergangenen 7000 Jahren. Im obersten Teilbild ist die Abweichung der  $^{14}\text{C}$ -Konzentration gegenüber dem langfristigen

Trend, d.h. korrigiert gegen die geomagnetische Modulation, gezeigt. Das zweite Bild darunter zeigt eine Extrapolation auf echte Solarzyklen, wobei die  $^{14}\text{C}$ -Kurve als die Einhüllende an den Solarzyklus interpretiert wird. Die unteren Kurven geben klimatologische Daten wieder wie die Temperaturen und den Winterindex (indirektes Maß für die Temperatur bestimmt aus den Zeitpunkten von Vereisung und Auftauen von Flüssen oder Seen im Laufe des Jahres) sowie das Vorrücken von Gletschern in Europa (G1) und weltweit (G2). Man erkennt, dass Perioden wie das Maunder-Minimum keinesfalls Ausrutscher sind, sondern im Laufe der vergangenen Jahrtausende häufiger vorgekommen sind und sich die Sonne ungefähr 1/4 bis 1/3 der Zeit in einem derartigen Zustand reduzierter Aktivität befindet. Das momentane Niveau solarer Aktivität scheint allerdings ebenfalls eher eine Ausnahme zu sein: es entspricht dem Niveau zur Zeit des mittelalterlichen Optimums, wie man aus den  $^{10}\text{Be}$ -Daten besser als aus den  $^{14}\text{C}$ -Daten erkennen kann, da der Suess-Effekt die letzteren für moderne Zeiten verfälscht. Auch Schatten und Orosz [271] gehen davon aus, dass die Sonne in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts im Verhältnis zu anderen Perioden außergewöhnlich aktiv war.

Aus den verschiedenen klimatologischen Indizes deutet sich (bei allen Ungenauigkeiten der Methoden) an, dass die Zeiten geringer solarer Aktivität mit kühlen Perioden und dem Vorrücken von Gletschern verbunden sind, die Zeiten stärkerer solarer Aktivität dagegen mit warmen Perioden. Zeiten starker solarer Aktivität fallen aber nicht nur mit warmen Epochen zusammen, sondern auch mit kulturellem Wachstum. Beispiele sind (12) das sumerische Maximum (2700–2550 v.Chr.) als früheste bekannte Hochkultur, (11) das Ägyptische oder Pyramidenmaximum (2300–200 v.Chr.), (10) das Stonehenge Maximum (1850–1700 v.Chr.), (6) das römische Maximum und (4) das mittelalterliche Maximum. (2) und (3) markieren das Spörer- und das Maunder-Minimum, (5) das mittelalterliche Minimum während der Völkerwanderungszeit (vgl. auch Tabelle 10.2). Dass die Sonne zur Zeit des römischen Maximums wirklich recht aktiv gewesen sein muss, wird z.B. durch Polarlichtberichte aus dem Mittelmeerraum und aus China nahe gelegt. Auf die hier erwähnten Optima und Pessima der jüngeren Klimageschichte wurde in Kap. 10 im Zusammenhang mit den Veränderungen des Klimas in der Vergangenheit eingegangen.

### Zusammenfassung

Das Maunder-Minimum ist ein Zeitraum stark verringerter solarer Aktivität im ausgehenden 17. Jahrhundert. Die wesentlichen Merkmale dieser Periode sind

- die Zahl der Sonnenflecken ist sehr gering.
  - die Flecken treten nur in Äquatornähe auf.
  - es gibt keine Fleckengruppen.
  - die Rotation ist langsamer aber die differentielle Rotation ist stärker ausgeprägt.
- der solare Durchmesser war größer als heute.
- es wurden weniger Polarlichter beobachtet, die beobachteten waren durch schnelle Sonnenwindströme und nicht durch solare Aktivität hervorgerufen.
- es erfolgt weiterhin eine Modulation der galaktischen kosmischen Strahlung, allerdings ist deren Intensität deutlich höher als sie es heute in einem solaren Minimum wäre.
- der Solarzyklus ist auf 9 Jahre verkürzt.

Diese Beobachtungen belegen, dass das Maunder-Minimum eine besondere Periode solarer Aktivität gewesen sein muss. Allerdings ist das Maunder-Minimum kein Einzelfall: die Sonne befindet sich ungefähr zu einem Drittel der Zeit in vergleichbaren Zuständen geringer Aktivität. Zur Zeit dagegen befindet sich die Sonne in einem eher sehr aktiven Zustand. Schwankungen solarer Aktivität von der Art des Maunder-Minimums scheinen stets mit klimatischen Änderungen verbunden zu sein.

Aus den hier zusammengefassten Beobachtungen lassen sich drei Fragen formulieren:

1. Sind Ereignisse wie das Maunder-Minimum mit unseren Vorstellungen über solare Aktivität vereinbar?

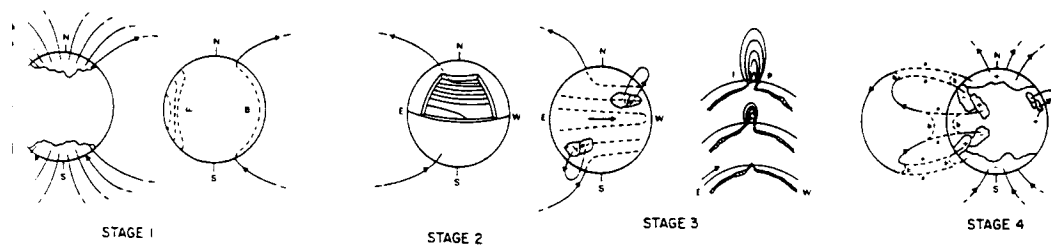


Abbildung 11.26: Semi-empirisches Modell des solaren Dynamos zur Erklärung solarer Aktivität [7]

2. Verhält sich die Sonne im Hinblick auf ihre Aktivität im Vergleich zu anderen Sternen außergewöhnlich?
3. Gibt es eine einfache Möglichkeit, die Kopplung zwischen solarer Aktivität und Klima zu verstehen?

Alle drei Fragen lassen sich an dieser Stelle nicht erschöpfend beantworten. Ich möchte aber dennoch versuchen, einige Hinweise zu geben, damit man eine Vorstellung von der Komplexität dieses Themas gewinnen kann und einen Eindruck darüber kriegt, welche Fragen im Zusammenhang mit der Kopplung zwischen solarer Aktivität und Klima zu behandeln sind.

### 11.3.3 Maunder-Minimum und solare Aktivität

Als Ursache solarer Aktivität gilt der solare Dynamo. Zwar ist dessen Funktion heutzutage noch nicht verstanden, das grundlegende Prinzip lässt sich aber relativ einfach erläutern. Der Dynamo-Prozess selbst findet in bzw. am Boden der Konvektionszone statt, d.h. innerhalb der oberen 30% des solaren Radius. Die Konvektionszone selbst wird durch die Energieerzeugung im Innern der Sonne angetrieben. Zusammen mit der Rotationsenergie bildet sich die bereits im Zusammenhang mit Abb. 11.16 erwähnte differentielle Rotation aus. Letztere erzeugt im Zusammenspiel mit dem solaren Magnetfeld den Aktivitätszyklus.

Abbildung 11.26 zeigt dazu das semi-empirische Babcock–Leighton-Modell. Gehen wir vom Dipolfeld im solaren Minimum aus. Die Feldlinien des Dipols verlaufen nicht durch das Zentrum der Sonne sondern in bzw. am Boden der Konvektionszone. Die differentielle Rotation der Sonne bewirkt dann, dass die ursprünglich meridionalen Feldlinien aufgewickelt werden und aus dem poloidalen Feld ein toroidales Feld wird. Die differentielle Rotation bewirkt so lange eine Verstärkung des Feldes, bis einzelne Feldlinien durch die Konvektionszone durchbrechen und in der Photosphäre bipolare Regionen bilden. Diese sind als Sonnenflecken sichtbar. Dieses Aufbrechen erfolgt zuerst in relativ hohen Breiten, später auch in niedrigeren. Dies ist in Übereinstimmung mit Spörers Gesetz, dass sich die Sonnenflecken im Laufe eines Zyklus immer näher an den Äquator heran bewegen, vgl. auch das Schmetterlingsdiagramm in Abb. 3.7. In diesen bipolaren Regionen hat jeweils der führende Fleck die gleiche Polarität wie die Polkappe (Hale's Polaritätsgesetz). Meridionale Strömungen sowie Diffusion und Dispersion der Felder führen dazu, dass die führenden Flecken bevorzugt in Richtung auf den Äquator wandern, die folgenden Flecken jedoch polnäher bleiben (bipolare Magnetfeldregionen verschwinden durch Expansion). Die Felder der jeweils führenden Flecken werden am Äquator durch Feldlinienverschmelzung 'vernichtet', die Felder der folgenden Flecken machen mit dem Dipolfeld an den Polen ebenfalls Feldlinienverschmelzung. Dabei ist das Feld der Flecken etwas größer als das der Polkappe, so dass sich eine Umkehrung des Dipols ergibt. Diese letzte Stufe im Babcock'schen Modell ist die am wenigsten verstandene. Andererseits ist sie jedoch von entscheidender Bedeutung, um das Umpolen des globalen Feldes zu erreichen. In diesem Modell ist solare Aktivität in Form von Sonnenflecken also von entscheidender Bedeutung, um den Polaritätswechsel und damit das zyklische Verhalten zu erreichen.

Würde das Maunder-Minimum in dieses Bild passen? Die geringe Zahl der Sonnenflecken macht es sicherlich nicht einfach, die Umpolung zu verstehen, jedoch ist gerade diese letzte

Stufe auch für Zyklen mit normaler Aktivität nicht verstanden und auch qualitativ nicht konsistent. Die langsame und etwas stärker differentielle Rotation stellt sicherlich keine Herausforderung für das Modell dar, sie würde nur Details verändern und sogar gut mit dem kürzeren Zyklus in Übereinstimmung stehen (je differentieller die Rotation, um so schneller erfolgt das Aufwickeln der Feldlinien zum toroidalen Feld).

Nemes-Ribes et al. [223] berücksichtigen, dass helioseismologische Beobachtungen nahe legen, dass es in der Konvektionszone keinen radialen Gradienten der Rotationsgeschwindigkeit gibt, wie im ursprünglichen Modell Babcocks angenommen. In einer Übergangsregion zwischen Konvektionszone und starr rotierendem Sonneninneren entstehen dann je nach solarer Breite positive bzw. negative Geschwindigkeitsgradienten, vgl. Abb. 11.27. In der Dynamotheorie ist es jedoch gerade dieser Gradient, der bestimmt, in welcher Breite und in welcher Menge Sonnenflecken bis an die Oberfläche vordringen können. Auf der Basis dieser Überlegungen schließen Nemes-Ribes et al. [223], dass die Beobachtungen im Maunder-Minimum (stärkere differentielle Rotation, langsamere Rotation, Flecken in geringerer Breite und geringerer Zahl) mit der Dynamotheorie konsistent sind. Zusätzlich extrapolieren die Autoren aus dem Zusammenhang zwischen der Rotationsrate und der Leuchtkraft der Sonne auf eine Abnahme der Solarkonstanten um 0.2% in den Phasen des Maunder-Minimums, in denen noch ausreichend viele Fleckenbeobachtungen vorlagen, um eine Rotationsrate zu bestimmen.

Mit dieser Betrachtung haben wir gezeigt, dass sich die Merkmale wenige Flecken bei geringer Breite, langsamere und stärker differentielle Rotation sowie Fortbestand eines Zyklus (Polarlichter und Modulation) in konsistenter Form in einem Dynamomodell zur Erklärung solarer Aktivität darstellen lassen.

### Sonnendurchmesser und Solarkonstante

Die Veränderung des solaren Durchmessers lässt sich leicht zur Erklärung möglicher klimatischer Variationen heranziehen. Wir können dabei die Änderung im solaren Durchmesser als ein Maß für die Änderung des Energieoutputs der Sonne und damit für die Änderung der Solarkonstanten betrachten. Die Idee dahinter ist einfach: dehnt sich die Sonne aus, so muss ein Teil der Energie in Gravitationsenergie umgewandelt werden. Damit steht aber zur Abstrahlung weniger Energie zur Verfügung, die Solarkonstante wird kleiner. Moderne Beobachtungen von Durchmesser und Solarkonstante legen in der Tat nahe, dass die beiden anti-korreliert sind mit einem Verhältnis in der Nähe von 1 ( $\delta R/R \sim 2 \times 10^{-4}$ ,  $\delta L_{\odot}/L_{\odot} \sim 10^{-3} \rightarrow W = 0.2$ ).

Nemes-Ribes et al. [223] gehen davon aus, dass das oben erwähnte Verhältnis eine von der Zeit unabhängige fundamentale Konstante ist und wandeln die beobachteten Variationen des solaren Radius aus Abb. 11.17 in eine Variation der Solarkonstante in Abb. 11.28 um. Zu Zeiten verbleibender solarer Aktivität ist die Leuchtkraft der Sonne dann um 0.2% herabgesetzt (der gleiche Wert wurde auch aus der Rotation der Flecken bestimmt, s.o.). In den Zeiten der tiefen Minima kann sie um bis zu 1% herabgesetzt sein. Für den gesamten Zeitraum des Maunder-Minimums ergibt sich damit eine mittlere Verringerung der Solarkonstanten um 0.5%.

Eine Abnahme der Solarkonstanten um 0.5% dürfte, insbesondere wenn man die Dauer des Maunder-Minimums berücksichtigt, bereits ausreichend sein, um eine merkliche Abkühlung hervorzurufen. Allerdings sollten wir uns auch einer Kritik an dieser Abschätzung nicht enthalten: sie ist zwar in sich konsistent, beruht aber gleichzeitig auf den schwächsten Beobachtungen. Wir können aber zwei Methoden zur Unterstützung dieser Abschätzung heranziehen: (a) Veränderungen der Solarkonstante im Laufe des Solarzyklus und (b) Beobachtungen an anderen Sternen.

Die Solarkonstante wird seit 1978 kontinuierlich beobachtet (vgl. Abschn. 11.3.1). Ihre Variation im Laufe des Solarzyklus ist im rechten Teil von Abb. 11.28 dargestellt, die Variation über den Solarzyklus beträgt 0.08%. Den überraschenden Effekt, dass die Leuchtkraft der Sonne bei großer Fleckenzahl entgegen den einfachen Erwartungen nicht absondern zunimmt, hatten wir den hellen Flecken (Plagues) zugeschrieben sowie einem magnetischen Netzwerk, dessen Emissionen besonders gut in der CaII-Linie zu erkennen sind. Diese hellen

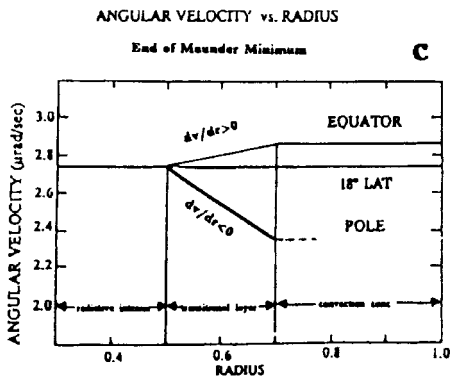
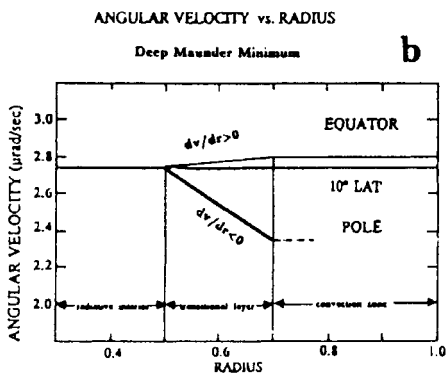
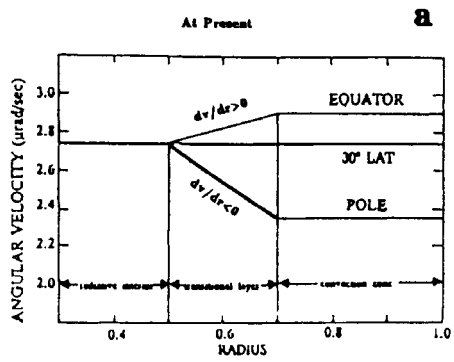


Abbildung 11.27: Radialer Geschwindigkeitsgradient in Abhängigkeit von der Breite für verschiedene Phasen solarer Aktivität [223]

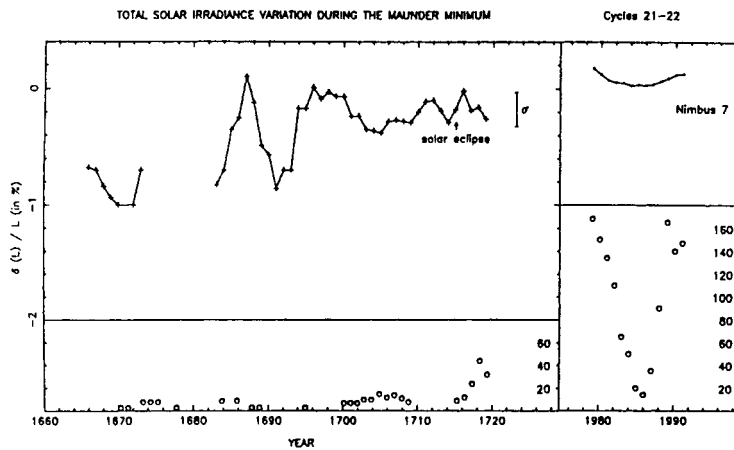


Abbildung 11.28: Änderung der Solarkonstante (oben) und solare Aktivität [223]

Flecken sind eine Begleiterscheinung der Sonnenflecken, nehmen aber eine größere Fläche ein, so dass sich insgesamt eine stärkere Leuchtkraft der Sonne ergibt [186]. Mit diesen hellen Flecken können kurzzeitige Schwankungen der Solarkonstante um bis zu 0.2% verbunden sein (vgl. Abb. 11.1), dem 2.5fachen des über den Solarzyklus gemittelten Wertes.

Aus den Kenntnissen über die verschiedenen, die Emission der Sonne verändernden Merkmale lässt sich die Änderung der Solarkonstanten während des Maunder-Minimums ebenfalls abschätzen. Lean et al. [187] haben aus den Beobachtungen der Sonnenflecken im Maunder-Minimum und dem aus den heutigen Beobachtungen bestimmtem Verhältnis von dunklen und hellen Merkmalen abgeschätzt, dass die insgesamt größere Abnahme heller Merkmale im Maunder-Minimum zu einer Verringerung der Solarkonstante um 0.15% geführt hat. Bei einem vollständigen Verschwinden des magnetischen Netzwerkes sollte sich die Solarkonstante sogar um 0.25% verringert haben. Dann gibt es allerdings Schwierigkeiten, weil dann keine Umpolung und damit auch keine Modulation in einem 9 Jahre dauernden Zyklus mehr erfolgen sollte. Hoyt und Schatten [133] kommen unter Verwendung ähnlicher Betrachtungen mit verschiedenen Indikatoren für solare Aktivität (darunter auch dem Verhältnis von Umbra zu Penumbra, Sunspot decay, Sunspot Structure) zu einer Abnahme der Solarkonstanten um 0.14 bis 0.38% für den beobachteten Zeitraum.

### Andere Sterne

Beobachtungen des Sonnendurchmessers ebenso wie Untersuchungen der Helligkeitsverändernden Merkmale legen also eine Abnahme der Solarkonstante im Maunder-Minimum nahe. Allerdings sind beide Verfahren mit Unsicherheiten behaftet. Eine dritte Möglichkeit, ich hatte sie bereits im Zusammenhang mit den Abschätzungen von Lean et al. [187] erwähnt, besteht in einem Vergleich der Sonne mit anderen Sternen. Radick et al. [240] und Basilunas und Jastrow [12] haben die Leuchtkraft sonnenähnlicher Sterne untersucht, d.h. von Sternen vergleichbarer Masse und vergleichbaren Alters.

Basilunas und Jastrow [12] finden unter 13, seit 1966 regelmäßig beobachteten Sternen 9 Sterne, die eine der Sonne vergleichbare Aktivität entwickeln. Die anderen 4 Sterne sind magnetisch flach und zeigen in der für das magnetische Netzwerk charakteristischen CaII-Emission keine zeitlichen Variationen.

Für einen Satz von 29 Sternen, ebenfalls seit 1966 beobachtet, finden Raddick et al. [240] in 21 Sternen Helligkeitsschwankungen, die auf stellare Zyklen hindeuten.<sup>4</sup> Die verbleibenden 8 Sterne sind wieder magnetisch flach. Aus den Beobachtungen Raddicks und später auch Lockwood et al.'s [192] zeigt sich, dass die zyklische Variation der Solarkonstanten (also die 0.08%, die wir in Abschn. 11.3.1 diskutiert haben) im Verhältnis zu den Helligkeitsänderungen anderer Sterne um bis zu 4% im Laufe eines Solarzyklus eher gering ist. Für der Sonne direkt vergleichbare Sterne ergeben sich immerhin Schwankungen der Helligkeit im Laufe eines Zyklus von 0.4%.

Was können wir nun von den anderen Sternen lernen? Zum einen, dass sich anscheinend 1/4 bis 1/3 der Sterne in einer Ruhephase ähnlich dem Maunder-Minimum befinden oder aber überhaupt keine Aktivität zeigen. Zum anderen, dass sonnenähnliche Sterne typischerweise größere Helligkeitsschwankungen während eines Zyklus zeigen als die Sonne sie zur Zeit zeigt und stets heller sind als magnetisch flache Sterne. Basilunas und Jastrow [12] schätzen aus dieser Analogie ab, dass die Sonne im Maunder-Minimum eine um bis zu 0.4% geringere Leuchtkraft gehabt haben könnte.

### 11.3.4 Und das Klima?

Die Beobachtungen der Sonne während des Maunder-Minimums, wie wir sie oben zusammengefasst haben, legen nahe, dass sich die Solarkonstante während dieser Zeit verändert hat.

<sup>4</sup>Denken Sie daran, Zyklen können wir nur dann beobachten, wenn (a) die Zykluslänge kleiner gleich der Beobachtungsperiode ist und (b) die Variation in der integralen Helligkeit größer ist als das Rauschen – den im Gegensatz zur Sonne können wir bei den anderen Sternen keine kleinen Strukturen auflösen. Die verbliebenen acht Sterne können also zumindest im Prinzip auch variabel sein, aber eben mit anderen Eigenschaften.

Verschiedene Abschätzungen liefern die folgenden Werte:

- 0.2% aus der Rotationsgeschwindigkeit der Sonne in den Zeitperioden mit Restaktivität [223],
- 0.5% aus dem Sonnendurchmesser als Mittelwert über das gesamte Maunder-Minimum [223], der Wert steigt sogar auf 1% in der tiefsten Phase des Minimums,
- 0.25% aus den CaII-Emissionen des magnetischen Netzwerkes [187],
- 0.14 - 0.38% aus einem Sonnenmodell mit Proxy-Daten für die solare Aktivität [133],
- 0.4% aus einem Vergleich mit sonnenähnlichen aktiven Sternen [12].

Alle diese Abschätzungen ergeben eine Abnahme der Solarkonstanten, wobei die Werte zwischen 0.2 und 0.5% schwanken können.

Derartige Änderungen der Solarkonstante sollten groß genug sein, um insbesondere unter Berücksichtigung der langen Dauer des Maunder-Minimums eine Änderung der Temperatur zu bewirken. Man kann zwar aus der einfachen Strahlungsbilanz (5.24) eine einfache Abschätzung über die sich ergebende Effektivtemperatur der Erde machen. Damit ist allerdings noch nicht sehr viel über die wirklichen Änderungen gesagt (z.B. Rückkopplungen). Hier muss man sicherlich richtige Klimamodelle verwenden, die auch eine Änderung der Zirkulationssysteme berücksichtigen, da gerade diese teilweise starke (und dem allgemeinen Trend sogar stellenweise gegenläufige) lokale Variationen bewirken.

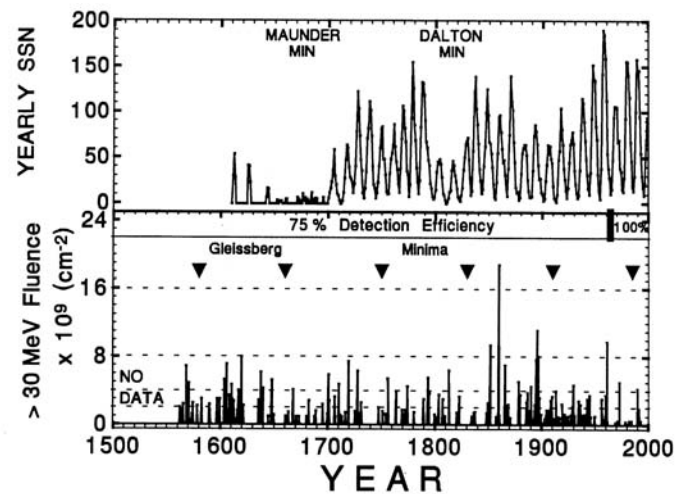
Mit der maximalen Variation der Solarkonstante von 1% im tiefsten Minimum würde sich die beobachtete Temperaturabnahme wahrscheinlich schon vollständig erklären lassen. Allerdings ist die Veränderung der Solarkonstanten nicht notwendigerweise die einzige Einwirkung auf das Klima. Im Zusammenhagn mit der  $^{10}\text{Be}$ -Konzentration haben wir gesehen, dass die Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung während des Maunder-Minimums höher war als zu Zeiten heutiger solarer Minima. Damit ergibt sich die Möglichkeit zu Triggereffekten: die galaktische kosmische Strahlung hat einen Einfluss auf die Ozonproduktion in der Stratosphäre und kann möglicherweise auch den entscheidenden Anstoß zu einer Veränderung der Zirkulationssysteme liefern. Damit würden sich zusätzliche Einflüsse ergeben. Eine Abschätzung der Folgen einer erhöhten galaktischen kosmischen Strahlung ist jedoch heutzutage noch völlig illusorisch: wir können viele Prozesse in der Atmosphäre heute noch nicht genau genug modellieren, um hier mit einem konsistenten Modell Vorhersagen machen zu können.<sup>5</sup> Wir werden in Abschn. 11.5 noch etwas genauer auf dieses Problem zurück kommen.

Allerdings müssen wir unserer Begeisterung über das sich hier andeutende Verständnis des Maunder-Minimums noch einen Dämpfer verpassen. Das Dalton-Minimum im frühen 19. Jahrhundert ist mit Temperaturen verbunden, die noch unter denen im Maunder-Minimum liegen (vgl. Abb. 10.7). Dennoch ist das Dalton-Minimum anscheinend nur mit einer leichten Abnahme solarer Aktivität verbunden (vgl. geringere Sonnenfleckenzahl in Abb. 11.13 und etwas erhöhter  $^{10}\text{Be}$ -Konzentration in Abb. 11.24). Insofern können wir den Einfluss weiterer Effekte nicht ausschließen. Insbesondere im Zusammenhang mit dem Dalton-Minimum ließe sich hier z.B. über vulkanische Einflüsse spekulieren: der Ausbruch des Tambora (Indonesien, 1815) hat ungefähr das 8fache der Menge an Gasen und Aerosolen in die Atmosphäre eingetragen wie der Ausbruch des Pinatubo im Jahre 1991. Das auf den Ausbruch des Tambora folgende Jahr wurde von Zeitgenossen auch als das Jahr ohne Sommer bezeichnet. Die starke Abkühlung im Dalton-Minimum mag also aus einer Überlagerung mehrere Effekte entstanden sein, so dass wir sie nicht notwendigerweise zur Widerlegung des bisher über das Maunder-Minimum gesagten heranziehen können. Dennoch sollten wir den Hinweis erkennen: Klima ist nichts einfaches, das sich auf die Betrachtung eines Parameters zurückführen lässt sondern beruht auf einer Vielzahl von Einflüssen aus sehr unterschiedlichen Quellen.

<sup>5</sup>Die Probleme in der Modellierung haben im wesentlichen zwei Ursachen: bei einigen Prozessen, wie z.B. der Wolkenbildung, sind die physikalischen Prozesse noch nicht genau genug verstanden, um eine vollständige physikalische und mathematische Beschreibung zu erreichen. Und selbst wenn die relevanten Gleichungen genau bekannt sind, lassen sie sich in einem Modell auf Grund der begrenzten Skalen und der zur Verfügung stehenden Rechenkapazität nicht unbedingt lösen. In beiden Fällen greift man auf Näherungen zurück: empirische Gesetze oder Parametrisierungen.



Abbildung 11.29: Nitratschichten in Eisbohrkernen interpretiert als Fluss solarer Teilchen [206]. Im oberen Teilbild ist zum Vergleich die Sonnenfleckenzahl gezeigt



Und es ist für Temperaturoaufzeichnungen nicht sehr hilfreich, wenn sie ausgerechnet in einen ungewöhnlichen Minimum beginnen.

Insgesamt können wir eine Verringerung der Solarkonstante und damit verbunden eine Abnahme der Effektivtemperatur der Erde während des Maunder-Minimums wohl als gesichert annehmen. Ob dieses alleine zur Erzeugung einer Kleinen Eiszeit ausreichend war oder ob weitere (Trigger-)Effekte eine Rolle gespielt haben können, vermögen wir heute noch nicht zu beurteilen. Nahe liegend erscheint jedoch, dass die Kleine Eiszeit aus einer Kombination von abnehmender Solarkonstante und Triggereffekten entstanden ist. Einige Hinweise auf derartige Effekte finden wir in den Variationen auf kürzeren Zeitskalen, wie sie im nächsten Abschnitt diskutiert werden sollen.

### 11.3.5 Nachbemerkung

Unser heutiges Bild von der Sonne und solarer Aktivität zeigt, dass der 11-Jahres-Zyklus nur ein kleiner Rippel auf dem Ozean der großen und schwappenden Tiden ist (Eddy, *The sun since the bronze age*). Wir dürfen also die Sonne keinesfalls als ein stationäres oder mit einer einfachen, in einem Rythmus von 11 Jahren schlagenden Uhr ausgestattetes Objekt betrachten. Zwei Alternativen zur Erklärung von Variabilität stehen zur Auswahl: die Existenz eines (bzw. mehrerer Chronometer) im Inneren der Sonne, die nur durch die Superposition der einzelnen Schwingungen auf kürzeren Zeitskalen zu dem beobachteten hochgradig variablen Verhalten führt (z.B. Dicke [70] für das 11-Jahre Chronometer). Die Alternative liegt darin, den Solarzyklus als ein chaotisches System zu betrachten, bei dem sich nur im Mittel ein 11-jähriger Zyklus ergibt. Nach heutigem Wissensstand sind wir jedoch noch nicht in der Lage zwischen diesen beiden Möglichkeiten zu unterscheiden. Und damit sind wir ebenfalls nicht in der Lage, Prognosen zu versuchen.

Hinweise auf Variabilität der solaren Aktivität in einem ganz anderen Parameter haben sich in jüngerer Zeit in den Eisbohrkernen ergeben. McCracken und Coworker [206, ?] haben bei einer Untersuchung von Eisbohrkernen dünne Nitrat-Schichten bemerkt und einen Zusammenhang zwischen diesen Schichten und solaren energiereichen Teilchen hergestellt: dringen nach einem sehr starken Flare solare energiereiche Teilchen in die Atmosphäre ein, so ionisieren sie diese. Dabei entstehen Stickoxide, die auch zum Ozonabbau beitragen (vgl. Abschn. 11.5). Gelangen diese Stickoxide in the Troposphäre, so werden sie sehr schnell ausgewaschen und bilden eben diese Nitratschichten. Durch Vergleich dieser Schichten mit Satellitenmessungen haben die Autoren ein Verfahren zur Kalibrierung der Messungen aus früherer Zeit entwickelt. Auf diese Weise ist ein Katalog sehr starker solarer Teilchenereignisse entstanden, der bis in die Zeit vor dem Maunder-Minimum reicht, vgl. unteres Panel in Abb. 11.29. Die wichtigsten Befunde in dieser Zeitserie sind: (a) auch wenn es kaum Flecken gab, so hat

die Sonne anscheinend während des Maunder-Minimums dennoch große Teilchenereignisse produziert, (b) das Auftreten der großen solaren Ereignisse ist mit dem Gleissberg-Zyklus moduliert, (c) in einzelnen Ereignissen können die Flüsse der solaren Teilchen die größten im Satellitenzeitalter bisher beobachteten Flüsse um einen Faktor von ungefähr fünf übertreffen und (d) es gibt Zeiten, in denen einige dieser sehr großen Ereignisse innerhalb weniger Jahre auftreten. Der Gesamteffekt auf die Atmosphäre ist dabei um fast eine Größenordnung größer als heutzutage während eines solaren Maximums.

Derartige Beobachtungen tangieren natürlich wieder einige lieb gewonnene Vorurteile: eigentlich möchten wir gerne solare Aktivität so verstehen, dass Flecken, Flares und energiereiche Teilchen sich im Einklang verhalten und wir die Sonne als aktiv oder weniger aktiv bezeichnen können. Diese Beobachtungen legen jedoch die Vermutung nahe, dass wir bei der Beschreibung solarer Aktivität etwas differenzierter vorgehen müssen und deutlich machen sollten, ob wir uns auf Flecken oder energiereiche Teilchen beziehen. Diese Unterscheidung ist andererseits so furchtbar überraschend auch nicht: in den meisten Solarzyklen, in denen Satellitenbeobachtungen energiereicher Teilchen vorliegen, kamen große Teilchenereignisse in der ansteigenden oder abfallenden Phase des Fleckenzklus, nicht aber um die Zeit der maximalen Fleckenzahl.

## 11.4 Sonne, Wetter und Klima – Korrelationen

Im folgenden Abschnitt sollen einige Korrelationen vorgestellt werden, die als Hinweise auf weitergehende Einflüsse der Sonne auf das Klima und das Wetter interpretiert werden. Grundsätzlich ist dabei zu bedenken, dass der Energieinput auf Grund von interplanetaren Stoßwellen oder solaren energiereichen Teilchen, aber auch der zusätzlichen elektromagnetischen Strahlung während eines Flares wesentlich kleiner ist als die in der Troposphäre enthaltene Energie, ja selbst als die in einem einzelnen Sturmwirbel enthaltene Energie. Bei allen Korrelationen besteht daher das Problem: wie kann ein solares Signal die Troposphäre beeinflussen, wenn die Energiedichte der letzteren um viele Größenordnungen über der des Signals liegt (für einige Ansätze siehe z.B. [185])?

Ich werde mich hier auf Korrelationen beschränken, die von der Statistik her einen halbwegs vernünftigen Eindruck machen (d.h. große Datenbasis, Anwendung statistischer Verfahren) und die durch Beobachtungen anderer Eigenschaften oder unabhängige Arbeiten anderer Autoren bestätigt oder zumindest nicht zu weit aus der Luft gegriffen erscheinen. King [173] hat eine wesentlich größere Zahl von Arbeiten zusammengefasst, in denen sich auch etliche Beispiele finden, die eher zufälligen Charakter zu haben scheinen, vgl. auch Diskussion in Pittock [231].

### 11.4.1 22jähriger Dürrezyklus im Mittelwesten der USA

Zusammenhänge auf kürzeren Zeitskalen als den von Eddy diskutierten (also eher im Rahmen des 11 bzw. 22jährigen Solarzyklus) scheinen sich in dem Auftreten von Dürren im amerikanischen Westen (dust bowl) zu zeigen (z.B. Mitchell et al. [214] und Zitate darin). Mitchell et al. haben aus Baumringdaten einen Dürreindex abgeleitet. Prinzip: Bäume können nur dann gut wachsen, wenn sie ausreichend Wasser zur Verfügung haben, d.h. während Dürreperioden sind die Baumringe sehr schmal. Zusätzlich werden unterschiedliche Baumarten mit unterschiedlichem Wasserbedarf verwendet, um andere Beeinflussungen der Baumringbreite, z.B. durch die Temperatur, möglichst gut zu eliminieren; vgl. auch Kap. 10. Dieser Dürreindex geht bis ungefähr zum Jahr 1600 zurück, für die vergangenen beiden Jahrhunderte konnte der aus den Baumringen ermittelte Dürreindex mit direkten Niederschlagsmessungen verglichen werden (d.h. es war so etwas wie eine Kalibrierung der Baumringdaten möglich).

Abbildung 11.30 zeigt dazu eine Spektralanalyse der von Mitchell et al. gefundenen Zeitreihe der Dürren, aufgeteilt nach Schwere und räumlicher Ausdehnung der Dürre. Auffallend ist der Peak bei 22 Jahren, d.h. es gibt eine 22jährige Periodizität im Auftreten von Dürren im Mittelwesten der USA. Die Wahrscheinlichkeit, dass dieses Resultat zufällig ist, liegt bei 1%.

Abbildung 11.30: Spektralanalyse des Auftretens von Dürren im Mittelwesten der USA, unterschieden nach Schwere und räumlicher Ausdehnung der Dürre [253]

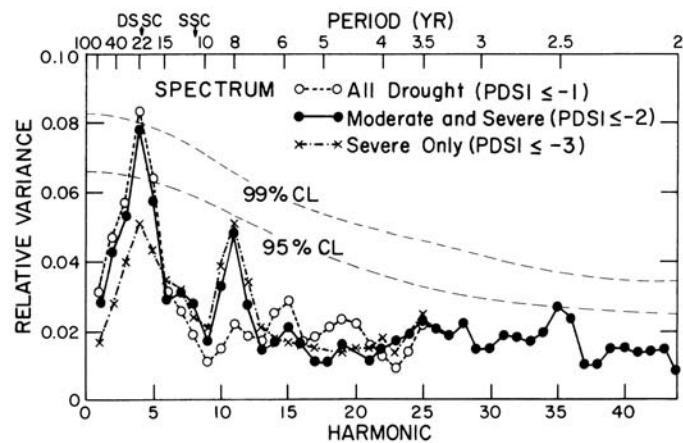
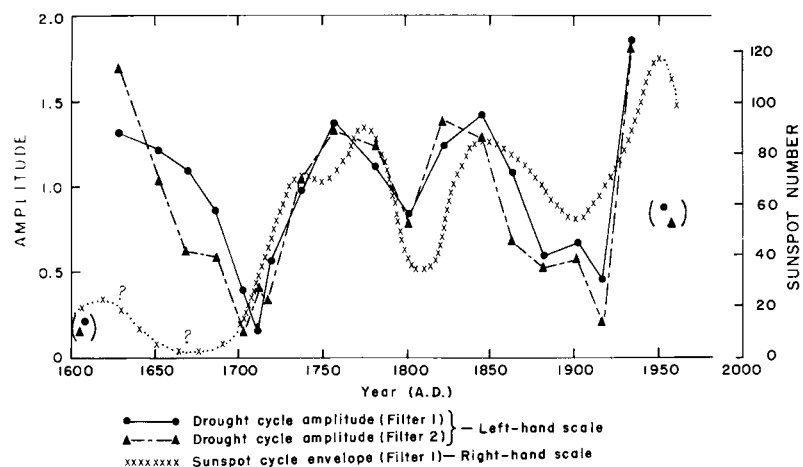


Abbildung 11.31: Modulation des Dürreindex und der Sonnenfleckenzahl mit dem Gleissberg-Zyklus [214]



Dieser 22-jährige Zyklus von Dürren ist in Phase mit dem Hale-Zyklus (22-jähriger Solarzyklus, berücksichtigt außer der Sonnenfleckenanzahl auch die Orientierung des solaren Magnetfeldes), wobei die maximale Ausdehnung des Dürregebietes innerhalb von 2 bis 3 Jahren nach einem Minimum des Hale-Zyklus, d.h. in der ansteigenden Phase des folgenden Solarzyklus erfolgt (Konfidenz von 99%), nicht aber mit dem Maximum korreliert.

Abbildung 11.31 zeigt die Amplitude des Dürrezyklus (d.h. den Dürreindex) und die des Solarzyklus für den Zeitraum von 1600 bis heute. Beide Zyklen sind jeweils mit einem aus dem ursprünglichen Dürrezyklus von 22 Jahren bestimmten Bandpass gefiltert worden (man macht gleitende Mittel auf einer Periode, die mindestens so groß ist, wie die kurzzeitigen Schwankungen, hier 22 Jahre, um diese Schwankungen aus einem Verhalten auf längeren Zeitskalen herausfiltern zu können). Dabei deutet sich eine Periodizität von ca. 90 Jahren an, sowohl in der Amplitude der Sonnenfleckenanzahl, als auch in der Amplitude des Dürreindex. Die Schwere der Dürren ist also mit einer Periode von ca. 90 Jahren moduliert. Das entspricht dem Gleissberg-Zyklus, der die Höhe der einzelnen Sonnenfleckenmaxima moduliert (der Gleissberg-Zyklus ist z.B. in Abb. 11.14 ziemlich direkt sichtbar, er findet sich ja auch in der Gilliland-Hypothese wieder).

Da der Dürreindex bis ungefähr zum Jahr 1600 zurückgeht, haben Mitchell et al. auch nach Auffälligkeiten zur Zeit der kleinen Eiszeit gesucht: in der frühen Phase des Maunder-Minimums scheint der 22-jährige Dürrezyklus noch gut sichtbar, während des Maximums und in der späteren Phase des Maunder-Minimums ist dieser 22-jährige Zyklus kaum mehr wahrnehmbar, die mittlere Ausdehnung von Dürregebieten während des Maunderminimums war sehr gering.<sup>6</sup>

<sup>6</sup>Das übliche Problem: im mittleren Westen war es demnach während der Kleinen Eiszeit wesentlich

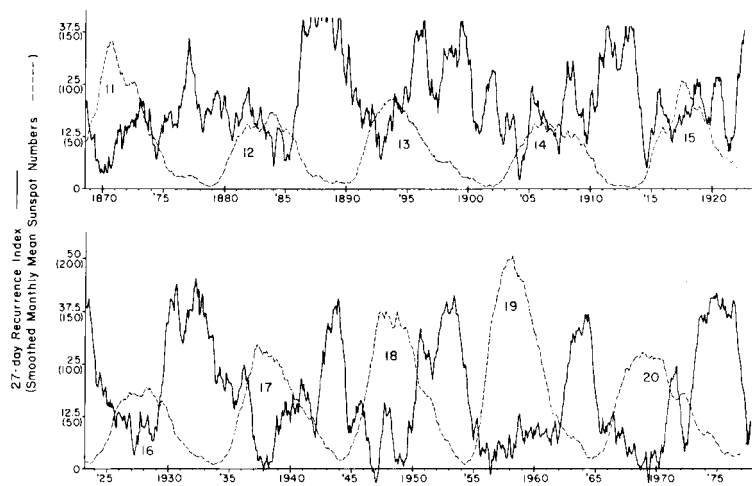


Abbildung 11.32: Zusammenhang zwischen solarer Aktivität und Wiederkehrindex geomagnetischer Störungen [269]

Die Korrelation zwischen dem 22jährigen Hale-Zyklus und den Dürren im amerikanischen Mittelwesten weist in eine Richtung, die eher eine Kopplung zwischen dem interplanetaren Magnetfeld (und damit auch dem Magnetfeld der Sonne) nahelegt, als eine direkte Verbindung zwischen Klima und solarer Aktivität im Sinne von Auswirkungen durch Flares oder energiereiche Teilchen. Diese Idee ist insofern nicht unattraktiv, als dass die Magnetosphäre der Erde nicht so gegen den interplanetaren Raum abgeschlossen ist, wie es vielleicht in einfachen Darstellungen erscheinen möchte, sondern ein offenes System ist.

Betrachtet man die von schnellen Sonnenwindströmen und Sektorgrenzen des interplanetaren Feldes ausgelösten Störungen des geomagnetischen Feldes, so lässt sich für diese ein geomagnetischer Wiederkehr-Index (Geomagnetic Recurrence Index, [269]) definieren. Dazu wird jeweils der Zeitverlauf des geomagnetischen Index einer solaren Rotation mit dem der folgenden Rotation verglichen und ein Korrelationskoeffizient aufgestellt. Dieser Wiederkehrindex ist groß, wenn die geomagnetischen Störungen (als Wirkungen eines schnellen Sonnenwindstromes oder von Sektorgrenzen) in der folgenden Rotation nochmals nachzuweisen sind. Daher läuft der Wiederkehrindex der Sonnenfleckenanzahl entgegengesetzt: zu Zeiten geringer solarer Aktivität sind die schnellen Sonnenwindströme und die Sektorgrenzen dominierendes Strukturmerkmal des interplanetaren Mediums, zu Zeiten starker Aktivität wird das interplanetare Medium jedoch sehr stark durch die weiter ausgedehnten und zeitlich eher zufällig verteilten interplanetare Stoßwellen bestimmt, d.h. der Wiederkehrindex nimmt ab. Dieser Zusammenhang zwischen dem Wiederkehrindex und dem Solarzyklus ist in Abb. 11.32 dargestellt.

An diesem Wiederkehrindex fällt neben seiner Antikorrelation zum Solarzyklus auf, dass die Dauer, für die der Wiederkehrindex groß ist, in einem 22jährigen Zyklus variiert, d.h. für einige Zyklen ist die Zeit, in der schnelle Sonnenwindströme wiederholt beobachtet werden können gering, für andere Zyklen ist die Zeit ungefähr doppelt so lang. Interessanterweise fallen die Zeiten mit langanhaltendem hohen Wiederkehrindex zusammen mit den Zeiten starker Dürre in der dust bowl.

Diese Korrelation von Klima und Eigenschaften des interplanetaren Magnetfeldes ist eigentlich die am wenigsten erwartete Verbindung zwischen solarer Aktivität und Wetter bzw. Klima. Andererseits ist die Beobachtung insofern nicht völlig von der Hand zu weisen, als dass sich für einzelne Sektorgrenzen ein Zusammenhang zwischen troposphärischer Zirkulation und dem Kreuzen der Sektorgrenzen abzeichnet.

---

gemütlicher als normal, in Europa dagegen eher ungemütlich. Oder in der Sprache der Küstendynamiker: des einen Deposition ist des andere Erosion.

Abbildung 11.33: Korrelation zwischen Sektorgrenzen im interplanetaren Medium und dem VAI (Vorticity Area Index) nördlich 20N, überlagerte Analyse aus 20 Jahren, Daten jeweils nur aus dem Winterhalbjahr [253]

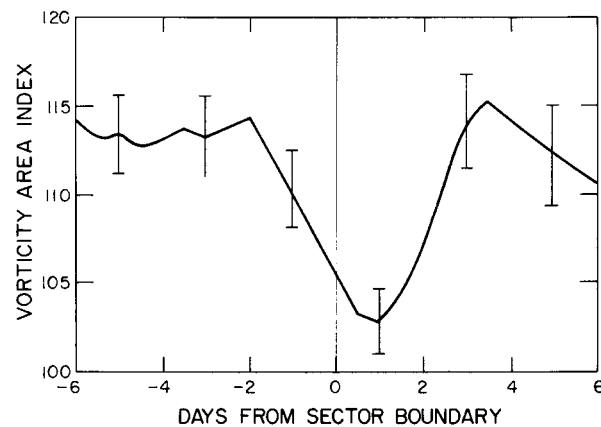
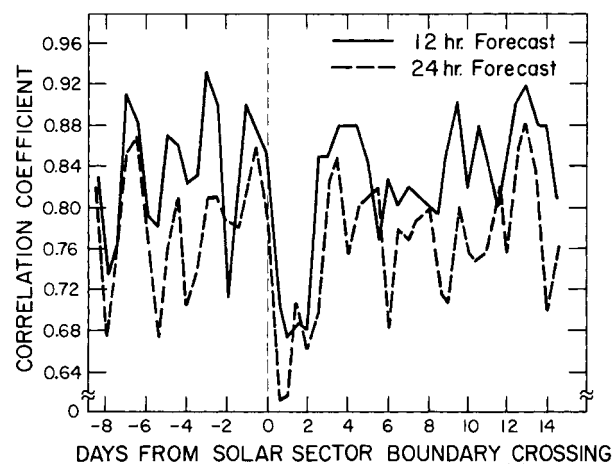


Abbildung 11.34: Zuverlässigkeit der 12- bzw. 24-Stunden Wettervorhersage in Abhängigkeit vom Auftreten einer Sektorgrenze [253]



#### 11.4.2 Wetter und interplanetares Medium: Sektorgrenzen

Auf kurzen Zeitskalen wird der Einfluss des interplanetaren Mediums auf die Troposphäre deutlicher. Dazu sei ein Maß für die troposphärische Zirkulation eingeführt, der Vorticity Area Index VAI [253, 328]. Der Vorticity Area Index beschreibt die Fläche auf der 500 mb-Druckfläche (d.h. in einigen Kilometern Höhe über dem Erdboden), in der die Strömung wirbelhaft ist, d.h. in der starke Druckgebilde dominierend sind. Die vorticity oder Wirbelhaftigkeit ist definiert als die Rotation der Geschwindigkeit:  $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}$ . Da in der Meteorologie alle horizontalen Skalen groß sind gegenüber den vertikalen Skalen, sind Wirbel in einer horizontalen Ebene wesentlich größer als in einer vertikalen Ebene. Daher interessiert in der Regel nur die Vertikalkomponente der Vorticity. Diese ist stark mit Störungen des Wetters auf synoptischen Skalen, d.h. im Rahmen von Hoch- und Tiefdruckgebieten korreliert. Auf der Nordhalbkugel ist eine große Vorticity ein Anzeichen für starke zyklonische Stürme, d.h. Windbewegung um ein Tiefdruckgebiet herum.

Abbildung 11.33 zeigt dazu die Abhängigkeit des Vorticity Area Index auf der Nordhalbkugel nördlich von 20° Nord von dem Auftreten von Sektorgrenzen im interplanetaren Raum. In Abb. 11.33 sind Daten aus 20 Winterhalbjahren überlagert (das entspricht einer Datenbasis von einigen hundert Sektorgrenzen). Jeweils einen Tag nach dem Kreuzen einer Sektorgrenze hat die Größe dieser Fläche ein Minimum, das nahezu 10% unter dem Wert der Tage davor liegt, d.h. die Strömungsverhältnisse in der Troposphäre ändern sich in Abhängigkeit vom Auftreten einer Sektorgrenze. Interessanterweise scheint der Effekt stärker ausgeprägt, wenn die Sektorgrenze von einem Strom schneller Protonen begleitet ist [328].

Dass diese Veränderungen der troposphärischen Strömung auch auf das Wetter zurückwirken (sicherlich nicht dramatisch im Sinne von Unwetter o.ä.), legen mehrere Beobachtungen

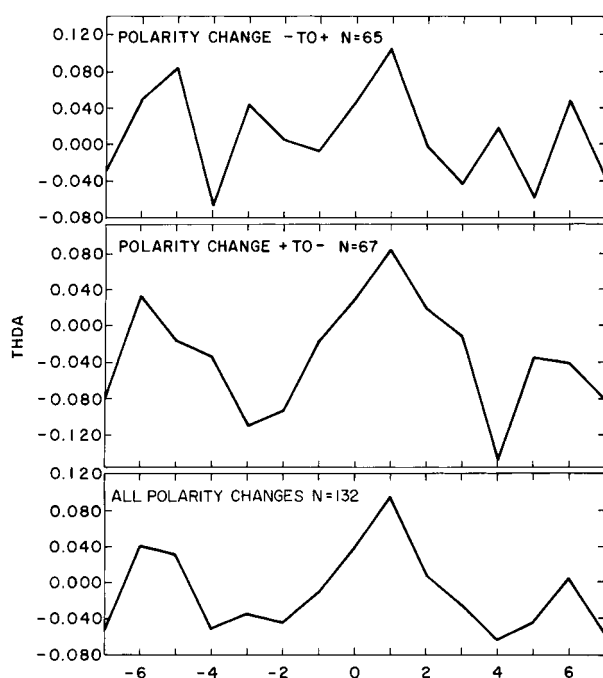


Abbildung 11.35: Thunderstormarea (THDA) in Abhängigkeit vom Auftreten von Sektorgrenzen [189]

nahe:

1. wie in Abb. 11.34 gezeigt, sinkt die Trefferquote der kurzfristigen (12- bzw. 24-Stunden) Wettervorhersage einen Tag nach dem Eintreffen einer Sektorgrenze auf ein Minimum, d.h. die Veränderungen in der Vorticity sind groß genug, um Abweichungen gegenüber den Verhältnissen vor der Sektorgrenze zu bewirken.
2. die von Gewittern bedeckte Fläche im Breitenkreis zwischen 40 und 45° Nord erreicht ungefähr einen Tag nach dem Kreuzen einer Sektorgrenze ihr Maximum; das wurde zwischen 1966 und 1976 an 132 Sektorgrenzen von Lethbridge [189] untersucht, vgl. Abb. 11.35.

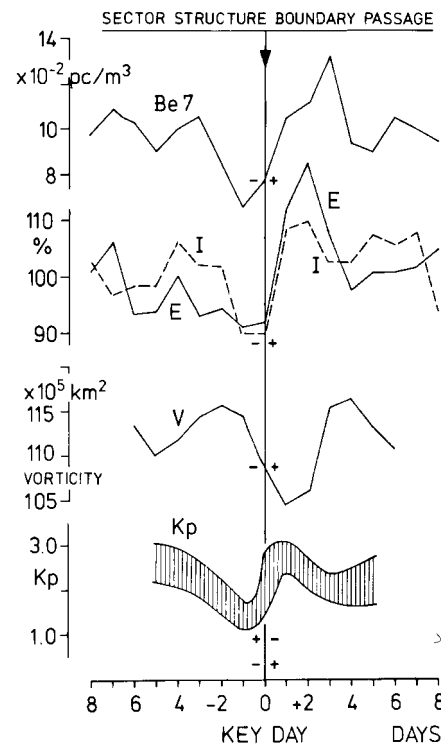
Hier wären sicherlich weitere Untersuchungen (auch im Zusammenhang mit blockierenden Wetterlagen als einer Folge der Vorticity Abnahme bzw. den Großwetterlagen) interessant. Soweit mir bekannt, gibt es bisher nur diese Überlagerungsanalyse von Sektorgrenzen ohne Versuche, nach Änderungen während des Solarzyklus zu suchen (dafür ist wahrscheinlich die Datenbasis zu klein, oder die ausgewählten Sektorgrenzen bevorzugen das solare Minimum, da dann weniger zusätzliche Störungen durch interplanetare Stoßwellen auftreten können).

Abbildung 11.36 fasst einige Veränderungen der Troposphäre während des Kreuzens einer Sektorgrenze zusammen:

- vor dem Kreuzen einer Sektorgrenze ist die  $^7\text{Be}$ -Konzentration in der Troposphäre gering, d.h. es findet nur wenig Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre statt. Unmittelbar nach dem Eintreffen der Sektorgrenze steigt die Konzentration stark an, ein Anzeichen für einen wesentlich verbesserten Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre.
- mit dem Kreuzen einer Sektorgrenze steigen das elektrische Feld  $E$  und der Strom  $I$  zwischen Atmosphäre und Erde an, diese Eigenschaften werden in Zusammenhang mit der größeren Gewitterhäufigkeit in Abb. 11.35 stehen.
- die Wirbelhaftigkeit der troposphärischen Strömung wird geringer (vgl. Abb. 11.34).
- das geomagnetische Feld wird durch das Kreuzen einer Sektorgrenze gestört (Kp-Index in Abb. 11.36).

Ähnlich wie bei den Betrachtungen über Zusammenhänge zwischen der Sonne und dem Klima ist auch hier wieder überraschend, dass die Zusammenhänge zwischen Sonne und Wetter anscheinend eher mit dem interplanetaren Magnetfeld (hier speziell den Sektorgrenzen, beim Klima möglicherweise den Sektorgrenzen und den schnellen Sonnenwind-

Abbildung 11.36: Einflüsse des Kreuzens von Sektor­grenzen auf die Troposphäre: Die  $^7\text{Be}$ -Konzentration als ein Maß für den Austausch zwischen Stratosphäre und Troposphäre, E und I als Maß für das elektrische Feld und die Stromdichte zwischen Atmosphäre und Erde, V als dem Vorticity Area Index (vgl. Abb. 11.33) und Kp als dem Index der geomagnetischen Aktivität [250]



strömen) korreliert sind, als mit direkten Zeichen der solaren Aktivität, d.h. Flareeffekten wie zusätzlicher Röntgen- und UV-Strahlung, energiereichen Teilchen oder interplanetaren Stoßwellen. Das ist auch insofern erstaunlich, als dass es eher Erklärungsmöglichkeiten für Effekte aufgrund der elektromagnetischen Strahlung und energiereicher Teilchen gibt, als dass man die Beeinflussung durch die Sektor­grenzen erklären könnte.

### Wetter und Flares

Schuurmans [279] diskutiert die Möglichkeit eines direkten Einflusses solarer Flares auf die troposphärische Zirkulation. Die zugrundeliegende Beobachtung sind Veränderungen der troposphärischen Zirkulation mit einem bevorzugten Übergang zu blockierenden Wetterlagen in den mittleren und höheren Breiten wenige Stunden nach einem Flare (also lange vor Eintreffen des interplanetaren Stoßwellen, aber auch nach dem Eintreffen der elektromagnetischen Strahlung, d.h. auch nach den Sudden Ionospheric Disturbances SID, die durch eine erhöhte Röntgenstrahlung bedingt sind). Die blockierenden Wetterlagen entsprechen wieder einer Abnahme des vorticity-area-index. Die im Flare beschleunigten solaren Protonen bewirken einen Energie-Input in die mittlere und obere Stratosphäre (Ionisation). Dadurch könnten, da dieser Input nur in den höheren Breiten erfolgt, Temperatur- und Druckgradienten verändert werden, und es könnte eine Modifikation der Zirkulation möglich sein. Hier fehlt aber noch jegliche Idee über die Mechanismen, auch sind Wärmequellen oder Senken in der mittleren und unteren Stratosphäre im Zusammenhang mit PCAs bisher noch nicht eindeutig nachgewiesen (vgl. Kap. 8). Die PCAs sind wahrscheinlich deshalb als vorsichtige Erklärung gewählt, weil die Zeitskalen vernünftig sind und die räumliche Beschränkung auf mittlere und hohe Breiten in Übereinstimmung damit steht. Auch tritt dieser Effekt im Winter bevorzugt auf.

Diese Bevorzugung hoher Breiten scheint ein genereller Trend zu sein: Viele Beziehungen zwischen Sonne und Wetter zeigen ihre beste Korrelation in hohen Breiten und während des Winters, wenn die solare Einstrahlung nur einen verhältnismäßig geringen Input erbringt. Außerdem hat das Erdmagnetfeld dort einen fokussierenden Effekt auf die Teilchen, vgl. Diskussion in Goldberg [107].

### 11.4.3 Kritik

Scientists must see themselves as they are. They are just men and women driven by the same temptations, susceptible to the same prejudices, and committing the same errors as the citizens of the prescience centuries and the laymen of modern times.

R.G.H. Siu, 1957

Die Kritik an derartigen Korrelationen beruht auf zwei Hauptpunkten (vgl. [217, 231]):

1. es können für die gefundenen Zusammenhänge keine Mechanismen genannt werden, dieser Umstand ist auch deshalb so schwerwiegend, weil das wohl bekannte Argument hinzukommt: wie kann ein kleines solares Signal eine Troposphäre mit einem um etliche Größenordnungen höheren Energieinhalt beeinflussen.
2. die Verfahren sind teilweise ungenau oder zweifelhaft:
  - (a) viele Korrelationen sind statistisch nicht abgesichert.
  - (b) bei einigen statistischen Verfahren wurden hochgradig geglättete Daten verwendet, so dass das Risiko besteht, dass man etwas herausbekommt, was man durch die Glättung erst hereingesteckt hat.
  - (c) bei den Daten sind oft willkürliche Auswahlen getroffen worden (Pittock [231] verweist hier z.B. auf Gould [110] der auf die Gefahr einer unbewussten Manipulation von Daten, nicht nur in diesem Bereich sondern generell, hinweist.).
  - (d) die Beobachtungszeiträume sind teilweise zu kurz im Vergleich mit den gesuchten Zykluslängen (über ein oder zwei Solarzyklen ist es relativ leicht, eine Eigenschaft zu finden, die in irgendeiner Form mit dem Solarzyklus korreliert oder antikorreliert ist, d.h. aber nicht, dass diese Korrelation in den folgenden Zyklen bestehen bleiben muss). Problematisch ist zusätzlich, dass Beobachtungen über lange Zeiträume systematischen Schwankungen aufgrund verbesserter Messmethoden unterliegen können, vgl. auch die Diskussion über die ‘Sichtbarkeit’ des anthropogenen Treibhauseffektes in Abschnitt 5.6.
  - (e) es gibt etliche Beispiele dafür, dass unterschiedliche Autoren(gruppen) sich widersprechen, d.h. einige finden eine Korrelation zwischen zwei Eigenschaften, andere finden keine Korrelation (Beispiele in Pittock [231]).
  - (f) es werden Größen definiert, die mit solarer Aktivität korreliert werden, ohne dass die Bedeutung dieser Größen für Klimaparameter bekannt wäre (vgl. z.B. den Wiederkehrindex geomagnetischer Aktivität, warum soll das Wiederkehren wichtiger sein als das eigentliche Signal, vor allen Dingen kann ein hoher Wiederkehrindex bei einer lange Zeit stabilen Struktur ohne räumliche Gradienten genauso auftreten wie bei einer lange Zeit stabilen Struktur mit starken räumlichen Gradienten, wie z.B. schnellen Sonnenwindströmen).

Einwand (d) ist insbesondere für Zusammenhänge mit dem Solarzyklus wichtig. Bei Untersuchungen über den Zusammenhang Wetter und Sonne scheinen dagegen eine ausreichende Datenbasis und ein ausreichend langer Beobachtungszeitraum gesichert, so dass selbst Kritiker wie Pittock diese Zusammenhänge nicht völlig von der Hand weisen können.

### 11.4.4 Erklärungsversuch und Zusammenfassung

Eine Wechselwirkungskette für eine Veränderung der Ionisation und Zusammensetzung der Atmosphäre durch solare energiereiche Teilchen (PCAs) ebenso wie durch elektromagnetische Strahlung ist in Abb. 11.37 wiedergegeben. Hier sind im Gegensatz zum Zusammenhang mit dem Magnetfeld mögliche Mechanismen vorgeschlagen. Die Mechanismen beruhen auf Ionisation und Anregung der atmosphärischen Moleküle: dabei entstehen in der Stratosphäre Temperaturgradienten, die die allgemeine Zirkulation beeinflussen, der Ozonhaushalt wird verändert, was einer Veränderung der Strahlungsbilanz bewirkt, und Ionen können als Kondensationskeime dienen und somit ebenfalls über Wolkenbildung in die Strahlungsbilanz



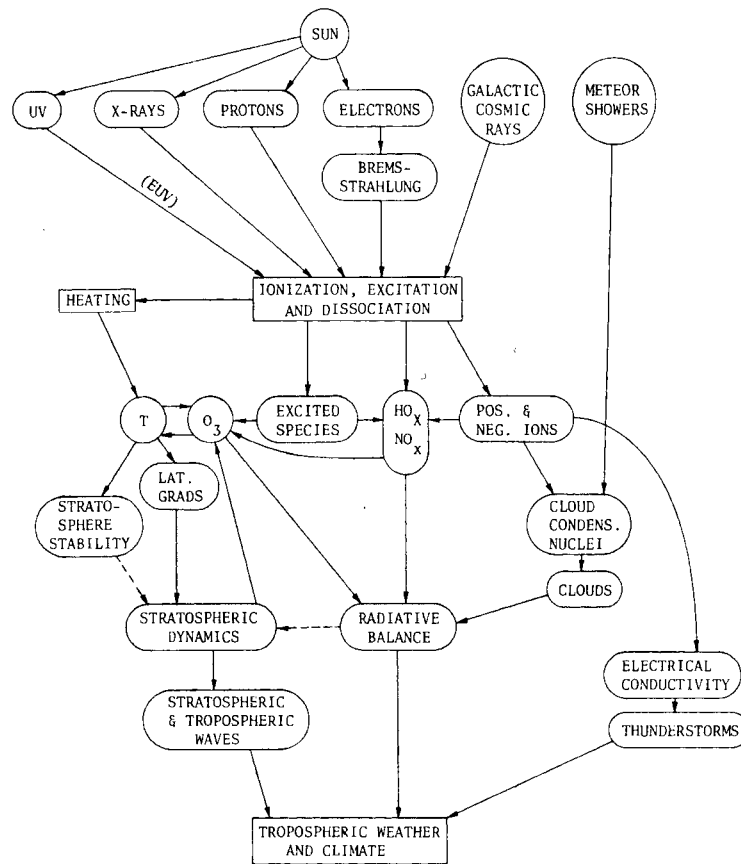


Abbildung 11.37: Mögliche Mechanismen zur Erklärung der Auswirkungen solarer Aktivität auf das Klima [205]

eingreifen. Die durch die Ionisation veränderte Leitfähigkeit bewirkt eine Veränderung im Auftreten von Gewittern.

Während die Beobachtungen an Sektorgrenzen, d.h. die Einflüsse der Struktur des interplanetaren Magnetfeldes auf das Wetter vom statistischen Standpunkt her noch die zuverlässigsten Zusammenhänge zu sein scheinen, sind sie andererseits auch die am schwersten zu erklärenden. Hier lässt sich eventuell noch über Mechanismen ähnlich wie in Abb. 11.37 spekulieren, wobei die energiereichen Teilchen dann nicht direkt solaren Ursprungs sein können, sondern durch magnetosphärische Stürme aus dem Schweif beschleunigt werden. Diese Teilchen haben aber den Nachteil, dass sie eine geringere Energie haben und daher an größeren Höhen in der Atmosphäre absorbiert werden (typischerweise eher in der Mesosphäre als in der Stratosphäre).

Insgesamt entwickelt sich das folgende Bild: Die Auswirkungen der Sonne auf das Wetter und Klima sind hochgradig komplex, sie finden bevorzugt in höheren Breiten statt, wo die Energiedichte der einfallenden Teilchen im Verhältnis zur Energiedichte der elektromagnetischen Strahlung höher ist als am Äquator (Abnahme der elektromagnetischen Strahlung zu hohen Breiten, Fokussierung der energiereichen Teilchen in hohen Breiten durch das Erdmagnetfeld), und die Wechselwirkungen sind höchstwahrscheinlich nicht linear sondern neigen zu positiven Rückkopplungen oder Triggereffekten. Letzteres ist einfach deshalb eine notwendige Bedingung, weil die Energiedichte der Troposphäre hoch ist im Vergleich zu der Energiedichte im Sonnenwind oder in den energiereichen Teilchen.

Die Forschung im Bereich solarer Einflüsse auf Wetter und Klima steht also in zwei Bereichen noch auf wackeligen Beinen: (a) Korrelationen sind mit hoher Unsicherheit behaftet, und (b) die physikalischen Mechanismen sind nur andeutungsweise verstanden, es ist aber heutzutage noch nicht möglich, die Auswirkungen einzelner solarer Signale auf die Troposphäre abzuschätzen. Interessant ist jedoch, dass es von den Mechanismen her leichter ist,

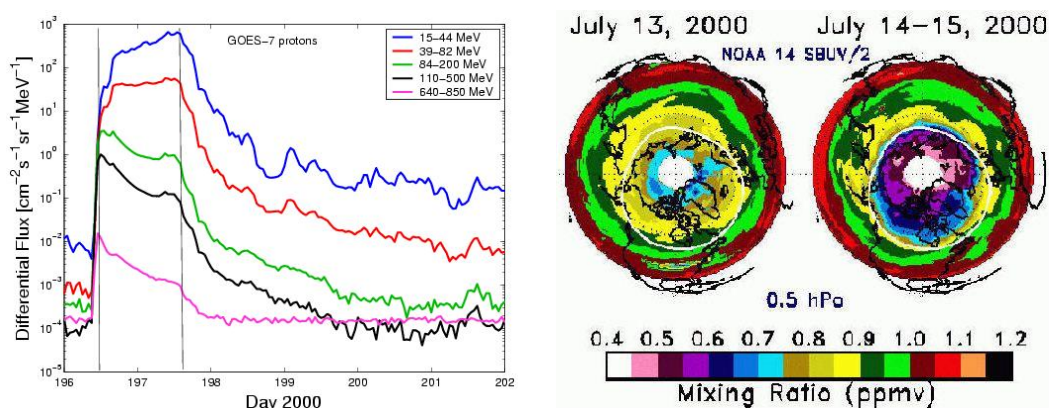


Abbildung 11.38: Right: Intensity–time profiles for the Bastille Day event (July 14, 2000); Left: variation in ozone concentration on the northern hemisphere [153]

Veränderungen in hohen Breiten zu erklären, andererseits aber auch die Beobachtungen für einen stärkeren Effekt in höheren Breiten sprechen.

## 11.5 Energiereiche Teilchen und Atmosphärenchemie

Wie bereits in Abschn. 11.2 erläutert, sind Korrelationen in einem komplexen System ein eher undankbares Geschäft. In meiner Arbeitsgruppe in Osnabrück haben wir uns daher für einen anderen Zugang zu den Solar–Terrestrischen Beziehungen entschieden. Dieser Ansatz geht von einem gut beobachteten Zusammenhang aus, nämlich dem Abbau von Ozon in Folge eines solaren Teilchenereignisses, vgl. auch Abb. 6.29. Dafür wird ein numerisches Modell erstellt und aus der Arbeit mit dem numerischen Modell zum Ozonabbau, z.B. durch Einbindung in ein Klimamodell, werden Vorhersagen gemacht, die dann an Hand der Beobachtungen zu überprüfen sind. Da der folgende Text ursprünglich für das Skript zur Vorlesung ‘Modeling Transport’ geschrieben wurde, ist er auf Englisch.

Within in the framework of the two DFG-Special Programs ‘Geomagnetic Variations’ and ‘CAWSES’ our group studies the consequences of precipitating energetic particles in the atmosphere. Sources of these particles are the magnetosphere and the Sun. The primary consequence of their precipitation is ionization of the atmosphere at heights between about 15 km and 100 km where the atmosphere under normal conditions is neutral. The secondary consequence of such ionization is a change in atmospheric chemistry, in particular the depletion of ozone.

The left panel in Fig. 11.38 shows the intensity time profiles for the July 14, 2000, solar energetic particle (SEP) event (Bastille Day event) as observed in geostationary orbit. The profiles correspond to different proton energy range with the topmost profile (blue) representing the lowest energy (15–44 MeV) and the lowermost profile (magenta) representing the highest energies (640–850 MeV). The points at the left boundary represent background intensities. Thus during the event an increase in the lower energetic protons lasts for more than 1 day and amounts to more than 5 orders of magnitude. Thus a solar energetic particle (SEP) event is a strong forcing signal onto the atmosphere.

The right panel in Fig. 11.38 shows ozone concentrations above 0.5 hPa, that is above about 45 km, in the northern hemisphere. The left part is observed on July 13 prior to the event. The normal latitudinal pattern with higher concentrations at low latitudes (ozone production regions) and lower concentrations at high latitudes is apparent. Observations directly over the pole are not available due to the inclination of the satellite orbit. The thin white ring marks the polar cap: here SEPs are not deflected by the geomagnetic field and can precipitate down into the atmosphere.

The right part of the right panel of Fig. 11.38 shows the result of such particle precipitation: ozone concentrations inside the polar cap drop by 30–40% while they stay at constant level at lower latitudes.

Our interest in energetic particles and ozone lies in three domains, see also the more detailed description in sect. 11.5.3:

- individual events: they are required for calibration of the model because the signal is large (see left panel in Fig. 11.38) and thus atmospheric responses are well defined.
- atmospheric consequences in case of a weakening geomagnetic field or even a field reversal. In this case, particle precipitation would not be limited to the polar cap but would occur over a more extended spatial region. Would this also cause a stronger depletion in ozone? The question is not as far fetched as it appears because polarity reversals often also are accompanied by climate change and the extinction of species. This question is topic of our project ‘Numerical simulation of the atmospheric ionization and the generation of cosmogenic nuclides for different topologies of the geomagnetic field’ within the framework of the DFG Schwerpunktprogramm ‘Geomagnetic Variations’.
- climate consequences: ozone has radiative properties. Thus ozone concentrations determine the local absorption and emission coefficients of the atmosphere. In consequence, thermal patterns in the atmosphere can be modified which in turn influences the circulation. This question is topic of a common project with the Max–Planck Institute for Meteorology (Hamburg) ‘The atmospheric response to solar variability: simulations with a general circulation and chemistry model for the entire atmosphere’ within the framework of the DFG Schwerpunktprogramm ‘CAWSES – Climate and Weather in the Sun–Earth System’.

While the latter two projects are the more ambiguous ones, the first is the most important one: only if that model sequence works correctly, also the more interesting questions can be tackled. Thus we will here briefly discuss its main steps.

### 11.5.1 Modeling Individual Events

First observations of SEP event related ozone decreases date back to the 1970s, in particular to the large event in August 1972. Paul Crutzen and coworkers [61] were the first to identify the reactions involved in this effect: basically, the ionization by precipitating charged particles leads to the formation of  $\text{NO}_x$  and  $\text{HO}_x$ . Both species are highly reactive. In particular, both destroy ozone. These observations led Crutzen conclude that nitrite oxides play an important role in ozone chemistry – this discovery earned him 1/3 of the nobel prize in 1995.

While the qualitative description of the process is well established, its quantitative description suffers some problems. The observed quantities are, as indicated in Fig. 11.38, the energetic particle flux outside the atmosphere and magnetosphere on the one hand and the temporal/spatial variation of ozone in the atmosphere. The quantitative description of this process requires a sequence of three models:

- a model to understand the particle transfer through the geomagnetic field: SEPs are precipitating almost homogeneously onto the magnetosphere and then are either deflected by the magnetic field or allowed to precipitate down to the atmosphere. In a static magnetosphere, particle orbits can be calculated by integration of the equation of motion. In a dynamic magnetosphere, the same approach can be used, although it is pretty time consuming. The result of this model is a spatial pattern of precipitating particles on top of the atmosphere.
- a model to describe the ionization of the atmosphere by precipitating charged particles. This will be described in detail below. The result of such a model is an ion–pair production rate in the atmosphere, depending on the horizontal coordinate (as inferred from the model magnetosphere above) and the vertical coordinate (depending on the energy spectrum of the precipitating particles).

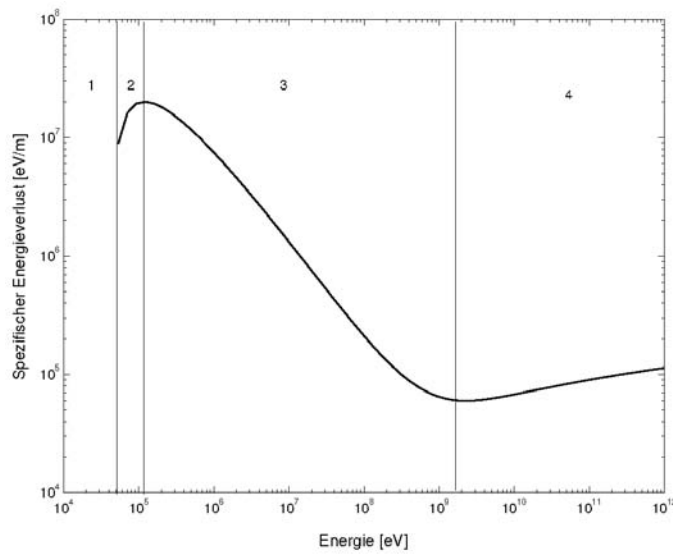


Abbildung 11.39: Specific energy loss according to the Bethe–Bloch equation for protons [239]

- a model to describe the chemistry of the atmosphere. Such a model includes a large number of chemical reactions as well as some prescribed (or even self-consistently solved) transport and needs the ion–pair production rates as input. The result is a 2D or 3D (depending on the dimensionality of the model atmosphere) ozone concentration that can be compared to the observations.

Thus the chain from observation 1 (SEPs in space) to observation 2 (ozone) leads through 3 models.

For the present day magnetosphere, the horizontal pattern of precipitation and therefore also ion–pair production is simple: SEPs precipitate inside the polar cap but not outside.

The vertical pattern of ion–pair production is regulated by the spectrum of the incident particles. The primary energy loss mechanism for charged protons in the energy range under study is ionization. Formally, this process is described by the Bethe–Bloch equation

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e} \frac{Z^2}{v^2} n_e \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{\langle E_B \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (11.1)$$

The specific energy loss  $dE/dx$  is the energy  $dE$  deposited per unit path length  $dx$  along the particle track. It depends on (1) a number of constants (first fraction; the elementary charge  $e$ , the electron mass  $m_e$  and the absolute permeability  $\epsilon_0$ ), (2) the parameters of the incident particle (second fraction: charge  $Z$  and speed  $v$ ), and (3) the electron density  $n_e$  of the absorber. The first term in the bracket contain the relative kinetic energy compared to the average bond energy  $\langle E_B \rangle$  in the target material. The remaining terms are relativistic corrections with  $\beta = v/c$ .

Figure 11.39 shows the specific energy loss depending on the particle energy for protons. The specific energy loss decreases with increasing particle energy (interval 3) because the time for interaction decreases with increasing speed.  $dE/dx$  becomes minimum around the particles rest energy, afterwards it increases slightly due to relativistic effects (interval 4). Since this is a general behavior, Fig. 11.39 also can be applied to other particle species as long as the horizontal axis is scaled in units of the particle’s rest energy (938 MeV in case of the proton) instead of its energy.

The specific energy loss is maximum at low energies (interval 2). In consequence, the specific energy loss becomes largest close to the end of the particle’s range. Thus the deposited energy as well as the resulting ion–pair production becomes maximum at the end of the range, the so-called Bragg peak. For very low energies (interval 1), the Bethe–Bloch equation is no longer valid: here the main physical processes are collisions between thermal particles and

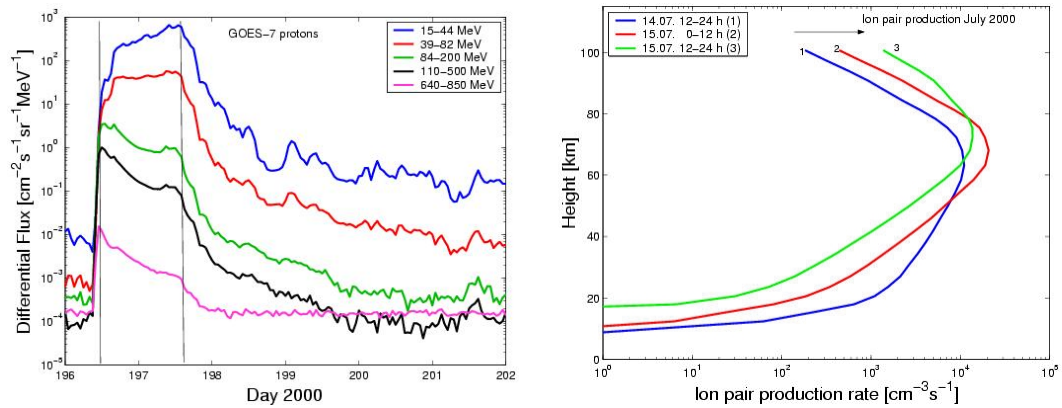


Abbildung 11.40: Bastille Day event: Particle intensities (left) and ionization rates (right) [239]

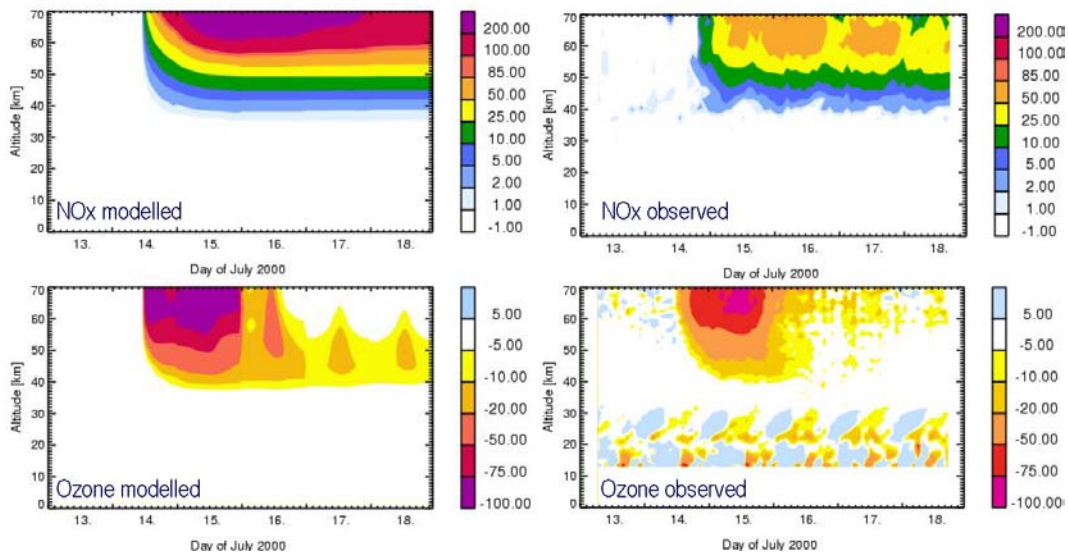


Abbildung 11.41: Bastille Day event: observed (right) and modeled (left)  $\text{NO}_x$  (top) production and ozone (bottom) depletion (M. Sinnhuber, U. Bremen, priv. comm.)

attachment of the electron to an ion. Both processes are not described by the Bethe–Bloch equation.

The energy loss of a particle along its track can be calculated by numerical integration of (11.1). Figure 11.40 shows in its right panel the calculated ion–pair production rates (that is specific energy loss divided by average ionization energy) for three subsequent 12 h intervals, the first one starting at the time marked by the left horizontal line in the left panel. During this interval (blue curve), ion–pair production occurs down to about 15 km because particle energies are rather high (the magenta curve has already acquired its maximum while the blue curve still is rising). With increasing time (going from blue to red to green), the ion–pair production rate shifts to higher altitudes because the intensities at higher energies already are decreasing. In addition, ion–pair production at altitudes around 70 km is increased because the intensities in the lower proton energies (blue curve in the left panel) still are increasing.

For the total model chain, these data now are fed into the model atmosphere. Figure 11.41 shows the modeled (left) and observed (right)  $\text{NO}_x$  production (top) and ozone depletion (bottom). Although the modeled results tend to overestimate both the  $\text{NO}_x$  production and the ozone depletion, the overall temporal and spatial pattern is reproduced quite well.

### 11.5.2 Monte Carlo Simulation of Atmospheric Ionization

Sofar, we have used a direct numerical integration of (11.1). But that approach has two disadvantages. First of all, the Bethe–Bloch equation is an empirical law derived from observations at the ground, that is in a standard atmosphere. And secondly, it neither allows to track the secondary electrons correctly nor to calculate ionization rates for incident electrons. The reason for this is simple: if a proton ionizes an atom, the collision is between a heavy incident particle and the electron. Thus the primary particle is not deflected as it knocks the electron out of its orbit. In case of an incident electron, however, the collision partners have equal mass and the primary electron will be deflected from its path, too. As a consequence, it does not travel a straight line through matter but is subject to multiple scattering. While the Bethe–Bloch equation still gives a reasonable approach on the specific energy loss along the particle track, it does not allow to calculate the energy loss within a certain slab of target material. The same problem also holds for the secondary electron.

To model the total inventory of precipitating particles, which in addition to protons also contains electrons and heavier nuclei, a different approach is required. Since the very nature of the ionization process is stochastic, a Monte Carlo simulation is a reasonable approach. Here we need a list of all physical processes and their relevant cross sections/probabilities and then follow the particle along its track in small steps. At the end of each step, the particle either experiences an interaction with the ambient medium or not. The probability for such an interaction directly depends on the interaction cross section. Such an approach allows the consideration of all possible interaction processes, as long as the energy-dependent cross sections are known. This allows also the tracking of electrons: in each interaction not only the energy loss is taken from an energy loss distribution function but also the angle of deflection can be taken from some distribution. And in addition to the simple process of ionization, we also can allow for processes such as the generation of bremsstrahlung and, provided the energy of the incident particle is large enough, pair production.

#### The Problem

Before digging into too much detail, let us formulate the problem: the particle motion involves the following steps:

- during each time step, the particle is transported by a spatial step  $\Delta s = v \Delta t$  with  $v$  being the particle speed. This almost corresponds to the advective term in sect. ?? – it does not correspond to it exactly because in particular for electrons deviations from the direct travel path of the incident particle occur.
- at the end of each time step, a dice is thrown to decide whether the particle interacts with the matter or not. The likelihood of this process is determined by the total interaction cross section. If an interaction happens, a second throw of the dice determines the kind of interaction (for instance, ionization, hadronic interaction, production of Bremsstrahlung) depending on the relative interaction cross sections. In our simple model, we adhere to the Bethe–Bloch equation and the only energy loss mechanism is ionization. Thus the second throw of the dice can be omitted and the interaction cross section for ionization also becomes the total interaction cross section. If no interaction occurs, the next time step starts. If an interaction happens, we have to throw the dice again to determine the energy loss from the energy loss distribution. The particle properties (energy, eventually also direction of motion) will be updated and the particle's energy loss is added as an energy gain to the volume. Alternatively, it is also possible to just count the ionization processes in each volume element (or along each line element of the travel path). if fast secondaries are produced, they are treated as additional particles and also have to be tracked by a Monte Carlo simulation.

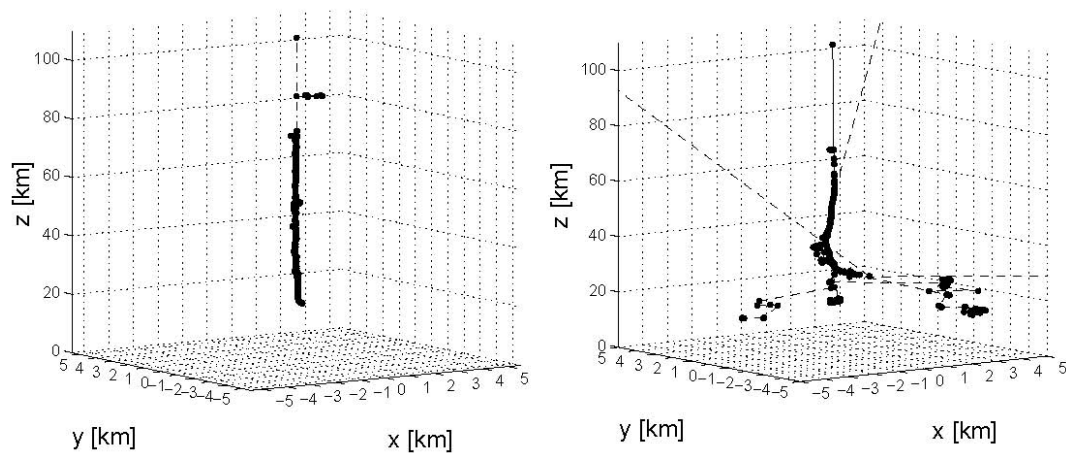


Abbildung 11.42: Monte Carlo simulation: Tracks of a 50 MeV electron (right) and a 300 MeV proton (left) in a model atmosphere [277]

### The Model

Our model atmosphere is plane-parallel because the height of the atmosphere is small compared to Earth' radius. Up to a height of 100 km it is divided into 29 equidistant layers; its remaining mass is condensed into a 30<sup>th</sup> layer, 10 km thick: thus details of the energy deposit above 100 km are lost.

The composition of the atmosphere is homogeneous with 23.3 wt% O<sub>2</sub>, 75.5 wt% N<sub>2</sub> and 1.3 wt% Ar. For numerical studies, pressure, density and temperature height profiles are taken from the equatorial June atmosphere in the SLIMCAT/TOMCAT model [54]. This approach ignores the pronounced seasonal variability of the polar atmosphere and gives an average ionization profile instead [?]. For individual SEP events the corresponding polar atmosphere is used.

During a SEP event protons, electrons, and  $\alpha$ -particles are accelerated (for a recent summary see e.g. [162]). Electron to proton ratios as well as energy spectra depend on the parent flare, in particular whether it is impulsive or gradual, the properties of the coronal mass ejection, and the geometrical relation between observer and solar activity.

Particle precipitation is assumed to be isotropic from the upper hemisphere: particle distributions in interplanetary space tend to be isotropic for electrons (see e.g. Fig. ??) and become isotropic for protons during the time course of the event (e.g. examples in [161]). Observations by the MEPED (Medium Energy Proton and Electron Detector) instrument on board POES (Polar Orbiting Environmental Satellite) even suggest a slight preference for larger pitch angles inside the polar cap at altitudes of 900 km (Bornebusch, priv. comm.).

Energy spectra of precipitating SEPs can be described by a broken power law [109, 90, 157]:  $I(E) = I_0 \cdot (E/E_0)^{-\gamma}$  with  $I_0$  being the differential intensity at a reference energy  $E_0$ ,  $E$  the energy, and  $\gamma$  the spectral index. Around some 100 MeV the spectrum flattens and intensities increase due to the background of galactic cosmic rays [106]. Observed spectra are fitted simultaneously by up to three power-laws; the breaks between the power laws are not at fixed energies but are determined such that the best fit over the entire spectrum results.

### Monte Carlo Simulation

GEANT 4 [1, 99] allows for a multitude of interactions between the precipitating particle and the absorber atmosphere. Our model considers as subset of particles protons, electrons, positrons,  $\alpha$ s, and photons. Interactions are limited to electromagnetic ones: multiple scattering, Compton-scattering, ionization, photo electric effect, gamma conversion, annihilation, pair production, and production of bremsstrahlung. Secondaries produced in such interacti-

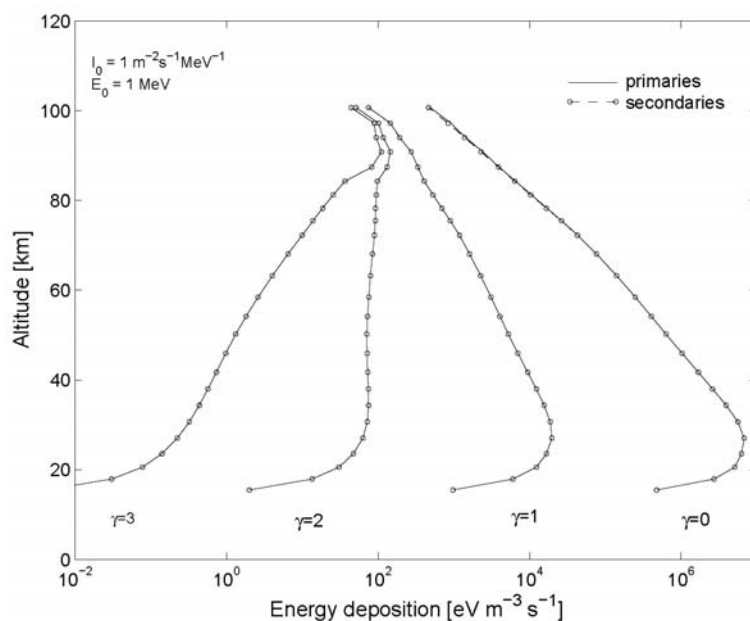


Abbildung 11.43:  
Energy losses of 1–  
500 MeV protons  
calculated with a Monte  
Carlo simulation  
(circles) and Bethe-  
Bloch (solid line) [277]

ons are tracked up to a cut-off length for particle propagation of 1 m. If particle energies are lower, the model switches to continuous energy loss.

Precipitating particles have an angular distribution and an energy spectrum. The Monte-Carlo simulation itself is performed for mono-energetic pencil-beams of 100 particles; angles of incidence vary between  $0^\circ$  and  $80^\circ$  in steps of  $10^\circ$ . The energies range from 1 MeV to 500 MeV in 109 logarithmic equidistant steps for protons and 1 MeV to 50 MeV in 340 steps for electrons. Statistics are tested by increasing the number of incident particles by a factor of 10 – the results are essentially the same.

The total energy input into each layer is the sum of the energy depositions of the individual particles; a division by the layer's thickness yields the linear energy transfer (LET)  $dE/dx$ . Thus the primary result of the simulation is the LET as function of altitude, initial kinetic energy and impact angle.

Ion pair production rates for individual particle events are obtained by folding the LETs with the observed particle spectrum and angular distribution and assuming an average ionization energy of 35 eV per ion pair [234].

## Results

Figure 11.42 shows sample tracks for a 300 MeV proton (left) and a 50 MeV electron (right). Production of secondaries is marked by dots, at the lines continuous energy losses occur with the line styles dashed, solid and dashed-dotted indicating neutral, negatively or positively charged particles, respectively.

The proton trajectory basically is a straight line. Only in the extremely rarefied upper atmosphere a trace of a secondary electron with significant path length is visible. Such long tracks occasionally occur in the upper atmosphere, because a low density implies a small interaction probability between the secondary and the atmosphere, leading to a long track. At lower altitudes secondary electrons are quickly stopped by the dense atmosphere and do not show up as separate tracks.

The straight path of the primary proton combined with the short range of the secondaries yields energy loss distributions comparable to those acquired in the conventional way without consideration of secondaries: Fig. 11.43 shows energy losses for particle spectra with four different power law indices  $\gamma$  with (dots) and without (line) consideration of the secondaries. With increasing  $\gamma$  the spectrum steepens and the ion production rate at lower altitudes



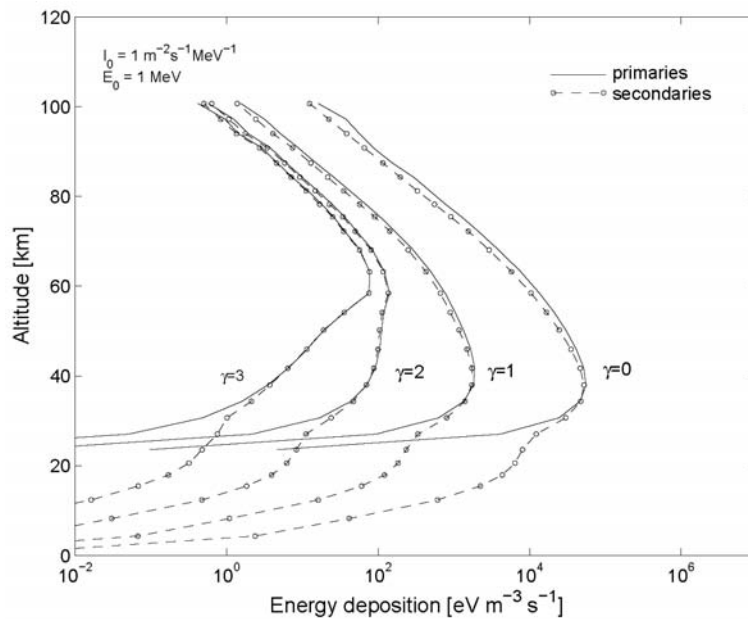


Abbildung 11.44:  
Energy losses of 1–  
50 MeV electrons  
calculated with a Monte Carlo simulation (circles) and Bethe–Bloch (solid line) [277]

decreases. Note that  $\gamma = 0$  implies that the particle intensity is independent of energy while  $\gamma = 2$  represents a SEP spectrum fairly well.

The situation is quite different for electrons, see left hand side of Fig. 11.42: instead of a straight line the path is randomly twisted because the primary's mass is the same as that of the shell electron and thus deflection occurs during interaction. This multiple scattering is not considered in a continuous loss model based on the Bethe–Bloch equation; thus such models underestimate the LET and consequently overestimates penetration depth. In addition, not all secondaries keep close to the track of the primary: aside from the secondary electrons produced during ionization, a primary electron also produces bremsstrahlung (dashed lines). These X-rays propagate large distances before depositing their energy due to Compton scattering and photoionization in denser layers of the atmosphere. Ionization thus can be shifted by several kilometers below the end of the primary track. The resulting energy transmission to altitudes less than 20 km with (dots) and without (lines) consideration of the secondaries is shown in Fig. 11.44, again for four different power law spectra and  $\gamma = 2$  being a fair representative for SEP spectra.

To demonstrate the implications of the Monte Carlo simulation for ion–pair production, two different events are analyzed: one prominent event (October 22, 1989) and for comparison a large impulsive event (June 14, 1989). Electron spectra in the range 0.5 to 2.5 MeV are obtained from the CPME (Charged Particle Measurement Experiment) on board IMP (Interplanetary Monitoring Platform). Comparison with the higher energy electron instrument on IMP shows that in both events the electron spectrum can be extended down to 5 MeV. For the June event, proton spectra in the range 0.29 MeV to 440 MeV are obtained from the same instrument; for the October event proton spectra in the range 0.8 MeV to 500 MeV were taken from GOES (Geostationary Operations Environmental Satellite) because IMP measurements are less reliable due to failure of the anticoincidence scintillator.

The left hand side of Fig. 11.45 shows the modeled ion pair production rates for protons (dotted), electrons (dashed) and the sum of both (solid line) in the 4 October event for 6 hours containing the high energy maximum; at later times the instrument is saturated. Ionization of the electrons can amount to up to about 1/3 of that of protons in the height range 50 to 70 km, at lower altitudes electron contribution is insignificant – which is partly due to our abrupt cut off of the electron spectrum at 5 MeV.

The ion pair production rates for the main phase (1 day) of the impulsive June event are shown on the right hand side of Fig. 11.45. Again the contribution of electrons is visible only

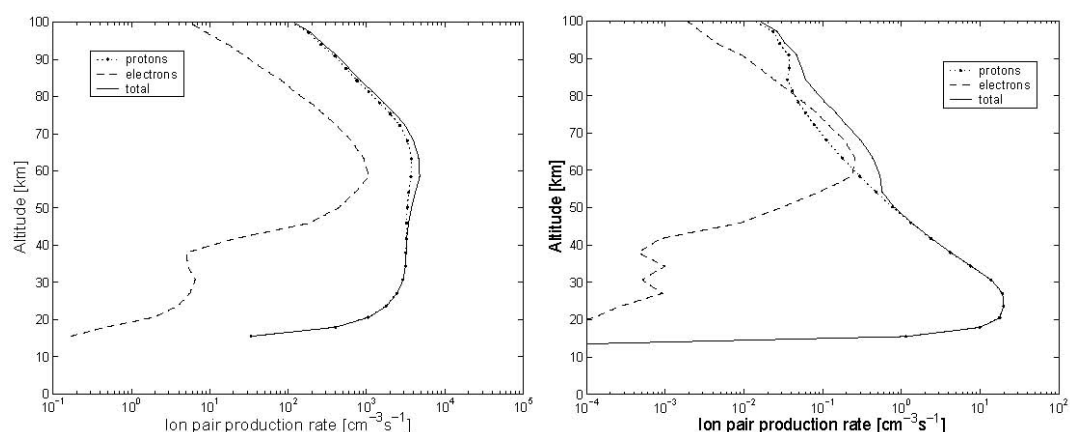


Abbildung 11.45: Ionization rates of electrons and protons combined for a gradual solar energetic particle event (left) and an impulsive one (right) [277]

above 50 km, however, around 70 km the ion pair production by electrons even exceeds that of the protons.

## Conclusions

The main results of the Monte Carlo simulation are:

**R1** for 1 MeV to 500 MeV protons ionization rates are essentially the same in the Monte Carlo simulation and in a continuous energy loss model.

**R2** for 1 MeV to 50 MeV electrons the consideration of bremsstrahlung shifts the ionization well beyond the Bragg peak to lower altitudes.

**R3** electrons in SEP events contribute to ion pair production rates in the height range 50 to 70 km; the amount depends on whether the particle event originated in an impulsive or a gradual flare.

As a consequence of **R1**, the consideration of secondaries in the Monte Carlo simulation cannot explain the difference between the observed and modeled electron densities in the October 1989 event as suggested by Verronen et al. [313]. Instead, **R3** suggests that the inclusion of electrons in the analysis of SEP events might explain such differences. It should be noted that implications of **R3** depend on the focus of research: in the very large events electron contributions are more or less a 10% effect and thus might be neglected as suggested in [152]. For long term studies such as variations over the solar cycle or possible climate impacts, however, also the much larger number of electron-rich impulsive SEPs has to be considered and thus ionization rates (and atmospheric consequences of precipitating particles) can be evaluated only if also electrons are considered.

**R2** also has implications for modeling atmospheric effects of precipitating electrons. So far, magnetospheric electrons have been considered as a source of NO<sub>x</sub> which, owing its long life-time, sinks down from the mesosphere into the stratosphere and affects ozone chemistry [46, 47]. Our results suggest a modification to their model in such that part of the ionization is directly transferred downwards by Bremsstrahlung. However, consequences are difficult to access since the produced NO<sub>x</sub> and HO<sub>x</sub> have different life times at different heights and thus implications for chemistry only can be evaluated in combination with a chemistry model – which is beyond the scope of this paper.

### 11.5.3 Applications of the Model

In this section some results of our work on the consequences of solar energetic particles for atmospheric ionization and ozone depletion will be presented. The work is done in collabora-

tion with Miriam Sinnhuber and Holger Winkler from the Institute of Environmental Physics at the University of Bremen.

### Modeling of Atmospheric Consequences – Principle

The question under study already is demonstrated in Fig. 11.38: what is the relation between solar energetic particles (left) and ozone depletion (right). Basically, the two figures present the information available: intensity–time profiles for different particle species and energies measured outside the atmosphere and ozone mixing ratios measured in the atmosphere above a certain height. Modeling consists of three modules:

- where do the particles precipitate? The geomagnetic field regulates the spatial pattern of particle precipitation such that it is limited to the polar cap (white ring in the left panel of Fig. 11.38 in the present day atmosphere). For a modified geomagnetic field such as during a field reversal, however, the spatial precipitation pattern has to be modeled.
- primary interaction: ionization. From the particle intensity–time profiles energy spectra are calculated and from them the vertical profile of energy losses in the atmosphere, such as shown in Fig. 11.40.
- from these ion–pair–production rates the generation of the chemically reactive components  $\text{NO}_x$  and  $\text{HO}_x$  is determined. From a chemistry model such as the one used at the University of Bremen, then ozone depletions can be calculated as shown and compared to the observations in Fig. 11.41.

Since three models stand between the observations, each model must be quite elaborate to avoid a sum-up of the unavoidable errors.

### Individual Events

Although modeling is performed with care, errors cannot be excluded. Thus extensive testing is required. However, atmospheric ozone is not only influenced by solar energetic particles but also by other factors such as the Sun’s hard electromagnetic radiation and atmospheric temperature and circulation patterns. Thus any variation in ozone at the time of a particle event can have many different sources – the particle event even might contribute nothing to the ozone variation.

Thus the first task is to show the causal relation between ozone depletion and solar energetic particles and then to model it qualitatively. A reasonable approach might follow this line of thought: if solar energetic particles have any non-vanishing influence on the atmosphere, this should be most obvious in the largest events. This is also observed.

In addition, the largest events provide the best test case for modeling: if the effect is large, its dilution due to natural variability is small. Thus a large solar particle event provides some kind of  $\delta$ -stimulus for the atmosphere and its response can be analyzed despite all the natural noise underlying it. And solar energetic particle events can become quite large: in the Bastille day event in Fig. 11.38, particle intensities increase by up to 6 orders of magnitude above background thus providing a strong stimulus.

As a consequence, large solar energetic particle events can be used to calibrate the model chain mentioned above before we attempt to derive more subtle effects from our models.

To demonstrate the validity of the model chain, Fig. 11.46 shows comparisons between measurements by SCIAMACHY (top and third panel) and modeled (second and fourth panel) depletions in ozone following the large events in October/November 2003 for the northern (top panels) and southern (bottom panels) hemisphere. Spatial and temporal patterns in both hemispheres are reproduced quite reasonably, although as discussed before ozone depletion in the mesosphere is overrated while it is underestimated for late times in the stratosphere. However, these deviations between observations and model are small compared to the asymmetry between the two hemispheres: while both model and observations indicate a strong ozone depletion in the northern hemisphere, ozone variations in the southern hemisphere are almost negligible. Reasons for this asymmetry will be discussed below.

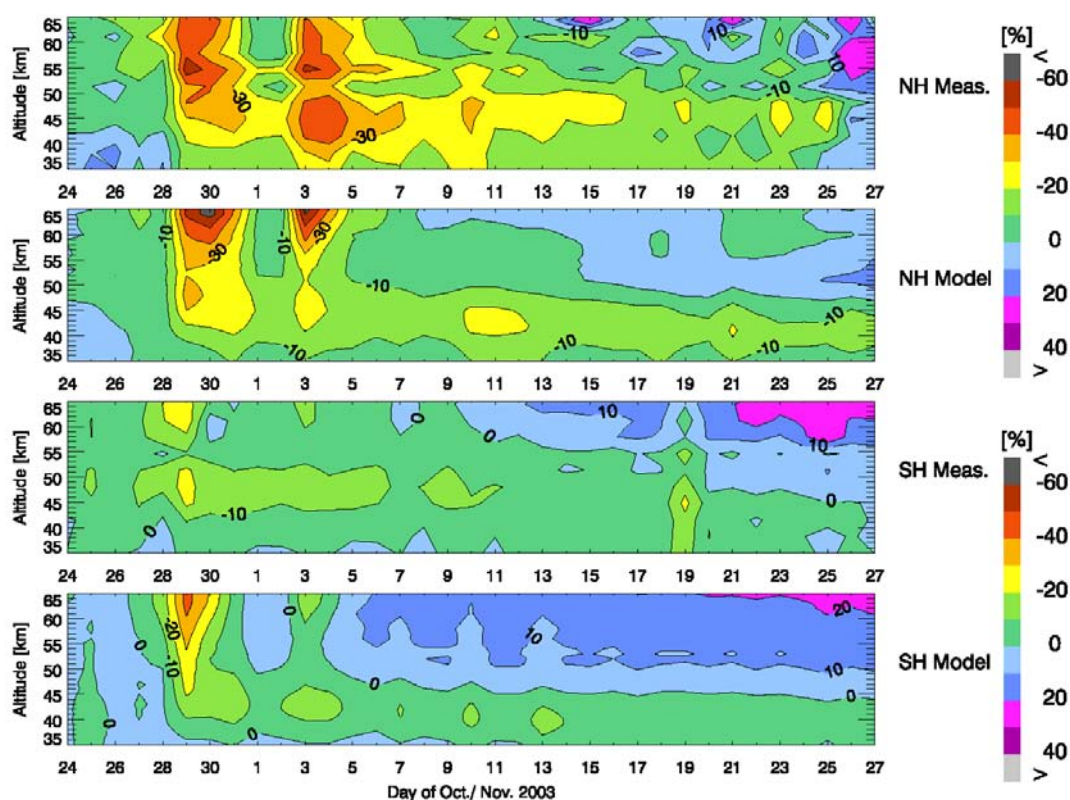


Abbildung 11.46: Ozone depletion following the series of large events in October/November 2003: modeled and observed ozone variations in the northern and southern hemisphere [261]

### Long-Term Effects of Solar Energetic Particle Events

While the modeling of the influence of individual particle events on ozone is a goal in itself, our interest is concerned more with longer times scales, in particular time scales related to magnetic field reversals, variations of the terrestrial climate and variations of the atmosphere, in particular its composition.

These long-term questions can be analyzed with different scopes. For instance, we can perform a single event analysis as described above only for modified boundary conditions. This would be a suitable approach to understand ozone depletion in individual events during, for instance, a magnetic field reversal or in a changing atmosphere. However, since magnetic field reversals also are accompanied by climate change and mass extinction, we also might ask whether ozone depletion might lead to climate change. Since large solar energetic particle events are rather rare (a few per solar cycle), such speculation only can be reasonable if a single event has a sufficiently long influence on the atmosphere and thus the effects from events might overlap and amplify in time.

Figure 11.47 shows atmospheric consequences following the large solar energetic particle event in October 1989. The top panel shows vertical profiles of the  $\text{HO}_x$  generation at 70°N, the middle panel the same for  $\text{NO}_x$ . Both species are highly reactive and lead to ozone destruction.  $\text{HO}_x$  is produced mainly at altitudes above 40 km. It is a short lived species and is easily destroyed by photochemical reactions and during the ozone depletion reaction. Thus  $\text{HO}_x$  production during a solar energetic particle event certainly will not cause any long-term effects. The situation is different in case of  $\text{NO}_x$ : it is produced over a much broader height range from about 20 km to the mesosphere, although the maximum production occurs above about 40 km. The fundamental difference compared to  $\text{HO}_x$  is the live-time: particle precipitation is limited to a few days while high  $\text{NO}_x$  levels persist for weeks to months. With

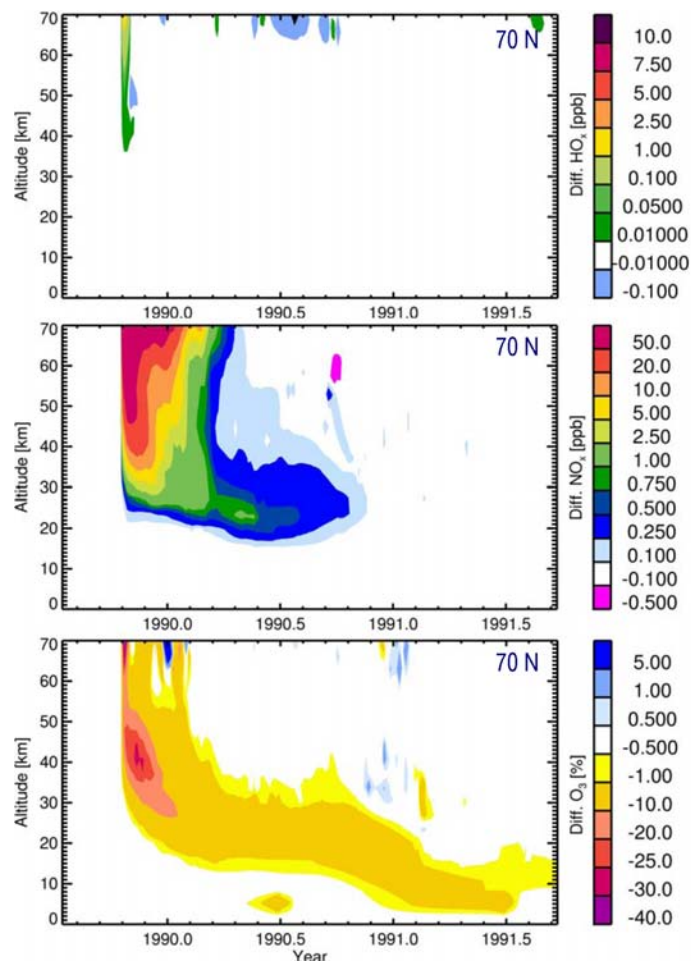


Abbildung 11.47: Consequences of the large October 1989 event in the atmosphere at N75: HO<sub>x</sub> production (top), NO<sub>x</sub> production (middle) and ozone depletion (bottom)

time, NO<sub>x</sub> is depleted in the mesosphere by photochemical reactions – its life time in the stratosphere is much longer and with time it sinks slowly to lower altitudes with its maximum around the height of the ozone layer.

Ozone depletion (bottom panel in Fig. 11.47) is regulated by both species: initially in the event there is a strong depletion in the mesosphere above 60 km due to the combined effects of HO<sub>x</sub> and NO<sub>x</sub>. The pronounced depletion around 40 km, on the other hand, is due to NO<sub>x</sub> as can be inferred from the long time scales. Owing to different temperatures, the NO<sub>x</sub>-induced ozone depletion is larger in the stratosphere than in the mesosphere. The most remarkable effect, however, is the persistent ozone depletion by a few percent right in the middle of the ozone layer around 25 km lasting for more than a year. Such a persistent anomaly bears the seed for possible cumulative effects of solar energetic particle events – in particular during magnetic field reversals where the effects of individual events will be even larger than in the present day atmosphere.

### Ionization through the Solar Cycle

The first approach on long-term studies is a view on the solar cycle. Figure 11.48 shows ion-pair production rates from 1988 to 2005, that is almost 2 solar cycles. Times of high solar activity are clearly visible as times with increased ion-pair production rates between 1989 and 1992 and again between 2000 and 2005. Solar minimum is around 1996. The sharp drop in ionization rate at 20 km is ‘instrumental’: the highest energies observed by the GOES particle detector are 800 MeV protons which stop at that height. At lower altitudes, ionization expected from higher energies is ignored in this figure – this does not pose a problem for

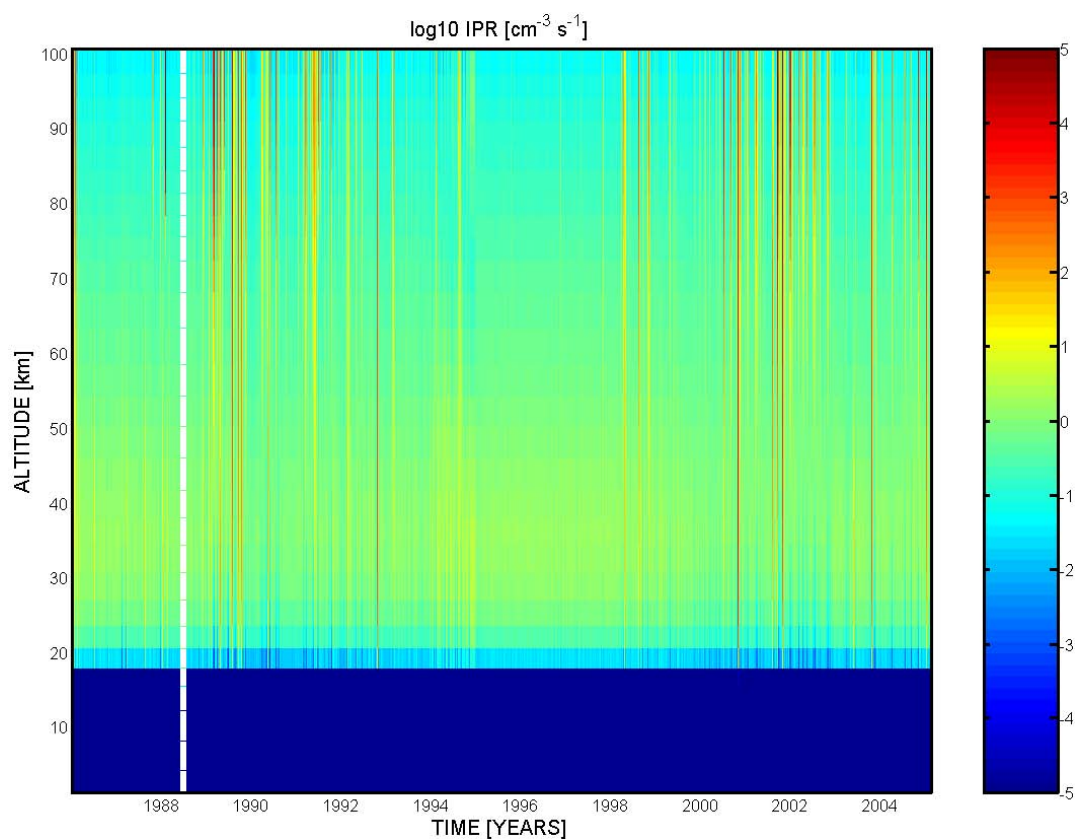


Abbildung 11.48: Ion-pair production due to energetic charged particles during the solar cycle

modeling because the subsequent atmospheric chemistry model is limited to the stratosphere and mesosphere and thus is not influenced by neglect of tropospheric ionization.<sup>7</sup>

Figure 11.49 shows the variation in total ozone from 1989 to the middle of 2001, that is one solar cycle. The figure shows a couple of remarkable features:

- the general temporal behavior of the ozone depletion reflects the variation of ion pair production rates with the solar cycle as shown in Fig. 11.48: pronounced ozone depletion is observed between 1989 and 1992 and after 1999; the minimum is around 1996.
- to the left, at the end of 1989, a strong decrease in ozone of some percent is visible in the northern hemisphere. This is related to the large solar energetic particle of October 1989 as discussed in connection with Fig. 11.47. As mentioned there, the effect lasts for some month.
- the ozone depletion on the right (middle of 2000) is related to the Bastille day event discussed in connection with Fig. 11.38.
- in particular for the October 1989 event a strong hemispherical asymmetry is visible: the ozone depletion is much more pronounced on the northern hemisphere than on the southern one. In contrast, late in 1991 a solar energetic particle event causes an ozone depletion in the southern hemisphere but has almost no influence on the northern hemisphere. This hemispheric asymmetry basically is caused by two effects: (a)  $\text{HO}_x$  and  $\text{NO}_x$  life-times are influenced by photochemical processes as are many other chemical processes in the atmosphere. Thus even if all other conditions are equal, both hemispheres might exhibit

<sup>7</sup>Such a limitation for a chemistry module is validated by the fact that the tropopause is a boundary which strongly inhibits transport of matter and thus almost completely decouples the troposphere from the atmosphere above.

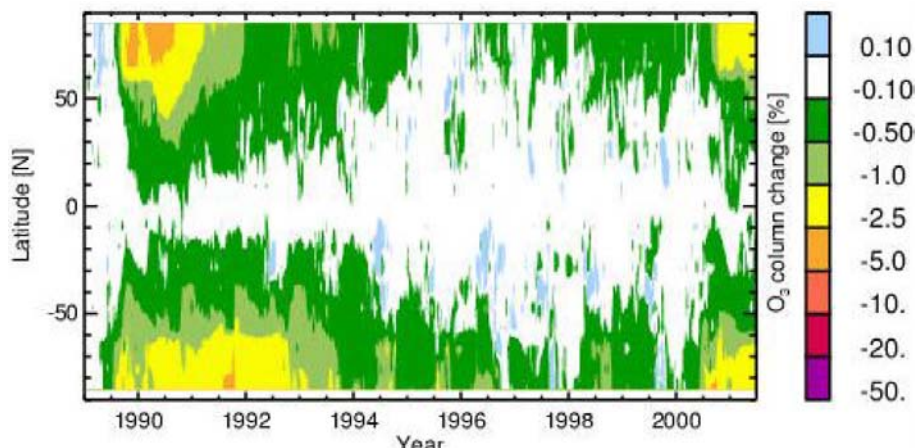


Abbildung 11.49: Changes total ozone due to precipitating solar energetic particles during the solar cycle (courtesy M. Sinnhuber, U. Bremen)

- different patterns of ozone depletion because one is more strongly illuminated than the other one. In the most extreme case, one hemisphere might be in polar night while the other is in polar day. (b) Circulation patterns are very different in both hemispheres: while in the northern hemisphere meridional transport happens all the year, in the southern hemisphere a strong closed vortex persists in the stratosphere that inhibits meridional transport, in particular in winter. In consequence, stratospheric temperatures can be extremely low which influences ozone chemistry. This vortex also explains why an ozone hole is observed at the southern pole while the northern hemisphere ozone hole is rather rudimentary.
- the spatial pattern of ozone depletion varies with the solar cycle: while during solar maximum ozone depletion due to precipitating particles occurs almost down to the equator, during solar minimum ozone depletion is limited to latitudes poleward of about  $60^\circ$ .
  - ozone depletion occurs at latitudes where no particles precipitate: owing to the shape of the geomagnetic field, particle precipitation is limited to the polar cap, that is to geographic latitudes well polewards of  $60^\circ$ . Ozone depletion is not limited to these high latitudes but occurs also close to the equator. This shift reflects the atmospheric circulation patterns and the spatial variation in ozone production: the main ozone production is at low altitudes, leading to high ozone concentrations at low altitudes, see also the right panel in Fig. 11.38. The ozone-rich air then is transported polewards at high altitudes. At high latitudes ozone is destroyed by photochemical reactions as well as energetic particles. The equation of continuity requires also transport from the pole to low latitudes. This advects ozone depleted air to equatorial latitudes and thus explains the reduction in equatorial ozone.
  - in mid-latitudes (around  $50^\circ$ ) the solar-cycle variation in ozone due to precipitating energetic particles is comparable to the observed variation – and it is opposite in sign to the variation expected from the solar-cycle variation of the UV radiation.

### Vanishing Geomagnetic Field

A worst case estimate for the ozone balance during a magnetic field reversal is obtained in case of a vanishing geomagnetic field. Then particles precipitate into the atmosphere at all latitudes and not only at high latitudes. Figure 11.50 shows model calculations for this case. The results are quite similar to the ones obtained for the present day geomagnetic field in Fig. 11.49:

- total ozone depletion is higher during solar maximum than during solar minimum,
- the effects of individual events are visible,
- ozone depletion in individual events shows a hemispheric asymmetry,

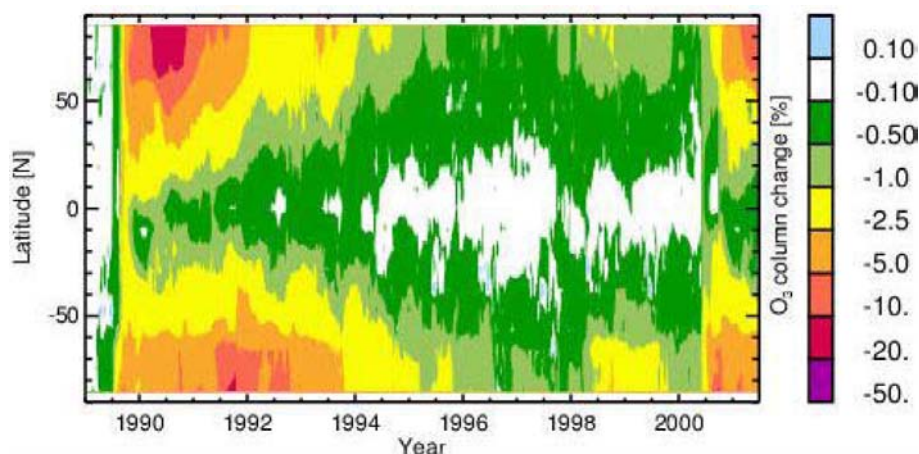


Abbildung 11.50: Variation in total ozone during the solar cycle without geomagnetic field (courtesy M. Sinnhuber, U Bremen)

- the spatial pattern of ozone depletion varies with the solar cycle.

Despite all these similarities (in fact, there is one similarity too much) there is also a fundamental and surprising difference between the two figures: ozone depletion in high latitudes is much more pronounced in case of a vanishing geomagnetic field although the number of particles precipitating at high latitudes does not change! The difference in particle precipitation between the present-day field and the vanishing field, on the other hand, occurs at low- and mid-latitudes: here the difference in ozone depletion between the two runs is less pronounced than at polar latitudes where no difference would be expected. This again reflects the complex relation between photochemical processes and atmospheric circulation.

A closer inspection of Fig. 11.50 suggests ozone depletion by 10–20% at high latitudes lasting for a few month. Ozone has radiative properties, in particular, it absorbs UV radiation and is also a greenhouse gas, that is, it affects the terrestrial long-wave emission. In consequence, a local change in ozone concentration can cause a local change in temperature. Since pressure gradients resulting from temperature gradients are the driving forces for atmospheric motion, a change in ozone concentration might cause a change in atmospheric velocity fields and thus modify climate.

### Consequences for Climate?

A first indication for such a process is given in Fig. 11.51: in the top panel ozone depletion at 75N is shown for a large solar energetic particle event at the time of polarity reversal, that is for a vanishing geomagnetic field. Ozone depletion can amount to more than 50% in the stratosphere and stay at such high levels for almost a year. The lower panel in Fig. 11.51 shows the resulting changes in temperature (sorry for the color-coding). Although temperature changes are rather small (rarely larger than 5 K), temperature gradients can become quite large. In consequence, wind fields change. And once the wind fields are modified, the entire temperature distribution in the atmosphere is modified, which certainly will affect climate.

The simulation in Fig. 11.51 can be regarded as a first indication for a solar energetic particle induced modification of the climate. The model atmosphere used to obtain that result has been build primarily for the study of atmospheric chemistry. The model is a 2D model only, that is it considers the vertical coordinate and latitude as horizontal coordinate because the relevant transport processes in the atmosphere are meridional. In consequence, atmospheric circulation can not be treated self-consistently. Instead, it is parameterized such that only the meridional component is allowed to vary while the azimuthal transport is fixed. Such a model cannot adjust completely to a different temperature pattern driving the



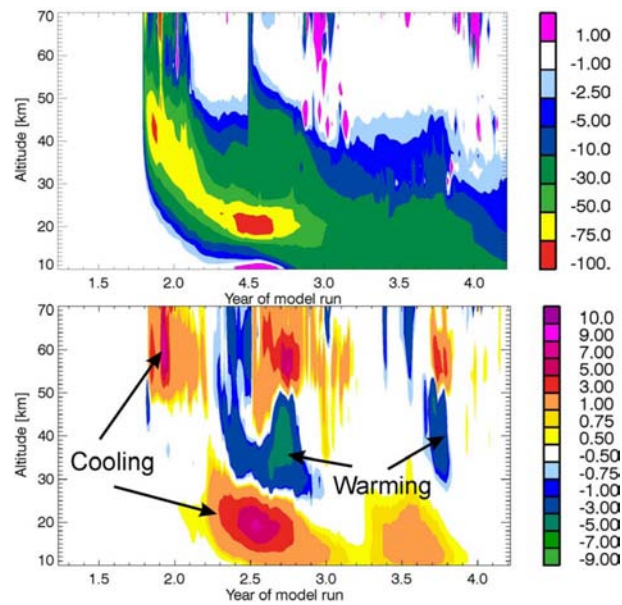
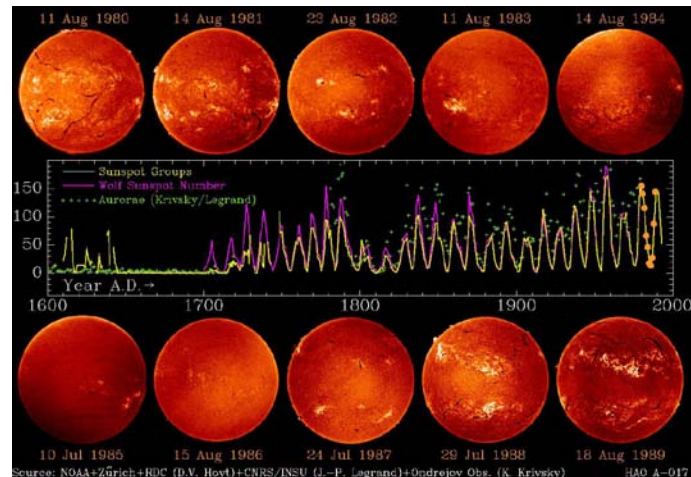


Abbildung 11.51: variation in ozone (top) and temperature (bottom) at 75N following a large solar energetic particle event during a magnetic field reversal (based on [286])

Abbildung 11.52: Sonnenfleckenanzahl seit 1600, Fleckengruppen und Aurora sowie für den letzten Solarzyklus auch die solare Photosphäre, von <http://soi.stanford.edu/~wso/gifs/bigcycle.jpeg>



circulation systems. Thus the results in Fig. 11.51 give an indication only.

Within the framework of CAWSES it is planned to use the MPI Hamburg model HAMMONIA (<http://www.mpimet.mpg.de/en/depts/dep1/uma/hammonia/>) to model possible consequences of precipitating solar energetic particles for climate in more detail. It should be noted that this implies a large amount of computational resources. Thus the simple first estimate in Fig. 11.51 has been relevant in such that it has confirmed that the process under study is possible and worth further investigation. Without such a preliminary study it would have been irresponsible to start the study with the full climate model.

## 11.6 Zusammenfassung

Die Variation der Solarkonstante im Laufe des Solarzyklus ist mit 0.08% zu gering, um klimatische Auswirkungen zu haben. Längere Perioden veränderter solarer Aktivität (z.B. das Maunder-Minimum) dagegen scheinen mit Veränderungen der Solarkonstante im Bereich von zehntel Prozent verbunden zu sein, wodurch sich zumindest ein Teil der beobachteten klimatischen Auswirkungen erklären lässt. Derartige Perioden veränderter Aktivität treten häufiger auf (1/4 bis 1/3 der Zeit ist anomal) und können auch bei anderen Sternen beobachtet werden.

Über andere Zusammenhänge zwischen solarer Aktivität und Klima gibt es eine Vielzahl von Untersuchungen. Für die gefundenen Korrelationen sind jedoch die Zusammenhänge in der Regel nicht bekannt. Einzig scheint sich ein gemeinsames Merkmal abzuzeichnen: Auswirkungen solarer Aktivität sind in den mittleren und hohen Breiten und im Winter noch am ehesten nachzuweisen. Daher lässt sich über eine Beteiligung der über den Polkappen eindringenden Teilchen spekulieren.

## Fragen

**Frage 161** Solar-terrestrische Beziehungen werden häufig nur als Korrelationen eingeführt, ohne Erklärung der Ursachen. Beschreiben Sie einige Möglichkeiten, wie die Sonne auf das System Erde-Atmosphäre einwirkt und wie sich Veränderungen in den entsprechenden Parametern auswirken können.

**Frage 162** Beschreiben und bewerten Sie die unterschiedlichen Methoden, die im Bereich der Solar-Terrestrischen Beziehungen angewendet werden.

**Frage 163** Beschreiben (und begründen) Sie die Variation der Solarkonstante mit dem Solarzyklus. Wie verhält es sich dagegen mit der spektralen Variation der solaren Strahlung? Welche Veränderungen auf der Sonne werden mit letzteren erfasst?

**Frage 164** Für einige Zeit war die Hypothese, dass die Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung über Wolkenbildung auf das Klima einwirkt recht populär. Beschreiben und diskutieren Sie die Beobachtungen, die zu dieser Hypothese geführt haben. Geben Sie Kritikpunkte an dem Modell.

**Frage 165** Was sind kosmogene Nuklide, wie entstehen sie und wie werden sie archiviert? Warum können uns kosmogene Nuklide Auskünfte über die solare Aktivität zu früheren Zeiten geben?

**Frage 166** Welche Probleme treten bei der Interpretation der Zeitserien von kosmogenen Nukliden auf? Oder einfacher gefragt: kann man die Zeitserie direkt als Maß für solare Aktivität verwenden.

**Frage 167** Nennen Sie einige der Befunde, die nahe legen, dass die Sonne im Maunder-Minimum andere Eigenschaften hatte als wie wir sie jetzt im Satellitenzeitalter beobachten (und als 'Normal-eigenschaften' beschreiben).

**Frage 168** Korrelationen in komplexen Systemen sind immer problematisch, da zu viele verschiedene Einflussgrößen an einer Beobachtungsgröße rütteln. Daher sind Korrelation teilweise selbst dann nicht sehr schön, wenn wir den physikalischen Zusammenhang verstehen. Diskutieren Sie diese Problematik im Detail an Hand der Korrelation zwischen Polarlichtern und Sonnenflecken in Abb. 11.18

**Frage 169** Der Zusammenhang zwischen dem Maunder-Minimum und der Kleinen Eiszeit kann über eine Veränderung der Solarkonstante interpretiert werden. Welche Hinweise gibt es dafür? Wie lässt sich aus diesen Beobachtungen die Solarkonstante rekonstruieren?

**Frage 170** Auf welche Weise tragen energiereiche Teilchen zum Ozonabbau bei? Skizzieren Sie die Wechselwirkungsprozesse.

## Projektvorschlag

Das erste Projekt ist wieder im wesentlichen eine Literaturrecherche, das zweite Projekt soll Sie für den Umgang mit Statistik und Korrelationen sensibilisieren.

### 11.6.1 Ionisierende Strahlung und Wolken

Spielen Sie Gutachter für einen Antrag auf Forschungsmittel. In Abschn. 11.2 haben Sie an der Diskussion um die möglichen Einflüsse der galaktischen kosmischen Strahlung auf Wolken und damit auf die Temperatur teilgenommen. In diesem Projekt sollen Sie sich mit Wolkenbildung und der möglichen Beteiligung ionisierender Strahlung vertraut machen. Dazu können Sie von dem CLOUD-Proposal [86] ausgehen sowie den darin zitierten Artikeln.

In Ihrer Ausarbeitung sollten Sie insbesondere auf die folgenden Punkte eingehen: (a) die Rolle der Wolken im Klimasystem und (b) Prozesse, die zur Formation von Wolken beitragen bzw. Substanzen, die als Cloud Condensation Nuclei CCN wirken können. Stellen Sie sich vor, Sie seien Gutachter für den potentiellen Geldgeber dieses Proposals. Dann müssen auch abschätzen können, wie realistisch die Behauptung ist, dass die galaktische kosmische Strahlung maßgeblich in diese Prozesse eingreift. Fügen Sie diese Bewertung Ihrer Zusammenfassung hinzu und geben Sie eine Empfehlung, ob dieses Proposal förderungswürdig ist. Denken Sie daran, dass Sie mit der Bewertung des Proposals ein Mittler zwischen der Wissenschaft (wie im Proposal dargestellt) und den Wirtschaftsfachleuten des Geldgebers sind: Sie müssen die wissenschaftlichen Aspekte korrekt aber auch verständlich wieder geben (einfache Analogien helfen häufig).

### 11.6.2 Korrelationen und Zuverlässigkeiten

Solar–Terrestrische Beziehungen wurden Jahrzehnte lang im wesentlichen mit Hilfe von Korrelationen untersucht. Die Sonnenfleckenzahlen sind zu finden unter [http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftp\\_sunspotnumber.html](http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftp_sunspotnumber.html). Gehen Sie von dieser Zeitserie aus und suchen Sie möglichst viele (und sei es noch so sinnlose) Zeitserien wie Brotpreise, Dow–Jones Index, Zahl der Studienanfänger, mittlere Körperlänge der Bevölkerung, vielleicht auch einige eher physikalische wie NOA-Index, Temperaturen, Niederschläge oder Polarlichthäufigkeiten. Sie werden nicht immer Zeitserien finden, die so lange zurück reichen wie die Sonnenfleckenaufzeichnungen, aber das macht nichts. Suchen Sie in diesen Zeitserien nach Korrelationen mit dem Solarzyklus, eventuell auch nur für begrenzte Zeiträume von 2 oder 3 Solarzyklen. Verwenden Sie eventuell aus einzelnen langen Zeitserien verschiedene Abschnitte. Verschiebungen der Kurven gegeneinander und Antikorrelationen sind erlaubt. Gerade bei der Betrachtung der kurzen Zeiträume werden Sie immer wieder Korrelationen finden, die an Überzeugungskraft kaum geringer sind als die in Abb. 11.10 gezeigte – und deren Erklärungen vielleicht nicht immer so direkt auf der Hand liegen wie bei der Abbildung, aber in ihrem wissenschaftlichen Gehalt vergleichbar sind. Und wenn Sie den Zeitraum dann um einen oder mehr Solarzyklen verlängern, ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich die Korrelation verflüchtigt, nicht klein.

Wenn Sie genug Korrelationen durchführen, werden Sie immer einige finden, die wie die in Abb. 11.5 als 95%ig zuverlässig bezeichnet werden. Oder platt ausgedrückt: die Wahrscheinlichkeit, dass diese Korrelation durch Zufall entstanden ist, beträgt ganze 5%. Das klingt super, aber was sagt es in Ihrem Fall aus? Wie würden Sie als Herausgeber einer Zeitschrift damit umgehen, wenn Ihnen jemand ein Paper schickt, in dem er über hundert verschiedene Versuche einer Korrelation der Sonnenfleckenzahl mit irgendwelchen anderen Größen berichtet und dabei 4 Parameter identifiziert, die alle mit 95%iger Sicherheit mit dem Solarzyklus korrelieren. Ist das was? Hat da jemand endlich den entscheidenden Link zwischen Sonne und dem, was hier auf der Erde geschieht, gefunden?

Im Rahmen dieses Projektes sollen Sie lernen, genau an dieser Stelle misstrauisch zu werden. Beck-Bornholt und Dubben [18] haben mich auf die Idee zu diesem Projekt gebracht und können Ihnen auch als kurzweilige Begleitlektüre dienen.

## Literaturhinweise

Eine Zusammenfassung vieler Artikel zu Korrelationen zwischen solarer Aktivität und Wetter/Klima findet sich in McCormac und Seliga [205]. Ansonsten gibt es meines Wissens im wesentlichen nur Einzelartikel verstreut über verschiedene Zeitschriften. Eine neuere, aber nur sehr kurze Zusammenfassung, geben Withbroe und Kalkhofen [327]. Einzelne Hinweise finden sich auch in Schönwiese [274] oder Kepler [169]. Über das Maunder-Minimum und ähnliche Eppisoden veränderter solarer Aktivität sind die immer noch besten und umfassendsten Arbeiten die von Eddy [76, 77, 79, 80].

Ein kontroverses Buch zum Thema Solar-Terrestrische Beziehungen stammt von Calder [44]: es betrachtet im wesentlichen die Arbeiten von Friis-Christensen und Kollegen und folgert daraus, dass die bisher beobachteten Klimaänderungen durch die sonne bedingt sind. Vieles in dem Buch würde heute einer wissenschaftlichen Prüfung nicht Stand halten; seine Bedeutung liegt darin, dass es erstmals der breiten Öffentlichkeit einen Hinweis darauf gegeben hat, dass es neben den anthropogenen auch andere Einflüsse auf das Klima gibt. Seriöser behandelt wird dieses Thema von Hoyt und Schatten [134], reißerisch von Hanslmeier

Burroughs [43] befasst sich mit der (spekulierten) Existenz von Wetterzyklen: das Buch betrifft daher das Thema dieses Kapitels nicht direkt, gibt aber wertvolle Hinweise im Hinblick auf die mit der Interpretation von natürlichen, stark fluktuierenden Zeitserien verbundenen Probleme.

# Kapitel 12

## Nachbemerkung

Es ist falsch zu denken, es wäre Aufgabe der Physik herauszufinden, wie die Natur beschaffen ist. Aufgabe der Physik ist vielmehr herauszufinden, was wir über die Natur sagen können.

Niels Bohr

Bohr's Statement ist nicht im Zusammenhang mit der Beschreibung eines komplexen natürlichen Systems entstanden, sondern hat seinen Ursprung in dem leichten Unwohlsein, dass die Altvorderen mit den Grundkonzepten der aufkommenden Quantenmechanik empfanden. Aktuell ist dieses Statement jedoch gerade in einem der publikumswirksamen Bereiche der Atmosphärenphysik: der Klimamodellierung und den Vorhersagen aus Klimamodellen. Die Vorhersagen werden nach bestem Wissen und Gewissen gemacht in der Hoffnung, dass wir genug verstanden oder beobachtet haben, um die Grundlagen für eine solche Vorhersage in der Form physikalischer oder zumindest parametrisierter empirischer Zusammenhänge beschreiben zu können.

Diese Vorlesung sollte zwei Ziele verfolgen: zum einen sollten Sie ein gewisses Grundlagenwissen über die Physik der Atmosphäre und die Methoden zur Beschreibung der Atmosphäre erwerben. Zum anderen sollten Sie jedoch auch lernen, dass sich Physik in einem komplexen natürlichen System deutlich von der Physik im Labor unterscheiden. Diese Probleme liegen in verschiedenen Bereichen:

- Beobachtungen/experimentelle Zusammenhänge/Daten: in einem natürlichen System hat man, ebenso wie im Laborexperiment, häufig eine Zielgröße, die beobachtet/untersucht werden soll. Während man im Laborsystem versucht, alle Parameter unter Kontrolle zu halten und nur einen zu variieren, sind im natürlichen System nicht einmal alle Parameter bekannt geschweige denn messbar. Auch sind Messungen prinzipiell nicht wiederholbar: die Atmosphäre von heute ist nicht die von gestern.  
Weitere Probleme bei der Datenerhebung umfassen:
  - verrauschte Daten,
  - unvollständige Daten:
    - \* unvollständige Zeitserien,
    - \* Beobachtungen eines räumlich und zeitlich veränderlichen Feldes von nur einem Punkt aus,
    - \* unbekannte bzw. nicht beobachtete Parameter.
  - Driften im Instrumentverhalten.
- Dateninterpretation: bei der Auswertung der Messungen versucht man in der Regel einen Vergleich zwischen zwei (oder mehr) Messgrößen derart, dass man eine Korrelation oder

einen mathematischen Zusammenhang herstellt. In einem natürlichen System ist dies meist weniger Erfolg versprechend, da eine Messgröße von zu vielen (und in der Regel nicht vollständig bekannten) Parametern abhängt. Daher endet es häufig in Korrelationen und (manchmal trügerischen) 95%igen Sicherheiten.

- Modellierung/theoretische Beschreibung: die Modellierung physikalischer Prozesse (z.B. Bewegungsgleichung) geht häufig von einem Ursache–Wirkungsprinzip aus: die Lorentzkraft wirkt auf das Elektron im Magnetfeld und beschleunigt es. In einem natürlichen System sind Ursache und Wirkung nicht mehr scharf zu trennen. Zum einen kann eine Ursache viele verschiedenen Konsequenzen haben, zum anderen kann eine Konsequenz durch verschiedene Ursachen bedingt sein. Das Problem ist uns bereits aus der Dateninterpretation bekannt, für die Modellierung bedeutet es, dass die Modelle komplexer werden und in der Regel aus umfangreichen Sätzen gekoppelter partieller Differentialgleichungen bestehen.

Einige von Ihnen werden sich vielleicht fragen, ob man ein so wenig formales und stringentes System überhaupt noch als Physik betrachten kann und eher frustriert aus dieser Vorlesung heraus gehen. Sie können umgekehrt auch sagen: Physik in einem natürlichen System spiegelt etwas die Ansätze wieder, die die Physik einmal definiert haben: geschickte Abstraktion, Identifikation von Grundprinzipien und Kombination derselben zur Beschreibung von Systemen. Das ist intellektuell anspruchsvoller als das wesentlich rigorosere Verfahren der Laborphysik, aber eben nicht so hart formalisiert; für eine etwas ausführlichere Diskussion siehe z.B. [163].

Sie haben mit diesem Skript sehr viel (eigentlich zu viel für reines Faktenwissen) Material und Quellen an die Hand bekommen. Allerdings werden Sie bei sorgfältigem Lesen auch feststellen, dass ein Teil des Materials redundant ist. So findet sich die Fieberkurve 1.6 in verschiedenen Varianten im Skript wieder. Aber genau diese Vielfalt soll Ihnen auch helfen, die oben beschriebenen Probleme des Arbeitens in natürlichen Systemen wahrzunehmen und damit Aussagen über die Physik in derartigen Systemen ebenso wie die Vorhersagen besser bewerten zu können.

Das Skript enthält auch alte wie neue Vorhersagen zum Treibhauseffekt – ich habe bewusst die alten Prognosen im Skript gelassen und nicht einfach durch die neuen ersetzt, da ich möchte, dass Sie die Erfahrung nachvollziehen können, wie sich diese Prognosen im Laufe der Zeit wandeln. So lagen frühere Prognosen bei zu hohen Temperaturen, da die Aerosole nicht berücksichtigt wurden (z.B. Abb. 5.61). Man hat das Modell damals um die Aerosole erweitert nicht weil diese der einzige Prozess waren, der im Modell fehlte, sondern weil man dringend einen abkühlenden Effekt benötigte und die Aerosole dafür einen Versuch wert waren, da man sie im Gegensatz zu den Wolken halbwegs vernünftig modellieren konnte. Dummerweise können wir nicht entscheiden, welches der beiden Klimamodelle physikalisch das bessere ist: das mit den Aerosolen berücksichtigt sicherlich die Aerosole angemessener als das ohne Aerosole. Es passt im Augenblick auch besser zu den Daten – aber nur auf Grund der Aerosole oder ist es vielleicht ein Zusammenspiel ganz anderer Effekte? Klimamodelle reflektieren unser momentanes Verständnis der Atmosphäre ebenso wie unser momentanes Vermögen, die Atmosphäre formalisiert zu beschreiben – sie reflektieren nicht die Atmosphäre. Und entsprechend sind die Vorhersagen Momentanaufnahmen, die uns Vorstellungen über mögliche zukünftige Klimate erlauben aber keine deterministischen Vorhersagen liefern.

Aber auch die Klimaforschung hat sich gewandelt. In den 1980er und 1990er Jahren war der anthropogene Treibhauseffekt ein politisch relevantes Thema und entsprechend reichlich flossen die Forschungsmittel in diesem Bereich. Das hat viele Arbeitsgruppen dazu veranlasst, sich nicht mehr wie zuvor als Atmosphärenphysiker zu betrachten sondern als Klimaforscher – denken Sie immer daran, ein Klimamodell ist nichts weiter als ein auf einen bestimmten Zweck getuntes Wettervorhersagemodell. Heute ist Klimaforschung politisch nicht mehr relevant: die Prognosen der 1990er haben zum Protokoll von Kyoto geführt, das Hauptproblem ist die Umsetzung des Protokolls. Diese wird aber durch bessere Klimamodelle nicht leichter. daher wandelt sich die Forschungslandschaft. Die Mittel für die Klimaforschung fließen nicht mehr so reichlich, so dass der Trend jetzt wieder vom Klimaforscher in Richtung auf den Atmosphärenphysiker geht. Zusätzlich wird plötzlich die natürliche Klimavariabilität

wieder berücksichtigt, so dass der anthropogene Aspekt nur noch ein Aspekt in der Klimamodellierung ist. Das zeigt sich z.B. auch in den Konferenzen. So ist die Climate Modeling Conference mutiert zur International Conference on Earth System Modeling eine andere Konferenzserie mutierte zu International Conference on Global Warming and the Next Ice Age<sup>1</sup> (<http://aerosols.lanl.gov/conf2006/>). Nicht nur hat sich die Atmosphäre im Wechselspiel mit dem Leben entwickelt, auch die Wissenschaft entwickelt sich im Wechselspiel mit der Gesellschaft.

Die Schwerpunktzugung der Klima- oder Atmosphärenforschung hat sich also gewandelt vom natürlichen System über die anthropogenen Einflüsse zurück zum natürlichen System. Nicht gewandelt haben sich die Methoden der Klimamodellierung: schreib die Gleichungen auf, vereinfache sie und parametrisiere sie geeignet und dann ab in ein numerisches Modell. Genauso, wie wir die Bewegungsgleichung für ein Elektron im Magnetfeld lösen würden. Viele Gleichungen sind parametrisiert, das numerische Verfahren ist stabilisiert, so dass es nicht zu Überraschungen neigt. Damit ist es gut in der Lage unsere Vorurteile aus den 1970ern und 1980ern zu stärken: Klima ist etwas, was meist konstant ist und wenn es sich ändert, dann tut es das nur ganz langsam. Der politischen Auffassung der damaligen Klimaforscher entsprechend gehörte noch eine Anmerkung dazu: deshalb ist auch der anthropogene Treibhauseffekt so schlimm: wir hatten zwar entsprechende Temperaturen und CO<sub>2</sub>-Konzentrationen früher schon mal, aber das ging alles ganz langsam und die Natur hatte Zeit, sich an die Veränderungen anzupassen.

Die Beobachtungen der 1990er dagegen haben dieses Bild ziemlich auf den Kopf gestellt: heute verstehen wir Klima als etwas, das sich auch gerne mal sprunghaft verändert. Statt einer kontinuierlichen Entwicklung sehen wir heute eher ein bistabiles System: es gibt Eis- und Warmzeiten und dazwischen wird weniger entwickelt als vielmehr gesprungen. W. Calvin (<http://williamcalvin.com/index.htm#talks>) gibt eine sehr anschauliche Illustration für diesen Wandel: die Vorstellung der kontinuierlichen langsamen Entwicklung stammt aus Sedimenten, die sich in flachen Gewässern abgelagert haben. Calvin zeigt einfach eine Gruppe Flamingos im Wasser und merkt an: gute Durchmischung sorgt für langsame Veränderungen. Die Sprünge im Klimarekord kommen nicht aus den Sedimenten: sie finden sich in den Eisbohrkernen – aber auch dort werden wir in den nächsten Jahren vielleicht Gründe finden, warum hier die Sprünge übertrieben sein könnten.

Nicht nur das Konzept des bistabilen statt eines sich langsam entwickelnden Klimas ist eine Neuerung der letzten Dekade(n), auch die Bedeutung und Interpretation des Schmetterlingseffekts hat sich gewandelt. Die von Lorentz gegebene Interpretation war eher pessimistisch: kleine Variationen in den Anfangsbedingungen führen zu sehr unterschiedlichen Ergebnissen. Und da ich die Anfangsbedingungen nie alle kennen kann, können die Vorhersagen recht weit von dem Abweichen, was später eintreten wird. Den Lösungsweg hat, ohne es zu wollen, [309] mit der Kopplung zwischen dem Spin des Elektrons und der Lawine gegeben: der Spin des Elektrons gehört zur Rubrik Quantenmechanik, d.h. in einen Bereich, in dem es plötzlich nur

<sup>1</sup>Der Titel ist eine ewig alte Anspielung: in den 1970er ging man eigentlich davon aus, dass das Klima sich in Richtung auf eine neue Eiszeit entwickelt. Da kam der anthropogene Treibhauseffekt gerade recht, um der Abkühlung entgegen zu wirken. Das Motiv des natürlichen Strebens in Richtung auf eine neue Eiszeit tauchte in jüngerer Zeit auch mal wieder in der wissenschaftlichen Literatur auf: Aus den Langzeittrends von CO<sub>2</sub>, wie z.B. in Abb. 1.8 gezeigt, schließt Ruddiman [264] jedoch, dass der Anstieg der atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Konzentration über die vergangenen 8000 Jahre anthropogen bedingt ist. Seine Aussage beruht im wesentlichen darauf, dass zu den drei vorangegangenen Enden von Eiszeiten die CO<sub>2</sub>-Konzentration jeweils schnell einen Peak erreichte und dann monoton zurück ging. Auch am Ende der letzten Kaltperiode erreichte die CO<sub>2</sub>-Konzentration schnell einen Peak, nahm dann monoton ab bis auf ein Minimum vor ca. 8000 Jahren und steigt seitdem an. Ruddiman [265] geht so weit, dass er behauptet, dass dieser durch den Menschen verursachte CO<sub>2</sub>-Anstieg den Einsatz einer neuen Eiszeit verhindert hat. Allerdings bleibt ein ganz fundamentales Problem bei dieser Argumentation: 40 ppm CO<sub>2</sub>-Anstieg lassen sich alleine durch Rodung (zumindest mit den Möglichkeiten, die die damaligen Menschen hatten), nicht erreichen. Broecker und Stocker [39] weisen darauf hin, dass dergleichen CO<sub>2</sub> Mengen nur unter Einbeziehung der Ozeane und Sedimente frei gesetzt werden konnten und entwickeln ein allgemeines Szenario für den CO<sub>2</sub>-Abfall in der einsetzenden Warmphase, in dem die sich erholende Vegetation sowie sedimentierendes CaCO<sub>3</sub> die wesentlichen Faktoren sind. Die Variation der CO<sub>2</sub>-Abfälle in den letzten Eiszeiten entsteht demnach durch einen allgemeinen Mechanismus, die Variation ist durch die mit den Erdbahnparametern veränderliche Einstrahlung auf diesen langen Zeitskalen verbunden.

---

noch um Wahrscheinlichkeiten geht. Die Quantenmechanik kann damit umgehen: zwar kann man keine sichere Aussage über das einzelne Elektron machen, aber das makroskopische Ensemble verhält sich trotzdem der klassischen Physik entsprechend. man muss halt eben nur geeignete Mittel. Auf den Schmetterling übertragen entdecken wir gerade die statistische Mechanik wieder:<sup>2</sup> wir können in der Atmosphäre nie sicher sein, wo ein einzelnes Luftvolumen landet (vielleicht hat das gerade von einem Schmetterling einen kräftigen Impuls mitgekriegt). Aber über ein Ensemble von Luftpaketen kriegen wir wieder eine sinnvolle Aussage. Beide Paradigmenwechsel zusammen führen zu völlig neuen Konzepten in der Klimamodellierung, die wesentlich stärker auf stochastischen Ansetzen und Ensemblemitteln beruhen [144, 230].

Zum Abschluss dieser vielleicht eher abschreckenden Gedanken über die Wissenschaft ein Zitat von der Scheibenwelt [235]

Wir suchen nach Theorien, weil sie Tatsachen organisieren. Gemäß ... tun wir das, weil wir in Wirklichkeit Pan narrans sind, der Geschichten erzählende Affe, und nicht Homo sapiens, der weise Mensch. Wir erfinden unsere eigenen Geschichten, um uns durchs Leben zu bringen. Darum sind wir nicht verlässlich, wenn wir 'Tatsachen' für wissenschaftliche Zwecke sammeln. Sogar die besten Wissenschaftler – erst recht die bezahlten Hilfskräfte und die angestellten Studenten – sind derart voll von dem was sie finden *wollen*, dass das, was sie finden, unmöglich enger mit der wirklichen Welt zusammen hängen kann als mit ihren eigenen Vorurteilen, Vorlieben und Wünschen.

---

<sup>2</sup>Ok, historisch sind die Ideen eher in Gegenrichtung gewandert und man könnte den Schmetterling auch ohne Turing mit Statistik aushebeln – aber Turing passt einfach gut in die Problematik.



# Anhang **A**

## Nützliches

### A.1 Formelzeichen

$\Delta T_d$	Taupunktdifferenz
$\epsilon_\nu$	Emissionskoeffizient
$\phi$	relative Feuchte
$\kappa_\nu$	Extinktionskoeffizient
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu$	Absorptionskoeffizient
$\mu$	Mischungsverhältnis
$\mu_s$	Mischungsverhältnis bei Sättigung
$\nu$	Frequenz
$\Omega$	Raumwinkel
$\rho$	(Massen-)Dichte
$\rho_w$	absolute Feuchte
$\sigma$	Stefan-Boltzmann Konstante
$\sigma$	Flächenelement
$\tau$	optische Tiefe
$\vartheta$	Sonnenstand
$\theta$	Winkel zur Flächennormalen
$\theta_F$	Feuchttemperatur (in °C)
$\theta_L$	Lufttemperatur (in °C)
$a_\nu$	spektraler Absorptionskoeffizient
$A$	Albedo
$A$	Fläche
$b$	Breite
$B$	Planck-Funktion
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_D$	Widerstandsbeiwert
$D$	diffuse Himmelsstrahlung
$D$	Wirkungsquerschnitt
$e$	Dampfdruck
$E$	Energie
$E_f$	Sättigungsdampfdruck
$F$	Gesamtstrahlungsstrom
$\vec{F}$	Kraft
$G$	Intensität der Globalstrahlung
$h$	Höhe

$I$	Strahlungsstrom
$I$	differentielle Intensität
$k$	Boltzmannkonstante
$l$	Länge
$L$	Leuchtkraft
$N$	Anzahl
$p$	Druck
$q$	Strahlungsstrom, Energiestromdichte
$r$	Abstand
$\vec{r}$	Ortsvektor
$R_E$	Erdradius
$S_\odot$	Solarkonstante
$S$	Ergiebigkeit
$S$	Sättigungsfeuchte
$s$	spezifische Feuchte
$s_\nu$	spektraler Streukoeffizient
$s$	Strecke
$T$	Temperatur
$T_d$	Taupunkttemperatur
$T_{\text{eff}}$	Effektivtemperatur
$u$	Strahlungsdichte
$V$	Volumen
$z$	Schichtdicke

## A.2 Konstanten

$\sigma$	$(5.670400 \pm 0.000040) \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$	Stefan–Boltzmann Konstante
$h$	$6.62607 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$	Planch'sches Wirkungsquantum
$k$	$1.3806505(24) \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	Boltzmann Konstante
$c$	299 792 458 m/s	Lichtgeschwindigkeit
$R_E$	6371 km	Erdradius
$R_w$	461.52 J/(kg K)	Gaskonstante des Wassers
$S_\odot$	1.376 W/m <sup>2</sup>	Solarkonstante

## A.3 Acronyme

CCN	Cloud Condensation Nuclei
CME	Coronal Mass Ejection
DJF	Winter: Dezember, Januar, Februar
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
ERBS	Earth radiation Budget Satellite
EUV	Extreme UltraViolet
FCKW	Flour–Chlor–Kohlenwasserstoffe
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
IR	Infrarot
ITC	innertropical convergence zone, innertropische Konvergenzzone
JJA	Sommer: Juni, Juli, August
LTE	local thermal equilibrium, lokales thermodynamisches Gleichgewicht
MAM	Frühling: März, April, Mai
NOA	Nordatlantische Oszillation
PAN	Peroxyacetyl-Nitrate
PCA	Polar Cap Absorption

QBO	Quasi-Biannual Oscillation
SID	Sudden Ionospheric Disturbance
SON	Herbst: September, Oktober, November
SSW	Sudden Stratospheric Warming
SXR	Soft X-rays
THDA	Thunderstormarea
TID	Traveling Ionospheric Disturbance
TOMS	Total Ozone Mapping Spectrometer
TWS	Treibhauswirksame Spurengase
UV	UltraViolet
VAI	Vorticity Area Index
VHF	Very High Frequency
WMO	World Meteorological Organization

## A.4 Allgemeine Hinweise zu den Projekten

Die im Skript vorgeschlagenen Projekte lassen sich grob in drei Gruppen unterteilen:

- reine Literaturrecherche und etwas Nachdenken über ein Thema, so wie Sie es auch für ein Seminar machen würden, allerdings unter verstärkter Einbeziehung von Originalliteratur. Beispiele sind die Projekte in den Abschnitten 3.5.1 (teilweise auch Datenauswertung), 2.4.1, 5.10.1, 5.10.2, 10.11.1, 10.11.2 und 10.11.3.
- Spielen mit Daten und/oder deren Analyse, Beispiele sind die Projekte in den Abschnitten 3.5.1, 4.4.1, 4.4.2 und 11.6.2. Das Projekt in Abschn. 4.4.3 führt Sie in die Problematik der Bewertung und mathematischen Beschreibung von Extremereignissen ein.
- Modellierung. Diese Projekte beziehen ihre Fragestellung aus Vorlesung und Skript, setzen jedoch gute Numerik-Kenntnisse voraus. Sie sind enthalten in den Abschnitten 5.10.3 und 5.10.4 und können als gemeinsame Arbeit von zwei Studierenden bearbeitet werden.

Die Projekte sollen Sie dazu anregen, sich mit einem (meist eher engen) Teilbereich der Atmosphärenphysik genauer auseinander zu setzen – so, wie Sie es im Rahmen einer Seminarvorbereitung auch tun würden. Als Ergebnis dieser Auseinandersetzung sollte ein Projektbericht (Hausarbeit) entstehen, den Sie formal nach den folgenden Gesichtspunkten aufbauen sollten:

- Einleitung: worum geht es
- Hauptteil. Bei den Literaturprojekten ist die Feinunterteilung meist durch das Thema bestimmt, bei den anderen Projekten sollten Sie eine klassische Unterteilung der Art
  - inhaltliche Grundlagen,
  - verwendete Methoden,
  - Ergebnisse und ihre Bewertung,
 anstreben; falls dies im Rahmen eines bestimmten Projektes nicht sinnvoll ist, wählen Sie eine dem Problem besser angepasste Einteilung.
- Zusammenfassung und Bewertung
- Literatur und andere Hilfsmittel

Die inhaltlichen Anforderungen sollten sich aus den Projektbeschreibungen ergeben. Wenn Sie Fragen haben, Hilfe oder Literatur benötigen – kommen Sie vorbei oder senden Sie mir eine e-mail.

# Grundgleichungen

Im Rahmen von Vorlesung und Skript werden die Kenntnisse einiger grundlegender Gleichungen wie der barometrischen Höhenformel und der Navier–Stokes-Gleichung als aus der Experimentalphysik bekannt voraus gesetzt. Sollten Sie sich mit den Gleichungen allerdings nicht so recht vertraut fühlen, finden Sie in diesem Kapitel noch einmal kurz die wesentlichen Informationen.

## B.1 Barometrische Höhenformel

Die hydrostatische Grundgleichung als Grundlage für die barometrische Höhenformel lässt sich anschaulich einfach über die Druckbilanz auf ein quaderförmiges Volumenelement herleiten, vergl. Abb. B.1. Auf dieses Volumenelement wirken drei Kräfte: die Gewichtskraft  $F_g = g dm = \rho Ag dh$ , die durch den Druck  $p(h + dh)$  an der Oberkante des Volumenelements nach unten gerichtete Kraft  $F_{\downarrow}(h + dh) = p(h + dh)A$  sowie die an der Unterkante des Volumenelements durch den Druck  $p(h)$  bewirkte, nach oben gerichtete Kraft  $F_{\uparrow}(h) = p(h)A$ . Da wir eine statische Schichtung voraussetzen, darf sich das Volumenelement nicht bewegen, d.h. die Summe der auf das Volumenelement wirkenden Kräfte muss verschwinden:  $F_g + F_{\downarrow} = F_{\uparrow}$ . Einsetzen liefert

$$\rho Ag dh + p(h + dh)A = p(h)A \tag{B.1}$$

oder mit der Abkürzung  $dp = p(h + dh) - p(h)$

$$dp = -\rho g dh . \tag{B.2}$$

Die DGL (B.2) ist eine allgemein hergeleitete Gleichung, die nur die statische Schichtung voraussetzt, jedoch noch keine Annahmen über z.B. die Abhängigkeit der Dichte von der Höhe enthält.

Die einfachste Lösung dieser DGL ergibt sich, wenn man annimmt, dass sowohl Dichte als auch Gravitationsbeschleunigung von der Höhe unabhängig sind. Eine Höhen-Unabhängigkeit der Gravitationskonstante können wir annehmen, wenn die räumlichen Skalen klein sind: so ändert sich die Gravitationskonstante bei einer Höhendifferenz von 10 km nur um 0.3% – und 10 km sind die Skala, auf der man die Ozeane oder auch die Troposphäre beschreiben kann. Die Höhen-Unabhängigkeit der Dichte lässt sich nur in einem inkompressiblen Medium

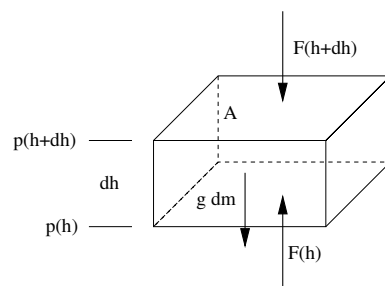


Abbildung B.1: Hydrostatische Grundgleichung

gewährleisten. Unter den Annahmen  $\varrho(h) = \text{const}$  und  $g(h) = \text{const}$  lässt sich (B.2) mit der Randbedingung  $p(0) = p_0$  direkt integrieren

$$\int_{p_0}^p dp = -\varrho g \int_0^{-h} dh \quad (\text{B.3})$$

bzw. nach Ausführen der Integration

$$p(h) = p_0 + \varrho gh. \quad (\text{B.4})$$

Die hydrostatische Grundgleichung (B.4) ist eine sehr gute Näherung an die vertikale Abhängigkeit des Druckes, es versagt erst bei sehr starken kleinräumigen Phänomenen, wie z.B. Tornados. Im Zustand des hydrostatischen Gleichgewichts ist das kontinuierliche Medium barotrop aufgebaut, d.h. Flächen gleicher Dichte fallen mit Flächen gleicher Höhe zusammen.

Durch Umformulierung lässt sich die hydrostatische Grundgleichung in die barometrische Höhenformel umwandeln; hierbei wird berücksichtigt, dass im Gegensatz zur Annahme bei der Herleitung von (B.4) das Medium nicht inkompressibel ist und daher die Dichte  $\varrho$  nicht vor das Integral gezogen werden kann. Daher müssen wir einen Ausdruck für  $\varrho(h)$  finden.

Die Gasgleichung ergibt mit  $k$  als der Boltzmann-Konstanten ( $1.380 \cdot 10^{-23} \text{J/K}$ ),  $n$  als der Zahl der Moleküle pro  $\text{cm}^3$  und  $T$  als der Temperatur für den Druck  $p$ :

$$p = nkT = \frac{\varrho}{m} kT; \quad (\text{B.5})$$

Auflösen nach  $\varrho = mp/kT$  und einsetzen in (B.2) ergibt

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{mg}{kT} p. \quad (\text{B.6})$$

Nach Einführen einer Skalenhöhe

$$H(z) = \frac{kT}{mg} \quad (\text{B.7})$$

ergibt sich daraus nach Integration die *barometrische Höhenformel*

$$p(z) = p_0 \exp \left\{ -\int_0^z \frac{dz}{H(z)} \right\}. \quad (\text{B.8})$$

Die Skalenhöhe  $H$  in der Erdatmosphäre beträgt 8.4 km.

Über diese Beziehung lässt sich der Druck als eine vertikale Koordinate anstelle der Höhe einführen (analog zur Einführung der optischen Tiefe als vertikale Koordinate im Zusammenhang mit Strahlungstransportprozessen). So betrachtet man in der Meteorologie häufig z.B. die Temperaturverteilung oder die Vorticity (Wirbelhaftigkeit) der atmosphärischen Strömungen in der 300- oder 500-mb-Fläche.

Mit Hilfe der statistischen Mechanik lässt sich die barometrische Höhenformel anschaulich als ein Gleichgewicht zwischen der Temperaturbewegung und der nach unten gerichteten Erdanziehung deuten. Der Dichtegradient führt zu einer Aufwärtsbewegung. Die Boltzmann-Verteilung entspricht einer Besetzung verschiedener Energieniveaus mit  $\exp(-E_{\text{pot}}/kT)$ . Darin ist die potentielle Energie gegeben zu  $E_{\text{pot}} = mgh$ . Aus dieser Betrachtung wird deutlich, dass die Skalenhöhe  $H$  proportional  $1/m$  ist, d.h. von der Masse abhängig ist. In der Atmosphäre tritt dies in der Heterosphäre auf. In der Homosphäre dagegen sorgt die Brownsche Bewegung für eine gute Durchmischung der Komponenten (aufgrund der großen Dichte gibt es eine ausreichende Zahl von Stößen). Hier ist die Skalenhöhe für alle Komponenten gleich und proportional dem Inversen einer mittleren Masse  $\bar{m}$ .

Wir können die barometrische Höhenformel gleichzeitig auch als eine Folgerung aus der Impulsbilanz (B.65) erkennen, wobei der Term auf der linken Seite der Impulsbilanz wegfällt (stationärer Zustand) und auf der rechten Seite nur das Gleichgewicht aus Druckgradientenkraft und Gravitation überlebt. Damit ergibt sich dann automatisch (B.2).

Aus der barometrischen Höhenformel ergibt sich der Dichteverlauf in der Atmosphäre zu:

$$\varrho(z) = \varrho(z_o) \left\{ \frac{M(z)}{M(z_o)} \frac{T(z_o)}{T(z)} \right\} \exp \left\{ - \int_{z_o}^z \frac{dh}{H} \right\}. \quad (\text{B.9})$$

Aus diesem Dichteverlauf können wir die folgenden Abschätzungen vornehmen. 99.9% der Atmosphäre sind in der Schicht unterhalb 50 km enthalten, 90% der Atmosphäre sind in einer Schicht unter 16 km enthalten, d.h. der größte Teil der Atmosphäre befindet sich in der Troposphäre und in der unteren Stratosphäre. Hier wird eines der Probleme Solar-Terrestrischer Beziehungen deutlich: Die Kopplung zwischen der Hochatmosphäre oberhalb 50 km und den solaren Einflüssen ist, wie wir in Kap. 11 sehen werden, offensichtlich und die Zusammenhänge sind verstehbar, während das Klima von der wesentlich tiefer liegenden Troposphäre bestimmt ist, die auf solare Schwankungen wesentlich weniger direkt reagieren kann. Die Kopplung zwischen der Hochatmosphäre und Troposphäre kann schon allein deshalb nicht mit Hilfe sehr einfacher und gradliniger Mechanismen erfolgen, weil aufgrund der extrem geringen Dichte der Energiegehalt der oberen Atmosphärenschichten im Verhältnis zu den tieferen Schichten viel zu gering ist.

Aus der barometrischen Höhenformel lassen sich einige Spezialfälle für verschiedene Atmosphärenschichtungen herleiten:

In einer *isothermen Atmosphäre* ist die Temperatur von der Höhe unabhängig, d.h. es ist  $T(h)=\text{const}$ . Dann ist nach (B.8) auch die Skalenhöhe  $H$  konstant und es ist  $p = p_0 \exp(-h/H)$ . Der Druck  $p = 0$  wird dann erst in einer Höhe  $z = \infty$  erreicht, eine isotherme Atmosphäre müsste also unendlich hoch sein. Die Halbwertshöhe einer isothermen Atmosphäre bei  $0^\circ\text{C}$  beträgt ungefähr 5500 m. Als Faustregel kann man sich auch merken: der Druck ist innerhalb einer Höhe von 10 Meilen auf 1/10 seines Ursprungswertes abgesunken.

Ein anderer Spezialfall ist die *homogene Atmosphäre*. Hier ist die Dichte  $\varrho$  konstant, was einem Temperaturgradienten von  $3.42^\circ\text{C}/100\text{ m}$  entspricht. In diesem Falle ist die Druckschichtung gegeben durch  $p = p_0 - g\varrho z$ . Der Druck wird also Null für  $z = (p_0/g\varrho) = H(1+\alpha T)$  mit  $\alpha = 1/273$ .

In der *polytropen oder adiabatischen Atmosphäre* wird bei der Vertikalbewegung eines Luftpakets weder Wärme zu- noch abgeführt, d.h.  $\delta q = c_p dT - dp/\rho = 0$  und damit  $dT/dp = 1/\rho c_p$ . Mit (4.1a) ergibt sich daraus  $dT/dh = -g/c_p$ . Geht man gleich von der Beziehung  $p \sim \rho^\kappa$  aus mit  $\kappa$  als dem Verhältnis der spezifischen Wärmen (1.4 für Moleküle), so ergibt sich für den adiabatischen Temperaturgradienten  $dT/dh = -((\kappa - 1)/\kappa)g/R$ . Wegen  $c_p - c_V = R$  ist dies mit der weiter oben gegebenen Formulierung identisch. In einer adiabatischen Atmosphäre herrscht also ein konstanter Temperaturgradient  $T = T_o - \kappa z$ . Damit ist  $p/p_0 = (T/T_o)^\uparrow (g/R\kappa)$ . Für trockene Luft ist  $c_p$  1005 J/kg. Damit ergibt sich ein trockenadiabatischer Temperaturgradient der Luft von -10 K/km. Die polytrope Atmosphäre ist eine Verallgemeinerung der adiabatischen Atmosphäre, wobei ein beliebiges  $\kappa^*$  gewählt und ein Zusammenhang der Form  $p=\text{const}\rho^{\kappa^*}$  angenommen wird. Auch hier ergibt sich ein konstanter Temperaturgradient.

## B.2 Partielle und totale Ableitung

Beim Übergang von ruhenden auf bewegte Flüssigkeiten und Gase verwenden wir die Bewegungsgleichung  $\vec{F} = d\vec{p}/dt$ . Diese enthält im rechten Teil die vollständige Ableitung des Impulses  $\vec{p}$  nach der Zeit  $t$ , im linken Teil alle externen auf das Teilchen wirkenden Kräfte.

Wenn wir in der Punktmechanik die Bewegungsgleichung lösen, z.B. freier Fall mit Reibung, so setzen wir uns gleichsam auf das Teilchen, folgen seiner Bewegung und bestimmen in jedem Bahnpunkt (bzw. zu jeder Zeit) die wirkenden Kräfte. In einem kontinuierlichen Medium können wir diesen Ansatz ebenfalls verwenden: wir wählen ein Volumenelement aus, folgen seiner Bewegung und bestimmen jeweils die lokal auf das Volumenelement wirkenden Kräfte. Dieser Ansatz ist die *Lagrange'sche Beschreibung*. Mit ihrer Hilfe können wir die

Geschichte eines Wasservolumens verfolgen, das mit dem Golfstrom von der Saragossa-See bis nach Nordnorwegen verbracht wurde.

Für viele praktische Anwendungen interessiert uns jedoch ein ganz anderer Ansatz. Um die Erosion an einer Buhne zu verstehen, betrachten wir ein festes Volumenelement, z.B. am Buhnenkopf, und stellen die Bilanz auf, wieviel Sediment hinein bzw. heraus getragen wurde. Die weitere Geschichte der einmal vorbei gezogenen Wasservolumina interessiert uns nicht. Auch messtechnisch verwenden wir diesen Ansatz: ein Thermometer oder eine Messboje ist raumfest. Wenn wir eine Zeitreihe der Messwerte betrachten, betrachten wir nicht die Veränderungen von Eigenschaften in einem bewegten Volumenelement, in dem immer die gleichen Moleküle enthalten sind, sondern wir betrachten Veränderungen in einem ortsfesten Volumenelement, durch das das kontinuierliche Medium strömt. Dies entspricht der *Euler'schen Beschreibung* einer Flüssigkeit.

Eine Eigenschaft  $\varepsilon$  der Flüssigkeit lässt sich dann schreiben als  $\varepsilon = \varepsilon(x, y, z, t)$ , wobei die räumlichen Koordinaten und die Zeit unabhängige Variablen sind. Die zeitliche Änderung von  $\varepsilon$  ist  $d\varepsilon/dt = \partial\varepsilon/\partial t$ , d.h. die vollständige Ableitung nach der Zeit und die partielle Ableitung nach der Zeit sind identisch, da alle zeitlichen Ableitungen der räumlichen Koordinaten verschwinden.

In der Lagrange'schen Betrachtungsweise dagegen verändern sich die räumlichen Koordinaten mit der Zeit, d.h. es ist  $\varepsilon = \varepsilon(x(t), y(t), z(t), t)$ . Hier müssen wir bei der Bildung der zeitlichen Ableitung die Kettenregel berücksichtigen:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{\partial\varepsilon}{\partial x} + \frac{dy}{dt} \frac{\partial\varepsilon}{\partial y} + \frac{dz}{dt} \frac{\partial\varepsilon}{\partial z} + \frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = (\vec{u} \cdot \nabla) \varepsilon + \frac{\partial\varepsilon}{\partial t} \quad \text{mit} \quad \vec{u} = \left( \frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt} \right). \quad (\text{B.10})$$

Die Änderung einer Größe  $\varepsilon$  in einem bewegten Volumenelement setzt sich also aus zwei Teilen zusammen: (a) der Änderung  $\partial\varepsilon/\partial t$  von  $\varepsilon$  an einem festen Raumpunkt und (b) einer Größe, die von der relativen Bewegung  $\vec{u}$  zwischen dem Medium und dem Beobachter abhängt. Oder in formaler Sprechweise: die totale zeitliche Ableitung  $d/dt$  setzt sich zusammen aus einer lokalen zeitlichen Ableitung  $\partial/\partial t$  und der Advektion bzw. Konvektion. Dabei ist das Produkt  $(\vec{u} \cdot \nabla)$  ein skalarer Differentialoperator. Manchmal wird für die totale Ableitung  $D/Dt$  geschrieben. Die totale Ableitung wird auch als *individuelle* oder *substantielle Ableitung* bezeichnet, da sie sich auf die Änderung der Eigenschaft  $\varepsilon$  eines Teilchens bezieht.

Um den Unterschied zwischen den beiden Ableitungen zu veranschaulichen, betrachten wir eine Eigenschaft eines Wasservolumens, wie z.B. Salzgehalt oder Temperatur. Beginnen wir mit einem abgeschlossenen Volumen, z.B. einem Fischteich. Dann kann sich die Temperatur durch die einfallende Sonnenstrahlung ändern, der Salzgehalt durch Verdunstung. Diese Änderungen sind lokale zeitliche Änderungen. Wenden wir uns jetzt einem Wasservolumen als Segment eines Flusses zu. Die lokalen zeitlichen Veränderungen sind die gleichen wie beim Fischteich. Jetzt gibt es jedoch weitere Möglichkeiten der Änderung durch die Zufuhr (Advektion) von Wasser aus anderen Bereichen: warmes Wasser kann dem Volumen aus einem stromaufwärts gelegenen Kraftwerk zugeführt werden, der Salzgehalt kann zunehmen, wenn die auflaufende Tide dem Volumen Wasser mit höherem Salzgehalt zuführt.

### B.3 Kontinuitätsgleichung

Häufig lassen sich wesentliche Merkmale eines Systems ohne die exakte Lösung der Bewegungsgleichung alleine unter Verwendung von Erhaltungssätzen beschreiben. Die wichtigsten Erhaltungsgrößen sind Masse, Energie und Impuls.

Erhaltung einer Eigenschaft  $\varepsilon$ , z.B. der Masse, lässt sich durch eine Kontinuitätsgleichung beschreiben. Betrachten wir dazu ein Volumenelement  $V$ . In diesem kann sich  $\varepsilon$  auf zwei Weisen ändern: (a) durch Quellen oder Senken  $S(\varepsilon)$  innerhalb des Volumens oder (b) durch die Konvergenz eines Flusses  $\vec{C}(\varepsilon)$  in das Volumen hinein oder aus ihm heraus:

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{C}(\varepsilon) = S(\varepsilon). \quad (\text{B.11})$$

Für den Fluss  $\vec{C}(\varepsilon)$  lässt sich auch schreiben  $\varepsilon \vec{u}$ . Unter Anwendung der Kettenregel wird (B.11) dann zu

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \varepsilon + \varepsilon \nabla \vec{u} = S(\varepsilon) . \quad (\text{B.12})$$

Unter Verwendung von (B.10) lässt sich dies schreiben als

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + \varepsilon \nabla \vec{u} = S(\varepsilon) . \quad (\text{B.13})$$

Für die Erhaltung der Masse,<sup>1</sup> also die Form einer *Kontinuitätsgleichung*, die wir häufig als die Kontinuitätsgleichung bezeichnen, gilt dann mit  $j = \rho u$  als der Massenstromdichte und  $S(\varepsilon) = 0$ :<sup>2</sup>

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{j} \quad (\text{B.14})$$

oder

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{u} : \quad (\text{B.15})$$

die Veränderung der Dichte  $\rho$  innerhalb eines Volumenelements ist eine Konsequenz der aus dem Volumenelement heraus oder in es hinein strömenden Materie.

Mit Hilfe des Gauß'schen Satzes lässt sich die Kontinuitätsgleichung auch in einer integralen Form angeben. Dazu integrieren wir (B.14) bzw. (B.15) über ein Volumen  $V$ :

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \int_V \nabla \cdot \vec{j} dV . \quad (\text{B.16})$$

Hier können wir auf der linken Seite die zeitliche Ableitung vor das Integral ziehen und auf der rechten Seite durch Anwendung des Gauß'schen Satzes aus dem Volumenintegral ein Integral über die Oberfläche  $\sigma(V)$  des Volumens machen:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \oint_{\sigma(V)} \vec{j} d\vec{\sigma} . \quad (\text{B.17})$$

Die integrale Form der Kontinuitätsgleichung ist die anschaulichere, da auf der linken Seite einfach die im Volumen enthaltene Masse steht und auf der rechten die Massenströme über die Begrenzung des Volumens.

Wasser ist inkompressibel. Vernachlässigen wir Mischungsvorgänge und Wärmeleitung, so bleibt die Dichte eines Volumenelements stets konstant, d.h. es ist  $d\rho/dt = 0$ , und die Kontinuitätsgleichung lässt sich schreiben als

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 . \quad (\text{B.18})$$

Diese Beziehung gilt ebenfalls für  $\rho = \text{const.}$

## B.4 Bewegungsgleichung

Die Bewegungsgleichung in einem kontinuierlichen Medium, auch als Impulsbilanz bezeichnet, basiert, wie alle Bewegungsgleichungen, auf dem zweiten Newton'schen Axiom

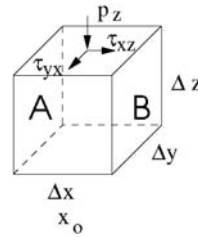
$$\vec{F} = m \frac{d\vec{p}}{dt} . \quad (\text{B.19})$$

<sup>1</sup>Bei einer Atmosphäre oder einem Ozean diskutieren wir die Massenerhaltung eher nur im Bezug auf Massenelemente. Dann ist es sinnvoller, statt der Masse die Masse eines Volumenelements, also die Dichte, einzusetzen. Daher ist die in dieser Form der Kontinuitätsgleichung betrachtete Eigenschaft nicht die Masse  $m$  sondern die Dichte  $\rho$ .

<sup>2</sup>Außer in der Elementarteilchenphysik gibt es keine Quellen oder Senken für Masse.



Abbildung B.2:  
Normalkräfte  
 $p$  und Scher-  
kräfte  $\tau$  an  
einem kubischen  
Volumenelement



Die Änderung des Bewegungszustandes (Impulses) ergibt sich aus den auf das Teilchen wirkenden Kräften.

Da wir bei der Beschreibung von kontinuierlichen Medien Volumenelemente statt Massen betrachten, bietet sich der Übergang auf Dichten an. Dazu teilen wir (B.19) durch das Volumen  $V$  und erhalten

$$\vec{f} = \varrho \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (\text{B.20})$$

mit  $\vec{f} = \vec{F}/V$  als der Kraftdichte, d.h. der auf ein Volumenelement bezogenen Kraft.

In diese Bewegungsgleichung sind jetzt auf der linken Seite die relevanten Kräfte bzw. Kraftdichten einzusetzen. Davon gibt es, je nach betrachtetem System, verschiedene, so dass in ganzer Zoo von Bewegungsgleichungen entsteht. Wir werden hier zuerst alle für geophysikalische kontinuierliche Systeme relevanten Kräfte zusammenfassen und am Ende des Abschnitts einen Bezug zu den häufig zitierten Gleichungen herstellen.

#### B.4.1 Druckgradientenkraft

Die Druckgradientenkraft haben wir bei der Herleitung der hydrostatischen Grundgleichung (B.2) bereits auf einer makroskopischen Basis kennen gelernt, auch wenn wir sie dort nicht explizit benannt haben.

Zur formalen Herleitung eines Ausdrucks für die Druckgradientenkraft wenden wir uns einer mikroskopischen Betrachtungsweise zu. Bereiche eines Gases mit unterschiedlichen Drücken  $p$  üben eine Kraft auf die Gasbestandteile aus: diese bewegen sich von Bereichen hohen Druckes in solche mit niedrigem Druck. Diese Kraft ist proportional dem Druckgradienten  $-\nabla p$  und wird daher als Druckgradientenkraft bezeichnet.

Druck ist eine Folge der thermischen Bewegung der Gasbestandteile, im folgenden kurz als Teilchen bezeichnet. Die Druckgradientenkraft führt durch die Teilchenbewegung zu einem Transport von Impuls in ein Volumenelement hinein oder aus ihm heraus. Betrachten wir dazu ein Volumenelement  $V|_{x_0} = \Delta x \Delta y \Delta z$  and der Stelle  $x_0$ , vgl. Abb. B.2. Betrachten wir nur die Bewegung entlang der  $x$ -Achse. Dann gelangen Teilchen nur durch die Flächen A und B in das Volumen bzw. aus ihm heraus. Während eines Zeitintervalls bewegen sich  $\Delta n = \Delta n_v v_x \Delta y \Delta z$  Teilchen mit der Geschwindigkeit  $v_x$  durch A hindurch in positive  $x$ -Richtung. Dabei ist  $n_v = \int \int f(v_x, v_y, v_z) dv_y dv_z$  die Teilchenzahldichte von Teilchen der Geschwindigkeit  $v_x$  und  $f$  die Verteilungsfunktion der Teilchen, z.B. die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung.

Jedes Teilchen trägt einen Impuls  $mv_x$ . Der Gesamtimpuls  $P_A^+$ , der durch die Fläche A in positive  $x$ -Richtung transportiert wird, ist dann

$$P_A^+ = \Sigma \Delta n_v m v_x^2 \Delta y \Delta z = \Delta y \Delta z \left[ \frac{1}{2} m \langle v_x^2 \rangle n \right]_{x_0 - \Delta x} . \quad (\text{B.21})$$

Dabei wurde die Summe über  $\Delta n_v$  ersetzt durch den Mittelwert  $\langle v_x^2 \rangle$  der Verteilungsfunktion multipliziert mit der Teilchenzahldichte  $n$ . Der Faktor  $\frac{1}{2}$  deutet dabei an, dass nur die Hälfte der Teilchen im benachbarten Volumenelement bei  $V|_{x_0 - \Delta x}$  an der Stelle  $x_0 - \Delta x$  eine Geschwindigkeit in die positive  $x$ -Richtung haben und damit Impuls durch die Fläche A in das Volumen  $V|_{x_0}$  transportieren können.

Allerdings gibt es auch Teilchen innerhalb  $V|_{x_0}$  die eine Geschwindigkeit in positiver  $x$ -Richtung haben und daher Impuls durch die Fläche  $B$  aus dem Volumen heraus tragen. Diese bewirken einen Impulstransport

$$P_B^+ = \Delta y \Delta z \left[ \frac{1}{2} m \langle v_x^2 \rangle n \right]_{x_0} . \quad (\text{B.22})$$

Der Gesamtgewinn an positivem  $x$ -Impuls im Volumenelement  $V_{x_0}$  ist daher

$$P_A^+ - P_B^- = -\Delta y \Delta z \frac{1}{2} m \Delta x \frac{\partial n \langle v_x^2 \rangle}{\partial x} . \quad (\text{B.23})$$

Teilchen, die sich in negative  $x$ -Richtung bewegen, verdoppeln den Impulsgewinn, da sie negativen  $x$ -Impuls in negative  $x$ -Richtung transportieren. Damit ergibt sich

$$\frac{\partial}{\partial t} (m n v_x) \Delta x \Delta y \Delta z = -m \frac{\partial}{\partial x} (n \langle v_x^2 \rangle) \Delta x \Delta y \Delta z . \quad (\text{B.24})$$

Die Teilchengeschwindigkeit  $v_x$  lässt sich in zwei Anteile zerlegen: die mittlere Geschwindigkeit  $u_x$  der Strömung mit  $u_x = \langle v_x \rangle$  und die thermische Geschwindigkeit  $v_{x_{\text{th}}}$  mit  $\langle v_{x_{\text{th}}} \rangle = 0$ . Letztere ist durch eine ein-dimensionale Maxwell-Verteilung beschrieben. Zwischen der mittleren thermischen Geschwindigkeit und der Temperatur besteht der Zusammenhang

$$\frac{1}{2} m \langle v_{x_{\text{th}}}^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad (\text{B.25})$$

mit  $k_B$  als der Boltzmann-Konstanten. Damit lässt sich (B.24) schreiben als

$$\frac{\partial}{\partial t} (m n v_x) = -m \frac{\partial}{\partial x} \left[ n \left( \langle u_x^2 \rangle + 2 \langle u_x v_{x_{\text{th}}} \rangle + \langle v_{x_{\text{th}}}^2 \rangle \right) \right] . \quad (\text{B.26})$$

Der letzte Term auf der rechten Seite kann durch (B.25) ersetzt werden. Der mittlere verschwindet, da  $u_x$  als Konstante aus der Mittelung ausgeklammert werden kann und damit gilt  $\langle u_x v_{x_{\text{th}}} \rangle = u_x \langle v_{x_{\text{th}}} \rangle = 0$ . Damit ergibt sich

$$\frac{\partial}{\partial t} (n m u_x) = -m \frac{\partial}{\partial x} \left( n u_x^2 + \frac{n k_B T}{m} \right) . \quad (\text{B.27})$$

Partielle Differentiation der rechten Seite mit  $n u_x^2 = n u_x u_x$  sowie Ausführen der partiellen Differentiation auf der linken Seite liefert

$$m n \frac{\partial u_x}{\partial t} + m u_x \frac{\partial n}{\partial t} = -m u_x \frac{\partial (n u_x)}{\partial x} - m n u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{\partial (n k_B T)}{\partial x} . \quad (\text{B.28})$$

Der zweite Term auf der linken Seite und der erste Term auf der rechten Seite heben sich aufgrund der Kontinuitätsgleichung (B.14) heraus. Mit der Definition des Drucks als

$$p = n k_B T \quad (\text{B.29})$$

lässt sich die Gleichung zusammenfassen als

$$m n \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) = m n \frac{d u_x}{d t} = - \frac{\partial p}{\partial x} . \quad (\text{B.30})$$

Verallgemeinerung auf drei Dimensionen liefert unter Berücksichtigung von (B.10) für die *Druckgradientenkraft*

$$\vec{F}_{\nabla p} = -\nabla p . \quad (\text{B.31})$$

oder

$$\frac{d \vec{u}}{d t} = - \frac{1}{\rho} \nabla p . \quad (\text{B.32})$$

### B.4.2 Gravitationskraft

Die einfachste Erweiterung der Bewegungsgleichung berücksichtigt neben der Druckgradientenkraft die Gravitationskraft. Diese führt in (B.32) einen zusätzlichen Term  $\vec{g}^3$  ein:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \vec{g}. \quad (\text{B.33})$$

Diese Gleichung ist die *Euler Gleichung* und wird häufig für die einfachsten Abschätzungen von Bewegungen in der Atmosphäre oder den Ozeanen verwendet.

Wenn Sie in (B.33) die linke Seite gleich Null setzen, ergibt sich die hydrostatische Grundgleichung B.2, wie wir sie weiter oben anschaulich hergeleitet haben.

Da die Euler Gleichung keine Reibungskräfte berücksichtigt, kann sie nur für ideale Flüssigkeiten verwendet werden. Außerdem kann die Euler-Gleichung nur Bewegungen auf relativ kleinen räumlichen Skalen beschreiben, da die Erde ein rotierendes Bezugssystem ist und daher die Coriolis-Kraft und die Zentrifugalkraft berücksichtigt werden müssen.

### B.4.3 Schubspannungstensor und Reibungskräfte

Bei der Verallgemeinerung von (B.30) haben wir stillschweigend vorausgesetzt, dass  $x_i$ -Impuls nur in  $x_i$ -Richtung transportiert wird und dass das Medium isotrop ist. Diese Annahmen sind in einem idealen Gas bzw. in einer idealen Flüssigkeit gerechtfertigt. In einem viskosen Medium dagegen kann Impuls von einer Richtung auf eine andere Richtung übertragen werden und der Impulstransport ist nicht notwendigerweise isotrop. Dann muss die skalare Größe Druck  $p$  durch einen Tensor  $\mathbf{P}$  ersetzt werden und entsprechend die Druckgradientenkraft  $\nabla p$  durch  $\nabla \mathbf{P}$ .

Dieser Tensor  $\mathbf{P}$  wird als Schubspannungstensor oder kurz Spannungstensor bezeichnet. Die Diagonalelemente des Tensors beinhalten die Normalkräfte  $p_i + \sigma_i$  auf das Volumenelement in Abb. B.2, die anderen Elemente die Schubspannungen oder Tangentialspannungen  $\tau_{ij}$ :

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.34})$$

mit

$$\tau_{xx} = p_x + \sigma_x, \quad \tau_{yy} = p_y + \sigma_y \quad \text{und} \quad \tau_{zz} = p_z + \sigma_z. \quad (\text{B.35})$$

Die Schubspannungen  $\tau$  haben genauso wie der Druck die Dimension Kraft/Fläche, jedoch wirkt hier die Kraft nicht senkrecht zur Fläche sondern parallel.

Der Spannungstensor ist symmetrisch, d.h. es ist

$$\tau_{xy} = \tau_{yx}, \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} \quad \text{und} \quad \tau_{yz} = \tau_{zy}. \quad (\text{B.36})$$

Der Spannungstensor enthält daher sechs unabhängige Größen, die drei Normalspannungen  $P_{ii}$  und die drei Schubspannungen  $P_{ij} = mnv_i v_j$  mit  $i$  als der Richtung des Impulstransports und  $j$  als der Richtung der betroffenen Impulskomponente. Der Spannungstensor hat, da alle Komponenten eines Tensors die gleiche Dimension haben, die Einheit eines Drucks oder einer Energiedichte.

<sup>3</sup>In der Atmosphärenphysik wird, aufgrund der größten vertikalen Ausdehnung des Systems, nicht die Erdbeschleunigung verwendet, sondern  $GM_{\text{Erde}}\vec{r}/r^3$  mit  $G$  als der allgemeinen Gravitationskonstanten,  $M_{\text{Erde}}$  als der Masse der Erde und  $r$  als dem Abstand vom Erdmittelpunkt. Im Ozean ist aufgrund der geringen Wassertiefen die Vereinfachung auf  $\vec{g}$  ausreichend.

### Diagonale Tensoren

Im einfachsten Fall ist das Medium isotrop und es findet kein Impulstransport zwischen den verschiedenen Richtungen statt. Dann ist

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix} = p \mathbf{E} \quad \text{mit} \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.37})$$

und es ist  $\nabla \mathbf{P} = \nabla p$ .

Einen anisotropen Tensor können wir uns für den Fall verschwindender Reibung (d.h. es existiert kein Impulstransport zwischen verschiedenen Richtungen) wieder am Beispiel eines Plasmas in einem Magnetfeld veranschaulichen. Dann legt das Magnetfeld eine Richtung parallel zum Feld fest, in der sich die Teilchen frei bewegen können. In der Richtung senkrecht dazu ist die Bewegung dagegen eingeschränkt (geladene Teilchen können sich nicht senkrecht zum Magnetfeld bewegen, da sie durch die Lorentz-Kraft zu einer Gyration um das Feld gezwungen werden). Daher kann das Plasma unterschiedliche Temperaturen  $T_{\parallel}$  und  $T_{\perp}$  parallel und senkrecht zum Magnetfeld haben und damit auch zwei verschiedene Drücke  $p_{\parallel} = nk_{\text{B}}T_{\parallel}$  und  $p_{\perp} = nk_{\text{B}}T_{\perp}$ . Der Spannungstensor wird dann

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} p_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & p_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & p_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.38})$$

Dieser Tensor ist immer noch diagonal und ist sogar symmetrisch in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld.

### Elemente abseits der Diagonalen

Die Elemente des Spannungstensors abseits der Diagonalen sind in einem gewöhnlichen Medium durch die Reibungskräfte gegeben. Reibungskräfte ergeben sich durch die Stöße der Moleküle untereinander und den damit verbundenen Impulstransport. Reibung tendiert dazu, die Strömung gleichförmiger zu machen. Quantitativ lässt sich der Koeffizient der kinematischen Viskosität  $\nu$  durch die thermische Geschwindigkeit  $v_{\text{th}}$  der Teilchen und die mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinander folgenden Teilchenkollisionen beschreiben:

$$\nu = v_{\text{th}} \lambda. \quad (\text{B.39})$$

Zur Charakterisierung der Reibung kann man alternativ auch ein Reibungskoeffizient oder Viskositätskoeffizient  $\eta$  mit

$$\eta = \nu \varrho. \quad (\text{B.40})$$

eingeführen.

*Einschub:* Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  ist eine, wie der Name sagt, mittlere Größe, die zur Charakterisierung eines stochastischen Prozesses verwendet wird, in diesem Fall des Weges, den ein Teilchen zwischen zwei aufeinander folgenden Kollisionen mit anderen Teilchen zurücklegt.

Der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Kollisionen ist nicht konstant sondern zufällig verteilt. Betrachtet man den Pfad eines Teilchens, so ergibt sich ein Bild wie im linken Teil von Abb. B.3: die Bewegung lässt sich aus vielen geraden Abschnitten verschiedener Längen  $L$  zusammensetzen. Die Verteilung der Weglängen  $L$  zwischen aufeinander folgenden Stößen ist im rechten Teil der Abbildung gezeigt. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung für  $L$  kann als eine Funktion  $p = a \exp(-L/\lambda)$  beschrieben werden, wobei  $a$  eine Konstante ist und  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge. Sie ist definiert für den Wert von  $L$ , bei dem die Verteilung auf  $N/e$  abgesunken ist.  $\square$

Zur Herleitung der Schubspannungen in einem viskosen Medium gehen wir vom Newton'schen Reibungsgesetz aus. Betrachten wir zwei Platten im Abstand  $D$ , zwischen denen sich eine Flüssigkeit befindet, vgl. Abbildung B.4 links. Die untere Platte ist in Ruhe ( $v_{\text{u}} = 0$ ),

Abbildung B.3: Pfad eines Teilchens unter dem Einfluss von Stößen mit anderen Teilchen (Brown'sche Bewegung) und Verteilung der zwischen zwei aufeinander folgenden Stößen zurück gelegten Strecken  $L$

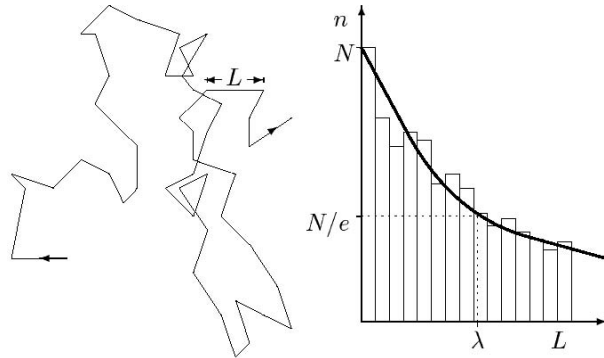
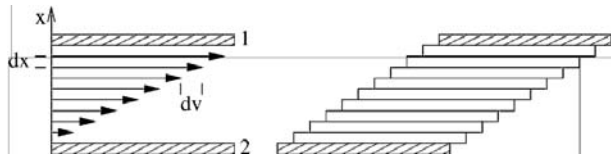


Abbildung B.4: Newton'sches Reibungsgesetz: lineares Geschwindigkeitsgefälle (links) und Abgleiten der Flüssigkeitsschichten (rechts)



die obere bewegt sich mit der konstanten Geschwindigkeit  $v_0$  nach rechts. Aufgrund der no-slip Bedingung hat die oberste Flüssigkeitsschicht ebenfalls die Geschwindigkeit  $u_0$  während die unterste Flüssigkeitsschicht in Ruhe ist. In der Flüssigkeitsschicht bildet sich ein Geschwindigkeitsgradient  $du/dx$  aus.

Das durch Reibung verursachte Übereinandergleiten der verschiedenen Flüssigkeitsschichten kann auch bei einem durch eine Scherkraft verschobenen Papierstapel beobachtet werden, wobei die einzelnen Papierbögen den Flüssigkeitsschichten entsprechen. Die Reibungskraft  $F_R$ , die notwendig ist, um eine Platte der Fläche  $A$  mit der konstanten Geschwindigkeit  $u$  parallel zu einer ruhenden Wand zu verschieben, ist proportional zur Fläche  $A$  und zum Geschwindigkeitsgradienten  $du/dx$ , d.h. dem Geschwindigkeitsunterschied benachbarter Flächen:

$$F_R = \eta A \frac{du}{dx} . \quad (\text{B.41})$$

Alternativ kann man mit Hilfe der Schubspannung  $\tau$  auch schreiben

$$\tau = \frac{F_R}{A} = \eta \frac{du}{dx} . \quad (\text{B.42})$$

Gleichung B.41 ist das Newton'sche Reibungsgesetz. Man kann sich diese Schubspannung auch als Impulstransport vorstellen, in Analogie zur Herleitung, die wir für die Druckgradientenkraft gemacht haben:

$$\tau = \frac{F}{A} = \frac{ma}{A} = \frac{mu}{At} = \frac{p}{At} . \quad (\text{B.43})$$

Den Schubspannungstensor erhalten wir durch Verallgemeinerung der Beziehung (B.42) zu

$$\tau_{ij,\text{incomp}} = p\delta_{ik} + \eta \left( \frac{du_i}{dx_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (\text{B.44})$$

und damit in einem isotropen Medium

$$P_{\text{incomp}} = \begin{pmatrix} p & \eta \left( \frac{du_x}{dy} + \frac{du_y}{dx} \right) & \eta \left( \frac{du_x}{dz} + \frac{du_z}{dx} \right) \\ \eta \left( \frac{du_y}{dx} + \frac{du_x}{dy} \right) & p & \eta \left( \frac{du_y}{dz} + \frac{du_z}{dy} \right) \\ \eta \left( \frac{du_z}{dx} + \frac{du_x}{dz} \right) & \eta \left( \frac{du_z}{dy} + \frac{du_y}{dz} \right) & p \end{pmatrix} . \quad (\text{B.45})$$

Betrachten wir als Beispiel die Kraft  $F_{xy}$  normal zur  $z$ -Achse bei einem horizontalen Strom  $u$ . Diese ergibt sich zu

$$F_{xy} = \mu A \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_{xy} A \quad (\text{B.46})$$

mit  $\mu$  als molekularer Viskosität,  $A$  als einer Fläche senkrecht zu  $z$  und  $\tau_{xz}$  als der Schubspannung. Für die Änderung des Stromes ergibt sich dann

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (\text{B.47})$$

mit  $\nu = \mu/\rho$  als kinematischer Viskosität. Dieser Zusammenhang gilt auf molekularer Ebene, für die Austauschprozesse zwischen Atmosphäre und Ozean ist statt der molekularen Viskosität die turbulente entscheidend.

In einem kompressiblen Medium treten noch zusätzliche Terme in den Diagonalelementen auf, die die Kompression berücksichtigen:

$$\Delta\tau_{ii,\text{komp}} = \tau_{ii,\text{inkomp}} - \tau_{ii,\text{komp}} = \sigma_i = -\frac{2}{3}\eta \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ik}. \quad (\text{B.48})$$

Damit ergibt sich im allgemeinen Fall eines kompressiblen Mediums für die Elemente des Schubspannungstensors

$$\tau_{ij,\text{komp}} = p\delta_{ik} + \eta \left( \frac{du_i}{dx_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3}\eta \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ik} \quad (\text{B.49})$$

und damit für den Schubspannungstensor

$$\mathbf{P}_{\text{komp}} = \begin{pmatrix} p + \frac{\partial u_x}{\partial x} & \eta \left( \frac{du_x}{dy} + \frac{du_y}{dx} \right) & \eta \left( \frac{du_x}{dz} + \frac{du_z}{dx} \right) \\ \eta \left( \frac{du_y}{dx} + \frac{du_x}{dy} \right) & p + \frac{\partial u_y}{\partial y} & \eta \left( \frac{du_y}{dz} + \frac{du_z}{dy} \right) \\ \eta \left( \frac{du_z}{dx} + \frac{du_x}{dz} \right) & \eta \left( \frac{du_z}{dy} + \frac{du_y}{dz} \right) & p + \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.50})$$

Bilden wir davon den Gradienten, so erhalten wir

$$\nabla \mathbf{P} = \nabla p + \eta \nabla^2 \vec{u} + \frac{1}{3}\eta \nabla(\nabla \times \mathbf{u}). \quad (\text{B.51})$$

In einem inkompressiblen Medium verschwindet der letzte Term auf der rechten Seite und es bleibt

$$\nabla \mathbf{P} = \nabla p + \eta \nabla^2 \vec{u}. \quad (\text{B.52})$$

Darin liefert der erste Term die bereits bekannte Druckgradientenkraft und der zweite Term die Reibungskraft

$$\mathbf{f}_{\text{Reib}} = \eta \nabla^2 \vec{u} = \nu \rho \nabla^2 \vec{u}. \quad (\text{B.53})$$

Dieser Term kann als der kollisionsbehaftete Teil von  $\nabla \mathbf{P} - \nabla p$  interpretiert werden.

Für ein nicht-kompressibles Medium erhalten wir damit als Bewegungsgleichung die Navier-Stokes-Gleichung

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u}. \quad (\text{B.54})$$

Die Berücksichtigung von Reibung in der Impulsbilanz hat zwei Konsequenzen: (1) in Übereinstimmung mit dem nicht reversiblen Charakter des Transportprozess ist die Transportgleichung nicht mehr in der Zeit umkehrbar: ist  $\vec{u}(\vec{r}, t)$  eine Lösung der Transportgleichung, so ist  $\vec{u}(\vec{r}, -t)$  keine Lösung. (2) Viskosität erhöht die Ordnung der Transportgleichung. Daher benötigen wir zu ihrer Lösung zusätzliche Randbedingungen.

#### B.4.4 Kräfte in rotierenden Systemen

Die bisher betrachteten Kräfte sind ausreichend, um die Bewegung eines kontinuierlichen Mediums im Laborsystem oder auf kleinen räumlichen Skalen zu beschreiben. Betrachten wir jedoch großräumige natürliche Plasmen wie die Ozeane und die Atmosphäre, so müssen wir die in dem rotierenden System Erde auftretenden Scheinkräfte, die Corioliskraft und die Zentrifugalkraft, berücksichtigen.

Für eine einfache, wenn auch formale Herleitung dieser Scheinkräfte betrachten wir zwei Bezugssysteme  $C$  und  $C'$ , wobei  $C$  mit einer Winkelgeschwindigkeit  $\vec{\Omega}$  gegenüber  $C'$  rotiert. Ein in  $C$  konstanter Vektor  $\vec{r}$  bewegt sich dann in  $C'$  mit einer Geschwindigkeit  $\vec{\Omega} \times \vec{r}$ . Die zeitliche Ableitung von  $\vec{r}$  in  $C'$  ist dann

$$\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_{C'} = \left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_C + \vec{\Omega} \times \vec{r} \quad (\text{B.55})$$

bzw.

$$\vec{v}' = \vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{r}. \quad (\text{B.56})$$

Nochmaliges Ableiten nach der Zeit liefert für die Beschleunigung

$$\vec{a}' = \frac{d'\vec{v}'}{dt} = \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{\Omega} \times \vec{v}' = \frac{d\vec{v}}{dt} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}). \quad (\text{B.57})$$

Für die Scheinkräfte in einem rotierenden Bezugssystem erhalten wir damit

$$\vec{f}_{\text{rot}} = -\frac{2}{\varrho} \vec{\Omega} \times \vec{v} - \frac{1}{\varrho} \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}). \quad (\text{B.58})$$

Der erste Term auf der rechten Seite gibt die Corioliskraft

$$\vec{f}_{\text{Coriolis}} = -\frac{2}{\varrho} \vec{\Omega} \times \vec{v}, \quad (\text{B.59})$$

der zweite Term die Zentrifugalkraft

$$\vec{f}_{\text{Zentri}} = -\frac{1}{\varrho} \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}). \quad (\text{B.60})$$

Komponentenweise lässt sich die Corioliskraft auf der Nordhalbkugel darstellen als

$$\begin{aligned} f_{\text{cor},x} &= -2\Omega(w \cos \phi + v \sin \phi) \\ f_{\text{cor},y} &= 2\Omega u \sin \phi \\ f_{\text{cor},z} &= 2\Omega u \cos \phi \end{aligned} \quad (\text{B.61})$$

mit  $u, v, w$  als den Geschwindigkeitskomponenten in einem mit der Erde mit rotierenden System (vgl. Abschn. B.4.6),  $\phi$  als der geographischen Breite und  $\Omega$  als der Winkelgeschwindigkeit der Erde. Die Vertikalkomponente kann vernachlässigt werden, da sie sehr klein ist gegen die Gravitationskraft ( $10^{-7} : 1$ ). Da die Vertikalgeschwindigkeit  $w$  ebenfalls sehr viel kleiner ist als die Horizontalgeschwindigkeiten, kann ferner der Term  $w \cos \phi$  gegenüber  $v \sin \phi$  in der  $x$ -Komponente vernachlässigt werden.

Der Betrag der Zentrifugalbeschleunigung ist

$$f_{\text{Zentri}} = \Omega^2 r \cos \phi. \quad (\text{B.62})$$

Sie ist nur vom Ort abhängig, nicht jedoch von der Bewegung des Mediums. Daher wird sie in der Meteorologie und Ozeanographie häufig mit der Gravitationsbeschleunigung  $\vec{g}$  zusammengefasst zu einer effektiven Gravitationsbeschleunigung oder Schwerebeschleunigung  $\vec{g}^*$ :

$$\vec{g}^* = \vec{g} - \frac{1}{\varrho} \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}). \quad (\text{B.63})$$

In den Gleichungen verschwindet dann der Term  $-\frac{1}{\varrho} \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})$ , er geht statt dessen als 'Korrektur' in die Gravitationsbeschleunigung ein. Diese Schwerebeschleunigung wird in der internationalen Schwereformel zusammengefasst:

$$g^* = 9.78049 (1 + 0.005288 \sin^2 \phi - 0.000006 \sin^2 2\phi) \text{ m s}^{-2}. \quad (\text{B.64})$$

Die Schwere ist nur von der Breite abhängig; Schwereanomalien aufgrund einer ungleichmäßigen Masseverteilung in der Erdkruste überschreiten nur selten 1 Promill der Normalschwere.

Da die Schwerkraft die vertikalen Kräfte dominiert, wird sie bei der Wahl eines Koordinatensystems derart berücksichtigt, dass man nicht Flächen gleicher Wassertiefe angibt

sondern Flächen gleicher Schwere. Die Schwerebeschleunigung steht überall senkrecht auf diesen Flächen, die oberste Fläche ist das ideale Meeresniveau. Da auf den Niveauflächen das Potential konstant ist, wird keine Arbeit verrichtet, wenn eine Masse entlang dieser Fläche verschoben wird.

Die Corioliskraft ist im Gegensatz zur Zentrifugalkraft von der Geschwindigkeit des Mediums abhängig, d.h. sie lässt sich nicht als Korrekturterm auffassen sondern muss in der Bewegungsgleichung explizit berücksichtigt werden. Die Coriolisbeschleunigung steht senkrecht auf der Bewegungsrichtung des Teilchens, auf der Nordhalbkugel ergibt sich eine Ablenkung nach rechts. Auf globalem Maßstab bewirkt diese Ablenkung ein Aufbrechen der durch den Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol getriebenen Hadley-Zelle in drei separate Zellen, die die globale atmosphärische Zirkulation und den Energietransport vom Äquator zum Pol bestimmen.

Die Corioliskraft, und damit auch die Größe der Ablenkung, hängt von der Geschwindigkeit ab: mit zunehmender Geschwindigkeit nimmt die von einem Volumenelement während eines Zeitintervalls zurückgelegte Entfernung zu. Eine länger Trajektorie bedeutet gleichzeitig auch eine größere Ablenkung. Die Corioliskraft wird jedoch nur dann effektiv, wenn die räumliche Skala des Systems groß genug ist. Entgegen einer weit verbreiteten Vorstellung ist der Wirbel am Ausfluss einer Badewanne nicht durch die Corioliskraft bestimmt: seine Richtung hängt von einer Restbewegung des Wassers in der Wanne und der durch das Ziehen des Stöpsels ausgelösten Bewegung ab.

### B.4.5 Bewegungsgleichung zusammengefasst

Fassen wir die bisher diskutierten Kräfte zusammen, so können wir die Bewegungsgleichung in allgemeiner Form schreiben als

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{u}}{dt} = & \quad -\nabla p & (1) \text{ Druckgradientenkraft} \\ & +\vec{g} & (2) \text{ Gravitationskraft} \\ & +\nu\nabla^2\vec{u} & (3) \text{ Reibungskraft inkompressibel} \\ & +\frac{1}{3}\nabla(\nabla\times u) & (4) \text{ Reibungskraft kompressibel} \\ & -2\vec{\Omega}\times\vec{u} & (5) \text{ Corioliskraft} \\ & -\vec{\Omega}\times(\vec{\Omega}\times\vec{r}) & (6) \text{ Zentrifugalkraft} . \end{aligned} \tag{B.65}$$

Für diese allgemeine Form der Bewegungsgleichung können Sie sich verschiedene andere Darstellungsformen überlegen, insbesondere können die Reibungskräfte mit der Druckgradientenkraft im Spannungstensor  $\mathbf{P}$  zusammengefasst werden und entsprechend die Zentrifugalkraft mit der Gravitationskraft:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla P + \vec{g}^* - 2\vec{\Omega}\times\vec{u} . \tag{B.66}$$

Dies ist die kürzeste und allgemeinste Form der Impulsbilanz.

Bei der Betrachtung der Ozeane kann der kompressible Anteil (4) der Reibungskraft vernachlässigt werden, so dass dort die gebräuchlichste Form der Bewegungsgleichung gegeben ist als

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla p + \vec{g}^* + \nu\nabla^2\vec{u} - 2\vec{\Omega}\times\vec{u} . \tag{B.67}$$

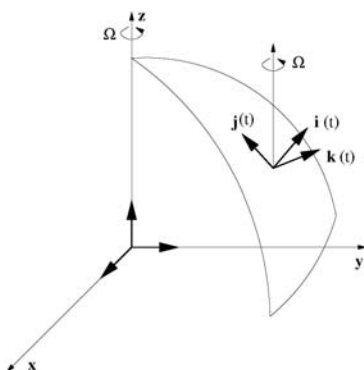
Diese letzte Form ist die Navier–Stokes Gleichung in einem geophysikalischen System. Bei der einfachen Form der Navier–Stokes Gleichung für Laborsysteme wird die Corioliskraft vernachlässigt.

### B.4.6 Bewegungsgleichung komponentenweise

Die Bewegungsgleichung ist dreidimensional. Atmosphäre und Ozean sind ebenfalls dreidimensional, allerdings sind nicht alle drei Dimensionen gleichberechtigt: die vertikale Ausdehnung und die Skalen der vertikalen Bewegung sind deutlich kleiner als die entsprechenden horizontalen Größen. Die vertikale Bewegung erstreckt sich über einen Bereich in der



Abbildung B.5: Absolutes Koordinatensystem  $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$  und mit der Erde rotierendes Relativsystem  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$



Größenordnung von 10 km, die horizontale dagegen über hunderte oder tausende von km. Daher ist eine Zerlegung der Bewegungsgleichung in eine horizontale und eine vertikale Komponente sinnvoll. Aufgrund der großen räumlichen Skalen muss die Kugelgestalt der Erde berücksichtigt werden, d.h. die komponentenweise Bewegung ist in Kugelkoordinaten zu bestimmen, nicht in kartesischen. Dabei wird nicht ein absolutes, im Erdmittelpunkt verankertes Koordinatensystem  $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$  verwendet sondern ein mit der Erde rotierendes, auf der Erdoberfläche verankertes System  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ , vgl. Abb. B.5.

*Zur Erinnerung Kugelkoordinaten:* Der Zusammenhang zwischen kartesischen Koordinaten  $(x, y, z)$  und Kugelkoordinaten  $(r, \vartheta, \varphi)$  ist gegeben durch

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ r \cos \vartheta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \sin \vartheta \cos \varphi \\ r \sin \vartheta \sin \varphi \\ r \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (\text{B.68})$$

bzw. für die Rücktransformation

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad \tan \vartheta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} \quad \text{und} \quad \tan \varphi = \frac{y}{x}. \quad (\text{B.69})$$

In Kugelkoordinaten ergeben sich die Einheitsvektoren  $\vec{e}_r, \vec{e}_\vartheta$ , und  $\vec{e}_\varphi$ . Für einen allgemeinen Vektor  $\vec{A}(r, \varphi, \vartheta)$  gilt

$$\vec{A}(r, \varphi, \vartheta) = A_r \vec{e}_r + A_\varphi \vec{e}_\varphi + A_\vartheta \vec{e}_\vartheta \quad (\text{B.70})$$

mit

$$\vec{e}_r = \begin{pmatrix} \sin \vartheta \cos \varphi \\ \sin \vartheta \sin \varphi \\ \cos \vartheta \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_\vartheta = \begin{pmatrix} \cos \vartheta \cos \varphi \\ \cos \vartheta \sin \varphi \\ -\sin \vartheta \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.71})$$

Für das Linienelement erhalten wir

$$d\vec{r} = dr \vec{e}_r + r d\vartheta \vec{e}_\vartheta + r \sin \vartheta d\varphi \vec{e}_\varphi \quad (\text{B.72})$$

und für das Volumenelement

$$dV = r^2 \sin \vartheta dr d\vartheta d\varphi. \quad (\text{B.73})$$

Unter Verwendung des Raumwinkels  $\Omega$  lässt sich das Volumenelement auch schreiben als

$$dV = r^2 dr d\Omega \quad \text{mit} \quad d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (\text{B.74})$$

als dem Raumwinkelement. Ein Flächenelement auf der Oberfläche der Kugel lässt sich schreiben als

$$d\vec{A} = r^2 d\Omega \vec{e}_r, \quad (\text{B.75})$$

wobei  $d\vec{A}$  ein Vektor ist, der senkrecht auf dem Flächenelement steht und dessen Länge ein Maß für die Fläche ist.

Für die zeitliche Änderung der Basisvektoren erhalten wir unter Anwendung der Kettenregel

$$\dot{\vec{e}}_r = \frac{\partial \vec{e}_r}{\partial \vartheta} \dot{\vartheta} + \frac{\partial \vec{e}_r}{\partial \varphi} \dot{\varphi} = \dot{\vartheta} \vec{e}_\vartheta + \dot{\varphi} \sin \vartheta \vec{e}_\varphi \quad (\text{B.76})$$

sowie entsprechend

$$\dot{\vec{e}}_\vartheta = -\dot{\vartheta} \vec{e}_r + \varphi \cos \vartheta \dot{\varphi} \vec{e}_\varphi \quad \text{und} \quad \dot{\vec{e}}_\varphi = -\dot{\varphi} \sin \vartheta \vec{e}_r - \dot{\varphi} \cos \vartheta \vec{e}_\vartheta. \quad (\text{B.77})$$

In Kugelkoordinaten wird ein Vektorfeld in der Form

$$\vec{A} = A_r(r, \varphi, \vartheta) \vec{e}_r + A_\varphi(r, \varphi, \vartheta) \vec{e}_\varphi + A_\vartheta(r, \varphi, \vartheta) \vec{e}_\vartheta \quad (\text{B.78})$$

dargestellt. Die Koeffizienten für die Kugelkoordinaten ergeben sich aus kartesischen Koordinaten gemäß

$$\begin{aligned} V_r &= V_x \sin \vartheta \cos \varphi + V_y \sin \vartheta \sin \varphi + V_z \cos \vartheta \\ V_\vartheta &= V_x \cos \vartheta \cos \varphi + V_y \cos \vartheta \sin \varphi - V_z \sin \vartheta \\ V_\varphi &= -V_x \sin \varphi + V_y \cos \varphi. \end{aligned} \quad (\text{B.79})$$

Für die Umkehrung, die Darstellung kartesischer Koordinaten durch Kugelkoordinaten, gilt

$$\begin{aligned} V_x &= V_r \sin \vartheta \cos \varphi - V_\varphi \sin \varphi + V_\vartheta \cos \varphi \cos \vartheta \\ V_y &= V_r \sin \vartheta \sin \varphi + V_\varphi \cos \varphi + V_\vartheta \sin \varphi \cos \vartheta \\ V_z &= V_r \cos \vartheta - V_\vartheta \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (\text{B.80})$$

Der Gradient für beliebige Skalarfelder in Kugelkoordinaten ist

$$\text{grad} A = \nabla A = \frac{\partial A}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \vartheta} \vec{e}_\vartheta + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial A}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi. \quad (\text{B.81})$$

In Kugelkoordinaten wird die Divergenz zu

$$\text{div} \vec{A} = \nabla \cdot \vec{A} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 A_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial(\sin \vartheta A_\vartheta)}{\partial \vartheta} + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}. \quad (\text{B.82})$$

In Kugelkoordinaten ist der Laplace-Operator

$$\begin{aligned} \Delta A &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin \vartheta \frac{\partial A}{\partial \vartheta} \right) \\ &\quad + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2}. \end{aligned} \quad (\text{B.83})$$

In Kugelkoordinaten wird die Rotation zu

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{A} &= \nabla \times \vec{A} = \frac{1}{r \sin \vartheta} \left( \frac{\partial(\sin \vartheta A_\varphi)}{\partial \vartheta} - \frac{\partial A_\vartheta}{\partial \varphi} \right) \vec{e}_r \\ &\quad + \frac{1}{r} \left( \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} \right) \vec{e}_\vartheta + \frac{1}{r} \left( \frac{\partial(r A_\vartheta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \vartheta} \right) \vec{e}_\varphi. \end{aligned} \quad (\text{B.84})$$

□

Die konventionelle Notation in den Geowissenschaften verwendet modifizierte Kugelkoordinaten in dem Sinne, dass sie an das geographische Koordinatensystem angelehnt sind: Länge  $\lambda$ , Breite  $\phi$  und Abstand  $z$  über der Erdoberfläche. Die Einheitsvektoren  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  und  $\vec{k}$  sind dann nach Osten, Norden bzw. Oben gerichtet. Die Geschwindigkeit lässt sich damit schreiben als

$$\vec{u} = u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k} \quad (\text{B.85})$$

mit

$$u = r \cos \phi \frac{d\lambda}{dt}, \quad v = r \frac{d\phi}{dt} \quad \text{und} \quad w = \frac{dz}{dt} \quad (\text{B.86})$$

mit  $r$  als dem Abstand vom Erdmittelpunkt. Dieser ist mit  $z$  verknüpft über  $r = r_{\text{Erde}} + z$  mit  $r_{\text{Erde}} = a$  als dem Erdradius. Da  $z \ll r_{\text{Erde}}$  kann die Variable  $r$  in (B.86) durch die Konstante

$r_{\text{Erde}}$  ersetzt werden. Zur Vereinfachung der Darstellung werden  $x$  und  $y$  als Entfernungen in östlicher und nördlicher Richtung eingeführt derart, dass  $dx = a \cos \phi d\lambda$  und  $dy = a d\phi$ . Damit sind die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten gegeben als  $u = dx/dt$  und  $v = dy/dt$ . Das so definierte  $x, y, z$ -Koordinatensystem ist kein kartesisches Koordinatensystem, da die Einheitsvektoren  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  und  $\vec{k}$  Funktionen des Ortes auf der Kugel Erde sind. Diese Ortsabhängigkeit muss bei Ableitungen berücksichtigt werden. So erhalten wir z.B. für den Beschleunigungsvektor

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{du}{dt}\vec{i} + \frac{dv}{dt}\vec{j} + \frac{dw}{dt}\vec{k} + u\frac{d\vec{i}}{dt} + v\frac{d\vec{j}}{dt} + w\frac{d\vec{k}}{dt}. \quad (\text{B.87})$$

Die Ableitungen der Einheitsvektoren ergeben sich nach der Kettenregel z.B. zu

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = \frac{\partial \vec{i}}{\partial x} \frac{dx}{dt} = u \frac{\partial \vec{i}}{\partial x}, \quad (\text{B.88})$$

da der Einheitsvektor  $\vec{i}$  nur von  $u$ , nicht aber von  $v$  und  $w$  abhängt. Damit ergibt sich

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = \frac{u}{a \cos \phi} (\sin \phi \vec{j} - \cos \phi \vec{k}) \quad (\text{B.89})$$

und entsprechend

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = -\frac{u \tan \phi}{a} \vec{i} - \frac{v}{a} \vec{k} \quad (\text{B.90})$$

sowie

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{u}{a} \vec{i} + \frac{v}{a} \vec{j}. \quad (\text{B.91})$$

Zusammengefasst ergibt sich damit für den Beschleunigungsvektor

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \left( \frac{du}{dt} - \frac{uv \tan \phi}{a} + \frac{uw}{a} \right) \vec{i} + \left( \frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + \frac{wv}{a} \right) \vec{j} + \left( \frac{dw}{dt} - \frac{u^2 + v^2}{a} \right) \vec{k}. \quad (\text{B.92})$$

Damit haben wir die linke Seite von (B.65) auf unser angepasstes Koordinatensystem transformiert. Eine entsprechende Transformation ist für die Terme der rechten Seite ebenfalls vorzunehmen. Dabei erhalten wir für die Druckgradientenkraft

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k}, \quad (\text{B.93})$$

für die Gravitationskraft (naja, unsere Erde ist besonders brav und kugelig)

$$\vec{g} = -g\vec{k}, \quad (\text{B.94})$$

für die Corioliskraft

$$-2\vec{\omega} \times \vec{v} = -(2\Omega w \cos \phi - 2\Omega v \sin \phi) \vec{i} - 2\Omega u \sin \phi \vec{j} + 2\Omega u \cos \phi \vec{k}, \quad (\text{B.95})$$

für die Zentrifugalkraft (der Ausdruck kann hier eigentlich entfallen, da er in der Gravitationskraft enthalten sein sollte)

$$-\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = -\omega^2 \vec{i} + \omega^2 \vec{j}, \quad (\text{B.96})$$

sowie für die Reibungskraft

$$\nu \nabla^2 \vec{u} = F_x \vec{i} + F_y \vec{j} + F_z \vec{k}. \quad (\text{B.97})$$

Setzen wir alle diese Ausdrücke in die Bewegungsgleichung ein und betrachten die Komponenten in  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  und  $\vec{k}$  getrennt, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - \frac{uv \tan \phi}{a} + \frac{uw}{a} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v \sin \phi - 2\Omega w \cos \phi + F_x \\ \frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + \frac{wv}{a} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin \phi + F_y \end{aligned}$$

$$\frac{dw}{dt} - \frac{u^2 + v^2}{a} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + 2\Omega u \cos \varphi + F_z . \quad (\text{B.98})$$

Diese Gleichungen beschreiben den Impulstransport in östlicher, nördlicher und vertikaler Richtung. Die Terme proportional zu  $1/a$  auf der linken Seite der Gleichungen werden als Krümmungsterme bezeichnet, da sie durch die Krümmung der Erde bedingt sind.<sup>4</sup>

Die Krümmungsterme sind nicht-lienar, da sie quadratisch in der abhängigen Variablen sind. Dadurch sind sie in einer analytischen Betrachtung schwer zu handhaben. Glücklicherweise haben sie jedoch nur einen vernachlässigbaren Beitrag zu Bewegungen auf synoptischen Skalen in mittleren Breiten. Allerdings bleiben die Gleichungen auch bei Vernachlässigung der Krümmungsterme nicht-lineare partielle Differentialgleichungen, wie man erkennt, wenn man die totale Ableitung in ihre lokale und ihre advektive Ableitung entwickelt:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} . \quad (\text{B.99})$$

und entsprechend für die anderen Komponenten. In der Regel sind die Terme der advektiven Beschleunigung von der gleichen Größenordnung wie die der lokalen.

## B.5 Einschub: Momentane und mittlere Größen

Die Impulsbilanz bezieht sich auf Momentanwerte. In Meteorologie und Ozeanographie werden jedoch Mittelwerte gemessen, ein Vergleich zwischen Theorie und Beobachtungen ist also nicht einfach möglich.

Um die gemessenen Mittelwerte mit den in den Gleichung berücksichtigten Momentanwerten in Beziehung zu setzen, müssen wir nur einige einfache Rechenregeln berücksichtigen. Ein Momentanwert  $A$  lässt sich stets schreiben als die Summe aus dem Mittelwert  $A_o$  (oder auch geschrieben  $\langle A \rangle$ ) und einem fluktuierenden Anteil  $A'$ :

$$A = \langle A \rangle + A' = A_o + A' . \quad (\text{B.100})$$

Es gilt dann: der Mittelwert von  $A$  muss  $A_o = \langle A \rangle$  ergeben, der Mittelwert über die fluktuierenden Größen verschwindet, d.h.  $\langle A' \rangle = 0$ , und damit  $\langle A \rangle = \langle \langle A \rangle + A' \rangle = \langle A_o + A' \rangle = \langle A_o \rangle + \langle A' \rangle = A_o$ .

### B.5.1 Reynolds-Axiome

Für die Mittelwertbildung gelten die folgenden Rechenregeln, auch als Reynolds-Axiome bezeichnet:

- Summenregel: der Mittelwert über die Summe zweier Momentanwert-Größen ist gleich der Summe der Mittelwerte:

$$\langle A + B \rangle = \langle A \rangle + \langle B \rangle = A_o + B_o . \quad (\text{B.101})$$

- der Mittelwert der Produkts aus einem Mittelwert und einer Fluktuation verschwindet, da der Mittelwert der Fluktuation verschwindet:

$$\langle A_o B' \rangle = \langle A_o \rangle \langle B' \rangle = 0 . \quad (\text{B.102})$$

Die Regel ist anschaulich, da der Mittelwert  $A_o$  bei der Mittelung über das Produkt als Konstante vor die Klammer gezogen werden kann.

- der Mittelwert des Produktes zweier Mittelwerte ist das Produkt der beiden Mittelwerte:

$$\langle \langle A \rangle \langle B \rangle \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle = A_o B_o . \quad (\text{B.103})$$

<sup>4</sup>Die Gleichungen sind nicht ganz korrekt. Macht man die Näherung,  $r$  durch  $a$  zu ersetzen, wie sie in diesen Gleichungen vorgenommen wurde, so muss der Teil der Corioliskraft proportional zu  $\cos \phi$  in der ersten und letzten Gleichung vernachlässigt werden, um die Erhaltung des Drehimpulses zu gewährleisten.

- Produktregel: der Mittelwert über das Produkt zweier Momentanwert-Größen ist gleich dem Produkt der Mittelwerte plus dem Mittelwerte der Produkte der Fluktuationen:

$$\langle AB \rangle = \langle (A_o + A') (B_o + B') \rangle = \langle A_o B_o + A_o B' + A' B_o + A' B' \rangle . \quad (\text{B.104})$$

Anwendung der Summenregel (B.101) liefert

$$\langle AB \rangle = \langle A_o B_o \rangle + \langle A_o B' \rangle + \langle A' B_o \rangle + \langle A' B' \rangle . \quad (\text{B.105})$$

Anwendung von B.102 und B.103 ergibt dann

$$\langle AB \rangle = A_o B_o + \langle A' B' \rangle . \quad (\text{B.106})$$

Darin wird die Nichtlinearität der Mittelwertbildung deutlich. Der letzte Term,  $\langle A' B' \rangle$ , lässt sich als Kovarianz oder Korrelationsprodukt auffassen, was zur Definition der Kovarianz als

$$\langle x' y' \rangle = \langle (x - \bar{x}) (y - \bar{y}) \rangle - \bar{x} \bar{y} \quad (\text{B.107})$$

führt.

- der Mittelwert der Ableitungen einer Momentanwertgröße ist gleich der Ableitung des Mittelwerts:

$$\left\langle \frac{\partial A}{\partial \xi} \right\rangle = \frac{\partial \langle A \rangle}{\partial \xi} = \frac{\partial A_o}{\partial \xi} . \quad (\text{B.108})$$

- entsprechend ist der Mittelwert des Integrals über eine Momentanwertgröße gleich dem Integral über den Mittelwert:

$$\left\langle \int A \, d\xi \right\rangle = \int \langle A \rangle \, d\xi = \int A_o \, d\xi . \quad (\text{B.109})$$

## B.5.2 Linearisierung von Gleichungen: Störungsrechnung

Bisher haben wir die Zerlegung variabler Größen in einen Mittelwert und einen fluktuierenden Anteil unter dem Gesichtspunkt des Vergleichs von Theorie und Beobachtung betrachtet. Setzen wir die fluktuierenden Größen in unsere Grundgleichungen (B.156)–(B.158) ein, so erhalten wir Gleichungen, die nur sehr schwierig zu lösen sind.

Lassen wir jedoch nur kleine Störungen im Vergleich zum Mittelwert zu, d.h.  $A' \ll \bar{A}$ , so können wir zwei Gleichungssätze erzeugen: einen für die mittleren Größen, der den Zustand des ungestörten Mediums beschreibt, also den Gleichgewichtszustand, sowie einen zweiten Satz für die fluktuierenden Größen. Die Gleichungen für den Gleichgewichtszustand hängen nur von den Mittelwerten ab und enthalten keine fluktuierenden Größen. Die Gleichungen für die fluktuierenden Größen dagegen enthalten die fluktuierenden Größen sowie Produkte der mittleren und der fluktuierenden Größen. Alle Produkte fluktuierender Größen sind aufgrund von  $A' \ll \bar{A}$  sehr klein und können daher vernachlässigt werden.

Dieser quasi-lineare Ansatz wird z.B. bei der Herleitung von Wellen häufig verwendet.

### Anwendungsbeispiel: Hydrostatische Grundgleichung

Betrachten wir als einfachstes Beispiel die beiden wichtigsten Terme der Impulsbilanz, d.h. die hydrostatische Gleichung

$$\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g . \quad (\text{B.110})$$

Ersetzen wir jetzt die momentanen Größen  $p$  und  $\varrho$  durch fluktuierende Größen  $p = p_o + p'$  und  $\varrho = \varrho_o + \varrho'$ . Die Grundgleichung (B.110) gilt im stationären Zustand exakt, d.h. sie gilt für den Mittelwert exakt und damit ist

$$\frac{1}{\varrho_o} \frac{dp_o}{dz} = -g . \quad (\text{B.111})$$

$10 \text{ m s}^{-1}$	horizontale Geschwindigkeit $U$	$1 \text{ m s}^{-1}$	Tabelle B.1: Typische Skalen in Atmosphäre (links) und Ozeanen (rechts)
$1 \text{ cm s}^{-1}$	vertikale Geschwindigkeit $W$	$1 \text{ mm s}^{-1}$	
$10^6 \text{ m}$	horizontale Längen $L$	$10^6 \text{ m}$	
$10^4 \text{ m}$	vertikale Längen $D$	$10^4 \text{ m}$	
$10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$	horizontale Druckfluktuationen $\Delta p/\rho$	$10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$	
$10^5 \text{ s}$	Zeitskala $L/U$	$10^6 \text{ s}$	
$10^{-4} \text{ s}^{-1}$	Coriolisparameter $f_o = 2\Omega \sin \phi$	$10^{-4} \text{ s}^{-1}$	

Einsetzen der fluktuierenden Größen in (B.110) liefert

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g = -\frac{1}{\rho_o + \rho'} \frac{\partial}{\partial z} (p_o + p') = -\frac{1}{\rho_o + \rho'} \left( \frac{dp_o}{dz} + \frac{\partial p}{\partial z} \right). \quad (\text{B.112})$$

Zur Vereinfachung dieser Gleichung entwickeln wir den Vorfaktor  $1/(\rho_o + \rho')$  in eine Reihe (das geht, da nach Voraussetzung  $\rho' \ll \rho_o$  ist) und erhalten gemäß Definition der Taylor-Reihe durch

$$f(x+h) = f(x) + \frac{h}{1!} f'(x) + \frac{h^2}{2!} f''(x) + \dots \quad (\text{B.113})$$

für den Vorfaktor

$$\frac{1}{\rho_o + \rho'} = \frac{1}{\rho_o} - \rho' \frac{1}{\rho_o^2} + \dots \quad (\text{B.114})$$

Damit lässt sich (B.112) schreiben als

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \simeq -\left( \frac{1}{\rho_o} - \rho' \frac{1}{\rho_o^2} \right) \left( \frac{dp_o}{dz} + \frac{\partial p}{\partial z} \right). \quad (\text{B.115})$$

Außerdem können wir die übliche Näherung machen, dass Produkte fluktuierender Größen verschwinden. Dann lässt sich für (B.115) auch schreiben

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \simeq \frac{1}{\rho_o} \left[ \frac{\rho'}{\rho_o} \frac{dp_o}{dz} - \frac{\partial p'}{\partial z} \right]. \quad (\text{B.116})$$

Für den ersten Term können wir die exakt geltende Grundgleichung (B.111) für die stationären Größen einsetzen und erhalten

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \simeq -\frac{1}{\rho_o} \left[ \rho' g + \frac{\partial p'}{\partial z} \right] = 0. \quad (\text{B.117})$$

Der letzte Term enthält nur fluktuierende Größen, so dass wir als Gleichung für die fluktuierenden Größen erhalten

$$\frac{\partial p'}{\partial z} + \rho' g = 0. \quad (\text{B.118})$$

Die hydrostatische Grundgleichung zerfällt also in zwei formal völlig gleiche Beschreibungen für den stationären und den fluktuierenden Anteil des Druck- bzw. Dichtefeldes. Damit befinden sich das fluktuierende Dichtefeld und das fluktuierende Druckfeld wieder im hydrostatischen Gleichgewicht.

## B.6 Skalenanalyse

In der Meteorologie und der Ozeanographie ist es üblich, die Größenordnungen der einzelnen Terme in der Bewegungsgleichung durch eine Skalenanalyse abzuschätzen. Dazu werden Größenordnungen für alle relevanten Größen in diesen Gleichungen angegeben und die einzelnen Terme abgeschätzt.

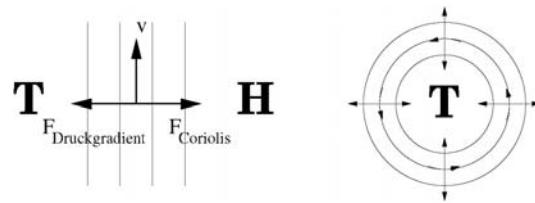


Abbildung B.6: Geostrophischer Wind

### B.6.1 Atmosphäre

Für die synoptischen Systeme in der Meteorologie gelten die im linken Teil von Tab. B.1 gegebenen Werte, wobei der Coriolisparameter  $f_o$  für eine Breite von  $\phi = 45^\circ$  bestimmt wurde. Das typische Verhältnis von 1000:1 von vertikaler zu horizontaler Längenskala findet sich in den Ozeanen ebenso wie in der Atmosphäre, das Verhältnis zwischen Tiefe/Dicke und Ausdehnung können Sie sich anhand eines Blatts Papier veranschaulichen. Für die Darstellung von Profilen impliziert dieses Verhältnis, dass die Skala der vertikalen Achse gegenüber der der horizontalen feiner sein muss.

Mit den typischen Größen aus Tabelle B.1 ergibt sich für die einzelnen Terme

	A	B	C	D	E	F	
xKomp.	$\frac{du}{dt}$	$-2\Omega v \sin \phi$	$+2\Omega w \cos \phi$	$+\frac{uw}{a}$	$-\frac{uv \tan \phi}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	
yKomp.	$\frac{dv}{dt}$	$+2\Omega u \sin \phi$		$+\frac{uw}{a}$	$+\frac{u^2 \tan \phi}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$	(B.119)
Skalen	$\frac{U^2}{L}$	$f_o U$	$f_o W$	$\frac{UW}{a}$	$\frac{U^2}{a}$	$\frac{\Delta p}{\rho L}$	
$\mathcal{O}$ [m/s <sup>-2</sup> ]	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-6}$	$10^{-8}$	$10^{-5}$	$10^{-3}$	

Die bestimmenden Terme sind also die Coriolisbeschleunigung (Term B) und die Druckgradientenbeschleunigung (Term F). Beide liegen eine Größenordnung über der Trägheitsbeschleunigung (Term A).

#### Geostrophische Näherung

Damit lässt sich als die einfachste Näherung an die atmosphärische Bewegung (geostrophische Näherung) der geostrophische Wind einführen. Dieser ist definiert über das Gleichgewicht zwischen Corioliskraft und Druckgradientenkraft und lässt sich formal darstellen als

$$-fv \simeq -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{und} \quad fu \simeq -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (\text{B.120})$$

mit  $f = 2\Omega \sin \phi$  als dem Coriolisparameter. Die Gleichungen enthalten keine zeitliche Ableitung, d.h. sie sind nicht in der Lage die Entwicklung eines Geschwindigkeitsfeldes zu beschreiben. Stattdessen beschreiben sie ein geostrophisches Gleichgewicht, das die ungefähre Beziehung zwischen einem Druckfeld und der horizontalen Bewegung auf synoptischen Skalen gibt. Die beiden Gleichungen (B.120) können auch in vektorieller Form zusammengefasst werden, wobei mit  $\vec{v}_H$  die Horizontalgeschwindigkeit bezeichnet sei und  $\vec{k}$  der Einheitsvektor in vertikaler Richtung ist:

$$\vec{v}_H = \vec{k} \times \frac{1}{\rho f} \nabla p. \quad (\text{B.121})$$

Diese Gleichung beschreibt ein Wirbelfeld  $\vec{v}_H$ : das Geschwindigkeitsfeld bildet konzentrische geschlossene Kurven um den Punkt niedrigsten Drucks.

Anschaulich können wir den geostrophischen Wind wie folgt verstehen: in einem nicht-rotierenden Bezugssystem wäre der Wind als Ausgleichsströmung vom Bereich hohen zum Bereich niedrigen Drucks gerichtet und würde senkrecht zu den Isobaren wehen. Auf der rotierenden Erde wirkt zusätzlich die Corioliskraft. Diese lenkt die Luftpakete nach rechts ab, d.h. der Windvektor wird aus der Richtung senkrecht zu den Isobaren herausgedreht. Diese Drehung setzt sich so lange fort, bis der Wind parallel zu den Isobaren weht und zwar auf der Nordhalbkugel so, dass der tiefe Druck in Richtung der Bewegung links liegt, vgl. Abb. B.6.

Dann wirken zwei Kräfte auf das Luftpaket: nach rechts die ablenkende Corioliskraft und nach links die Druckgradientkraft. Beide Kräfte halten sich das Gleichgewicht und der Wind weht parallel zu den Isobaren.

Der geostrophische Wind ist eine gute und einfache Näherung für das Windfeld in der freien Atmosphäre; die Abweichungen zum realen Wind betragen 5–10%. Ohne diese Abweichungen würden Tiefdruckgebiete unendlich lange leben, da der geostrophische Wind immer um das Tief weht, es aber nie auffüllen kann, da er ja nicht mit einem Transport senkrecht zu den Isobaren verbunden ist.

Auch in der Ozeanographie wird die geostrophische Näherung verwendet, um die grundlegenden Bewegungen, insbesondere den Zusammenhang zwischen Strömungen und einem kleinen Unterschied im Meeresniveau (entsprechend einem kleinen Unterschied im horizontalen Druck) zu erklären.

### Rossby-Zahl

Behält man zusätzlich den nächstgrößeren Term der Bewegungsgleichung, die Trägheitskräfte A, bei, so ergibt sich für die horizontale Bewegungsgleichung

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{und} \quad \frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (\text{B.122})$$

bzw. in vektorieller Form (wieder mit  $\vec{v}_H$  als Horizontalgeschwindigkeit und  $\vec{k}$  als Einheitsvektor in vertikaler Richtung)

$$\frac{d\vec{v}_h}{dt} + \vec{k} \times \vec{v}_H = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (\text{B.123})$$

Diese Gleichung hat den Vorteil, dass sie eine zeitliche Ableitung enthält, d.h. auch die Entwicklung eines Wind- oder Strömungsfeldes beschreiben und damit nicht nur für diagnostische sondern auch für prognostische Zwecke verwendet werden kann. Allerdings ist diese Prognose messtechnisch nicht einfach zu erfassen, da sich die Beschleunigung (Term A) als die Differenz zweier großer Terme (Corioliskraft B und Druckgradientkraft F) ergibt: ein kleiner Irrtum in der Messung der Geschwindigkeiten oder Druckgradienten kann daher zu großen Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Beschleunigung führen.

Ein einfaches Maß zur Bestimmung der relativen Größe der Beschleunigung im Vergleich zur Corioliskraft ist durch das Verhältnis der Skalen der beiden Größen

$$\frac{U^2/L}{f_o U}$$

gegeben. Diese dimensionslose Größe wird als die Rossby-Zahl bezeichnet:

$$Ro = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Corioliskraft}} = \frac{U}{f_o L} \quad (\text{B.124})$$

Eine kleine Rossby-Zahl rechtfertigt die geostrophische Näherung.

### Rossby-Wellen

In Abschnitt 3.4.1 sind wir bereits einer Wellenform begegnet, die sich für große Rossby-Zahlen ergibt, der planetaren Welle bzw. Rossby-Welle. Sie ist für die Ondulation der Polarfront verantwortlich und damit als Leitsystem für die Wettergebilde von großer Bedeutung für die Atmosphäre. In ihrer einfachsten Form lassen sich diese durch die Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters verstehen.

Für die Herleitung der planetaren Welle der Atmosphäre gehen wir von einem gleichförmigen zonalen Geschwindigkeitsfeld  $u$  (das entspricht einer ostwärts gerichteten Strömung, wie sie in unseren Breiten und im Westwindgürtel der Südhalbkugel vorherrschen, also in



den Breiten, in denen sich die planetaren Wellen ausbilden) aus und vernachlässigen jegliche vertikale Geschwindigkeit. Die benötigten Gleichungen sind dann die Impulsbilanz unter Berücksichtigung des Trägheitsterms, also

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - fv = 0, \quad (\text{B.125})$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + fu = 0, \quad (\text{B.126})$$

sowie die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (\text{B.127})$$

Partielles Ableiten von B.125 nach  $y$  und von B.126 nach  $x$  liefert

$$\frac{\partial}{\partial y} \frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial fv}{\partial y} = 0, \quad (\text{B.128})$$

und

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial fu}{\partial x} = 0. \quad (\text{B.129})$$

Subtraktion der beiden Gleichungen liefert

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + f \left( \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) + v \frac{\partial f}{\partial y} = 0, \quad (\text{B.130})$$

wobei berücksichtigt wurde, dass der Coriolisparameter  $f$  nur von der Breite  $y$  nicht aber von der Länge  $x$  abhängt. Die Größe  $\partial v/\partial x - \partial u/\partial y$  ist eine Komponente des Vektors  $\nabla \times \vec{v}$  und wird als Vorticity  $\zeta$  bezeichnet. Sie kann als ein Vektor interpretiert werden, der dem Doppelten der lokalen Winkelgeschwindigkeit eines Flüssigkeitselements entspricht. Die Vorticity wird daher verwendet, um die Wirbelhaftigkeit einer Strömung zu charakterisieren. Der zweite Term in (B.130) verschwindet aufgrund der Kontinuitätsgleichung (B.127). Da der Coriolisparameter nur von der Breite nicht aber von der Zeit abhängt, können wir (B.130) zusammen fassen als

$$\frac{d(\zeta + f)}{dt} = 0. \quad (\text{B.131})$$

Die Größe  $\zeta + f$  wird dabei als *absolute Vorticity* bezeichnet. Sie ergibt sich durch die Kombination der Vorticity  $\zeta$  durch die Rotation des Fluids und der Vorticity aufgrund der Rotation der Erde. Gleichung (B.131) besagt dann, dass unter der Voraussetzung einer nicht-divergenten reibungsfreien Strömung die absolute Vorticity erhalten bleibt.

Zur Lösung von (B.131) machen wir einen Ansatz der Form

$$f = f_o + \beta \quad (\text{B.132})$$

mit  $\beta$  als Konstante, d.h. wir nehmen an, dass der Coriolisparameter linear mit der Breite variiert. Ferner nehmen wir eine gleichförmige ungestörte zonale Strömung  $u_o$  an, der kleine Störungen  $u'$  überlagert sein können. Die Erhaltung der Vorticity B.131 lässt sich dann schreiben als

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_o \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + \beta v' = 0. \quad (\text{B.133})$$

Da wir von einer nicht-divergenten Strömung ausgehen, können wir eine Stromfunktion  $\Psi$  einführen, durch die die Kontinuitätsgleichung B.127 automatisch erfüllt ist, d.h.

$$u' = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad \text{und} \quad v' = \frac{\partial \Psi}{\partial x}. \quad (\text{B.134})$$

Einsetzen in B.133 liefert

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_o \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \Psi + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0. \quad (\text{B.135})$$

Diese Gleichung lässt sich mit einem Wellenansatz der Form

$$\Psi = \Re \left( \psi_0 e^{i(\omega t + kx + ly)} \right) \quad (\text{B.136})$$

lösen unter der Bedingung, dass die Dispersionsrelation

$$c = -\frac{\omega}{k} = u_0 - \frac{\beta}{k^2 + l^2} \quad (\text{B.137})$$

erfüllt ist. Die Geschwindigkeit der zonalen Strömung ist dann  $c - u_0$  mit  $c$  als der Phasengeschwindigkeit der Welle in  $x$ -Richtung. Rossby-Wellen driften also relativ zur darunter liegenden Grundströmung in westlicher Richtung. In der Atmosphäre beträgt die Geschwindigkeit typischerweise wenige Meter pro Sekunde; die Phasengeschwindigkeit nimmt mit der Wellenlänge zu.

### Hydrostatische Näherung

Bisher haben wir die Skalenanalyse nur für die Horizontalkomponente der Bewegungsgleichung durchgeführt. Unter Verwendung der in Tabelle B.1 gegebenen Skalen erhalten wir für die vertikale Komponente der Bewegungsgleichung

z – Komponente	$\frac{dw}{dt}$	$-2\Omega u \cos \phi$	$-\frac{u^2+v^2}{a}$	$=$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$	$-g$	
Skalen	$\frac{UW}{L}$	$f_0 U$	$\frac{U^2}{a}$		$\frac{P_0}{\rho H}$	$g$	·
Ordnung [m s <sup>-2</sup> ]	$10^{-7}$	$10^{-3}$	$10^{-5}$		10	10	

(B.138)

Die bestimmenden Größen sind hier die Druckgradientkraft und die Gravitationskraft, d.h. die Hauptterme der Bewegungsgleichung liefern

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g . \quad (\text{B.139})$$

Die hydrostatische Grundgleichung ist also eine gute Näherung zur Beschreibung der vertikalen Schichtung der Atmosphäre.

Die nächsten relevanten Terme sind die Corioliskraft, die aber mehrere Größenordnungen kleiner ist, also auch nur einen entsprechend geringen Beitrag zur Bewegung liefert.

### B.6.2 Vorticity

Die Bewegungsgleichung (B.65) ist die allgemeine Form einer Bewegungsgleichung, die alle für die Beschreibung atmosphärischer oder ozeanischer Bewegungen relevanten Größen enthält.

In der Atmosphäre und in den Ozeanen kann vielfach die geostrophische Näherung zur Beschreibung des stationären Zustandes verwendet. Die Lösung der geostrophischen Näherung ist eine Strömung im Gleichgewicht zwischen Coriolis- und Druckgradientkraft, die ein Tiefdruckgebiet gegen den Uhrzeigersinn umweht.

### Wirbelhaftigkeit

Die Rotation eines Einzelteilchens beschreiben wir in der klassischen Mechanik durch einen Drehvektor  $\omega$ , der senkrecht auf der Bahnebene des Teilchens steht und dessen Betrag ein Maß für die Winkelgeschwindigkeit ist. Die Bahngeschwindigkeit des Teilchens ergibt sich daraus zu

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r} . \quad (\text{B.140})$$

Für den Drehimpuls  $\vec{L}$  eines Teilchens gilt

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (\text{B.141})$$

wobei  $\vec{p}$  der lineare Impuls ist. Der Drehimpuls ist, ebenso wie der lineare Impuls, eine Erhaltungsgröße. Seine Erhaltung verwenden wir z.B. bei der anschaulichen Interpretation

der Corioliskraft. Die Änderung des Drehimpulses erfordert ein Drehmoment  $\vec{M}$ , für das in Analogie zur Kraft nach dem Newton'schen Axiom gilt

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{r} \times \vec{F}. \quad (\text{B.142})$$

In der Mechanik eines Massenpunktes könnten die Winkelgeschwindigkeit oder besser sogar der Drehimpuls als ein Maß für den durch die Teilchenbewegung beschriebenen Wirbel bilden.

In der Atmosphäre bzw. im Ozean ist die Definition der Wirbelhaftigkeit nicht so einfach, da es sich um ein kontinuierliches Medium handelt. Wir können zwar die Bewegung eines einzelnen Volumenelements in Analogie zur Mechanik eines Massenpunktes beschreiben, um jedoch zur Definition einer lokalen Wirbelstärke zu kommen, müssten wir in diesem Verfahren über alle Massenpunkte summieren, die um den betrachteten Punkt rotieren. Das ist sicherlich nicht sinnvoll.

Stattdessen bedienen wir uns der Beschreibung unseres kontinuierlichen Mediums durch ein vektorielles Geschwindigkeitsfeld  $\vec{v}$ . In diesem ist die lokale Wirbelstärke gegeben durch die Rotation des Feldes

$$\vec{\zeta} = \nabla \times \vec{v} = \text{rot } \vec{v}. \quad (\text{B.143})$$

Komponentenweise erhalten wir

$$\vec{\zeta} = \begin{pmatrix} \zeta_x \\ \zeta_y \\ \zeta_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial w / \partial y - \partial v / \partial z \\ \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \\ \partial v / \partial x - \partial u / \partial y \end{pmatrix}. \quad (\text{B.144})$$

Das sich durch Bildung der Rotation ergebende Vektorfeld ordnet jedem Punkt des Raumes einen Vektor zu, der senkrecht auf dem Wirbel steht und dessen Länge ein Maß für die Wirbelstärke ist. Die dritte Komponente der Vorticity haben wir im Zusammenhang mit der Herleitung der Rossby-Wellen bereits kennen gelernt.

### Vorticity-Gleichung

Betrachtet man eine zweidimensionale Strömung in einer Atmosphäre mit gleichförmiger Dichte, so hatten wir in (B.131) die absolute Vorticity als Erhaltungsgröße kennen gelernt. Wir wollen jetzt eine Gleichung für eine etwas allgemeinere Atmosphäre herleiten. Dazu gehen wir wieder von den beiden horizontalen Bewegungsgleichungen (B.125) und (B.126) aus, leiten erstere partiell nach  $y$  und die zweite partiell nach  $x$  ab und bilden wieder die Differenz. Berücksichtigen wir ferner

$$\frac{df}{dt} = v \frac{\partial f}{\partial y}, \quad (\text{B.145})$$

so erhalten wir für die Änderung der absoluten Vorticity

$$\frac{d}{dt} (\zeta + f) = -(\zeta + f) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (\text{B.146})$$

Diese Gleichung wird als Vorticity-Gleichung bezeichnet. Der erste Term auf der rechten Seite ergibt sich aus der horizontalen Divergenz: ist diese positiv, so fließt Materie aus der betrachteten Region und die Vorticity nimmt ab. Das ist der gleiche Effekt wie bei einem rotierenden Körper, dessen Winkelgeschwindigkeit aufgrund der Erhaltung des Drehimpulses zunimmt, wenn sich sein Trägheitsmoment verringert. Die anderen beiden Terme auf der rechten Seite sind wesentlich kleiner, wie sich durch Skalenanalyse zeigen lässt. Damit kann die Vorticity-Gleichung in erster Näherung auch geschrieben werden als

$$\frac{d_h}{dt} (\zeta + f) = -(\zeta + f) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (\text{B.147})$$

wobei

$$\frac{d_h}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \quad (\text{B.148})$$

andeutet, dass wir uns auf die horizontale Komponente beschränken können.

In einem Medium konstanter Dichte und Temperatur gilt die Kontinuitätsgleichung in der Form

$$\nabla \cdot \vec{v} = \text{div} v = 0. \tag{B.149}$$

Dann lässt sich (B.147) auch in der Form

$$\frac{d_h}{dt}(\zeta + f) = (\zeta + f) \frac{\partial w}{\partial z} \tag{B.150}$$

schreiben. Da wir eine konstante Temperatur vorausgesetzt haben, ist die geostrophische Strömung von der Höhe  $z$  unabhängig. Da außerdem in erster Näherung die Vorticity gleich der der geostrophischen Strömung ist, verändert sich die Vorticity mit der Höhe nicht. Daher können wir (B.150) zwischen den Höhenniveaus  $z_1$  und  $z_2$  integrieren und erhalten mit  $z_2 - z_1 = h$

$$\frac{1}{\zeta + f} \frac{d_h}{dt}(\zeta + f) = \frac{w(z_2) - w(z_1)}{h}. \tag{B.151}$$

Berücksichtigen wir jetzt den Teil des Mediums, der zu einer Zeit zwischen den Niveaus im Abstand  $h$  enthalten ist, so ist

$$\frac{d_h}{dt} = w(z_2) - w(z_1) \tag{B.152}$$

und damit (B.151)

$$\frac{d_h}{dt} \left( \frac{\zeta + f}{h} \right) = 0. \tag{B.153}$$

Diese Gleichung ist eine (einfache) Form der Erhaltung der potentiellen Vorticity. Die wichtigste Auswirkung dieser Gleichung für Atmosphäre und Ozeane betrifft die Strömung über einen Rücken, z.B. eine Bergkette. Wenn eine Säule des Mediums über ein derartiges Hindernis fließt, nimmt seine vertikale Ausdehnung ab. Dann muss die Vorticity  $\zeta$  ebenfalls abnehmen. Eine sich westwärts bewegende Strömung erhält daher bei Überqueren eines Hindernis eine Komponente in Richtung auf den Äquator.

### B.6.3 Ozeane

Die obige Diskussion für die Atmosphäre können wir direkt auf die Ozeane übertragen. Ein Blick auf Tabelle B.1 zeigt, dass sich die räumlichen Skalen nicht unterscheiden. Der wesentliche Unterschied liegt in den Geschwindigkeiten, d.h. es sind alle Terme betroffen, die die Geschwindigkeit enthalten, also insbesondere der Beschleunigungsterm, der advektive Term und die Corioliskraft.

Setzen wir diese Skalen in die Bewegungsgleichung ein, so erhalten wir für die horizontale Komponente in Analogie zu (B.119)

	A	B	C	D	E	F	
x – Komponente	$\frac{du}{dt}$	$-2\Omega v \sin \phi$	$+2\Omega w \cos \phi$	$+\frac{uw}{a}$	$-\frac{uv \tan \phi}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	
y – Komponente	$\frac{dv}{dt}$	$+2\Omega u \sin \phi$		$+\frac{vw}{a}$	$+\frac{u^2 \tan \phi}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$	(B.154)
Skalen	$\frac{U^2}{L}$	$f_o U$	$f_o W$	$\frac{UW}{a}$	$\frac{U^2}{a}$	$\frac{\Delta p}{\rho L}$	
Ordnung [m/s <sup>-2</sup> ]	$10^{-6}$	$10^{-4}$	$10^{-7}$	$10^{-10}$	$10^{-7}$	$10^{-4}$	

und für die vertikale Komponenten in Analogie zu (B.138)

z – Komponente	$\frac{dw}{dt}$	$-2\Omega u \cos \phi$	$-\frac{u^2+v^2}{a}$	$= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$	$-g$	
Skalen	$\frac{UW}{L}$	$f_o U$	$\frac{U^2}{a}$	$\frac{P_o}{\rho H}$	$g$	(B.155)
Ordnung [m s <sup>-2</sup> ]	$10^{-9}$	$10^{-4}$	$10^{-7}$	$1$	$10$	

In beiden Fällen erkennen wir das aus der Atmosphäre bekannte Muster. Die charakteristischen Größen für die Bewegung sind damit

- die *geostrophische Annahme*, d.h. ein stationäres horizontales Strömungsfeld in einem Gleichgewicht aus Corioliskraft und Druckgradientenkraft. In ihm erfolgt die Bewegung parallel zu den Isobaren mit dem Bereich des tieferen Drucks zur Linken.
- die *Rossby-Zahl* als das Verhältnis von Trägheitsterm und Coriolisterm. Ist sie klein, so liefert die geostrophische Näherung eine gute Beschreibung der realen Verhältnisse.
- die *hydrostatische Näherung* beschreibt die vertikale Druckschichtung als ein Gleichgewicht aus Druckgradientenkraft und Gravitation.

## B.7 Zusammenfassung der Grundgleichungen

Zur Beschreibung Atmosphäre und Ozean haben wir also den folgenden Satz von elementaren Gleichungen:

- die Impulsbilanz (oder Bewegungsgleichung)

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla p + \vec{g}^* - 2\vec{\Omega} \times \vec{u}. \quad (\text{B.156})$$

- die Massenbilanz (oder Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{u}. \quad (\text{B.157})$$

- die Zustandsgleichung

$$p = p(\rho, T). \quad (\text{B.158})$$

- die Drehimpulserhaltung (Erhaltung der absoluten Vorticity):

$$\frac{d}{dt} (\zeta + f) = 0. \quad (\text{B.159})$$

## B.8 Spezielle Größen in Atmosphäre und Ozean

### B.8.1 Dynamische Höhe bzw. Geopotential

In der Ozeanographie verwendet man, ebenso wie in der Meteorologie, für die vertikale Koordinate nicht die Höhe bzw. Meerestiefe sondern eine abgeleitete Koordinate, die bei der Beschreibung von Bewegungen effizienter eingesetzt werden kann.

Die Verwendung einer konventionellen Höhenangabe für die vertikale Koordinate ist dann sinnvoll, wenn man z.B. einen Körper auf einer Oberfläche abrollen lässt. Dann liefert die Höhenangabe gleichzeitig Informationen über die potentielle Energie und aus einem Höhengradienten lässt sich die Kraft auf den Körper und damit die Entwicklung seiner Bewegung bestimmen.

In der Atmosphäre oder den Ozeanen ist die Bewegung weniger stark durch Oberflächen bestimmt. Hier ist die vertikale Bewegung (oder Schichtung) durch die Gravitation bestimmt, die horizontale Bewegung dagegen durch die Druckgradienten in einer Ebene. Bei der Herleitung des geostrophischen Flusses in Abschn. B.6.1 werden wir von der Annahme Gebrauch gemacht, dass zur Beschreibung der Bewegung nur die horizontale Komponente zu betrachten ist (bei konstanter vertikaler Komponente) und den Druckgradienten als treibende Kraft verwendet. In diese Beschreibung geht die Vorstellung ein, wir könnten die Wasserelemente auf einer Fläche konstanter potentieller Energie bzw. konstanten Geopotentials bewegen.

Formal können wir das spezifische Volumen und die spezifische Volumen-anomalie verwenden, um die dynamische Höhe oder das Geopotential und die dynamische Höhenanomalie oder die Geopotentialdifferenz herzuleiten. Dazu gehen wir von der hydrostatischen Grundgleichung in der Form

$$\alpha dp = -g dz \quad (\text{B.160})$$

aus. Diese Form wird verwendet, da im Ozean die Dichte in Abhängigkeit vom Druck und nicht in Abhängigkeit von der geometrischen Tiefe angegeben wird. Das Integral der Dichte über einen gewissen Druckbereich, d.h. das Integral über die linke Seite von (B.160) ist die *dynamische Höhe*  $D$ , ihre Einheit ist Energie pro Masse, J/kg, bzw.  $\text{m}^2/\text{s}^2$ :

$$D = \int_{p_1}^{p_2} \alpha \, dp . \quad (\text{B.161})$$

Der Unterschied in der dynamischen Höhe zweier Stationen A und B ist gleich der Differenz im horizontalen Druckgradienten über das gleiche Tiefen- bzw. Druckintervall zwischen den beiden Stationen:

$$D_A - D_B = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_A \, dp - \int_{p_1}^{p_2} \alpha_B \, dp = \int_{p_1}^{p_2} (\alpha_A - \alpha_B) \, dp . \quad (\text{B.162})$$

Zieht man von dieser Gleichung die entsprechenden Größen für den Standardozean ab, so ergibt sich mit der *dynamischen Höhenanomalie* das *Geopotential*  $\Delta D$

$$\Delta D_A - \Delta D_B = \int_{p_1}^{p_2} (\delta_A - \delta_B) \, dp . \quad (\text{B.163})$$

## B.8.2 Die potentielle Temperatur

Die vertikale Bewegung eines Luftpakets in der Atmosphäre bzw. eines Wasserpakets im Ozean ist stets mit einer Volumenänderung verbunden: aufsteigende Materiepakete gelangen in Bereiche geringeren Drucks und expandieren, absinkende Materiepakete dagegen werden komprimiert. Diese Volumenänderung hat auch Konsequenzen für die Temperatur des Materiepakets: diese verringert sich bei Expansion (also beim Aufstieg) und nimmt bei Kompression zu. Ein Wasserpaket, das in 5000 m Wassertiefe mit einer Temperatur von  $1^\circ\text{C}$  startet, hat bei seiner Ankunft an der Wasseroberfläche nur eine Temperatur von  $0.58^\circ\text{C}$ . Welchen Wert geben wir als die Temperatur des Wasserpakets an? Wir haben zwei Bezugsmöglichkeiten: wir können die in-situ Temperatur als die gemessene Temperatur angeben und erhalten dann für die Temperatur des Wasserpakets verschiedene Werte, je nachdem in welcher Tiefe wir diese bestimmen. Oder wir können dem Wasserpaket eine konstante Temperatur zuordnen, die es unabhängig von der Wassertiefe hat, und die es annehmen würde, wenn wir es adiabatisch, d.h. ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung, an die Wasseroberfläche befördern würden. Letzteres wären die  $0.58^\circ$  in obigem Beispiel, diese Temperatur wird als die *potentielle Temperatur* bezeichnet. Oder als Definition: die potentielle Temperatur ist die Temperatur, die ein Wasserelement annimmt, wenn wir es adiabatisch auf das Meeresniveau heben.

Das Konzept der *potentiellen Temperatur* lässt sich aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik herleiten: die Änderung der inneren Energie  $U$  in einer Masse setzt sich zusammen aus der der Masse zugeführten Wärme  $Q$  und der an der Masse verrichteten Arbeit  $W$

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta W . \quad (\text{B.164})$$

Gehen wir davon aus, dass kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet, d.h. der Prozess verläuft adiabatisch, so gilt

$$\Delta U = \Delta W . \quad (\text{B.165})$$

Die Änderung der inneren Energie  $U$  muss also gleich der an der Materie verrichteten Arbeit sein.

*Beispiel:* Für ein ideales Gas könnten wir mit Hilfe der Gasgleichung einen einfachen Zusammenhang zwischen der Änderung der inneren Energie und der verrichteten Arbeit angeben. Es wäre

$$dU = -p \, dV . \quad (\text{B.166})$$

Unter Verwendung der Gasgleichung und der Abkürzung  $c_p - c_V = R$  ergibt sich

$$c_p dT = -RT \frac{dV}{V} . \quad (\text{B.167})$$

Integration führt zuerst auf

$$\int \frac{dT}{T} = - \left( \frac{c_p}{c_V} - 1 \right) \int \frac{dV}{V} \quad (\text{B.168})$$

und dann auf

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const} , \quad (\text{B.169})$$

wobei  $\gamma = c_p/c_V$  als das Verhältnis der spezifischen Wärmen verwendet wurde. Umschreiben der Gleichung liefert verschiedene Formen der *Poisson-Gleichung*

$$T V^{\gamma-1} = \text{const} , \quad (\text{B.170})$$

$$p V^\gamma = \text{const} \quad (\text{B.171})$$

oder

$$\frac{T^\gamma}{p^{\gamma-1}} = \text{const} . \quad (\text{B.172})$$

□

Die potentielle Temperatur ist bestimmt durch die in-situ Temperatur des Wasservolumens und die Variation der Temperatur mit dem Druck:

$$\vartheta = T - \Delta\vartheta = T + \int_0^p \frac{\partial T_{\text{ad}}}{\partial p} dp . \quad (\text{B.173})$$

Typische Werte von  $\Delta\vartheta$  liegen im Bereich von 0.1°C pro 1000 db.

## Fragen

**Frage 171** Die hydrostatische Grundgleichung lässt sich aus der Navier–Stokes Gleichung ableiten. Wie?

**Frage 172** Beschreiben Sie die Elemente des Schubspannungstensors. Auf welche Größen reduziert sich der Schubspannungstensor in einem reibungsfreien Medium?

**Frage 173** Wie lässt sich die kinematische Viskosität definieren?

**Frage 174** Welche Bedeutung hat die mittlere freie Weglänge?

**Frage 175** Was sind die Tangential- und die Normalspannungen im Schubspannungstensor?

**Frage 176** Wie ist die Schubspannung definiert?

**Frage 177** In der Bewegungsgleichung tritt zwar die Corioliskraft explizit auf, nicht jedoch die Zentrifugalkraft. Mit welcher Begründung lässt sich diese Vereinfachung machen?

**Frage 178** Was versteht man unter effektiver Gravitationsbeschleunigung?

**Frage 179** Welche physikalischen Prozesse werden in der Bewegungsgleichung berücksichtigt?

**Frage 180** Welche physikalischen Gründe gibt es, sowohl im Ozean als auch in der Atmosphäre die vertikale und die horizontale Bewegung getrennt zu beschreiben?

**Frage 181** Was verstehen Sie unter Linearisierung von Gleichungen?

**Frage 182** Gelten die Grundgleichungen wie Bewegungsgleichung oder Kontinuitätsgleichung für Momentanwerte oder mittlere Größen? Was bedeutet dies für die Anwendung auf Beobachtungen?

**Frage 183** Welches Ziel verfolgt die Skalenanalyse?

**Frage 184** Welche Terme erweisen sich bei der Salenanalyse der Bewegungsgleichung als dominant für die vertikale Bewegung, welche für die horizontale?

**Frage 185** Wie kommt man auf die geostrophische Näherung?

**Frage 186** Die geostrophische Näherung kann für die Atmosphäre ebenso verwendet werden wie für Ozeane. Nennen Sie einfache Anwendungsbeispiele.

**Frage 187** Welches atmosphärische Phänomen lässt sich durch die geostrophische Näherung beschreiben?

**Frage 188** Veranschaulichen Sie (graphisch) warum sich in der geostrophischen Näherung ein Isobaren-paralleler Strom ergibt und nicht ein dem Druckgradienten entgegengesetzter Strom.

**Frage 189** Warum wird die geostrophische Näherung eher zur Beschreibung der Ozeane als in der Atmosphäre verwendet?

**Frage 190** Welche Bedeutung hat die geostrophische Näherung in der Wettervorhersage?

**Frage 191** Die Rossby-Zahl kann verwendet werden, um ein Maß für die Güte der geostrophischen Näherung zu liefern. Was geht in die Rossby-Zahl ein?

**Frage 192** Was versteht man unter einer planetaren Welle?

**Frage 193** Was ist eine Rossby-Welle? Wie lässt sie sich herleiten?

**Frage 194** Was ist für die Ondulation der Polarfront (Rossby-Welle) verantwortlich?

**Frage 195** Alcatraz, eine kleine Insel in der Bucht von San Franzisko dicht an der Golden Gate Bridge, galt lange Zeit als ein sehr sicheres Gefängnis, da Ausbrecher keine Chance hatten, schwimmend das Festland zu erreichen. Zur physikalischen Erklärung müssen Sie berücksichtigen, dass der Pazifik Gezeiten hat und dass das Golden Gate eine Meerenge zwischen dem freien Pazifik und der Bucht von San Franzisko ist.

## Aufgaben

**Aufgabe 14** Zerlegen Sie die einzelnen Terme der Bewegungsgleichung in ihre Komponenten in einem mit der Erde rotierenden kartesischen Koordinatensystem.



# Anhang C

## Lösungen zu einigen Aufgaben/Fragen

### C.1 Fragen

**115:** Die Photosphäre der Sonne strahlt in erster Näherung wie ein schwarzer Strahler, sie bildet also eine optisch dicke Schicht. Die darüberliegende Korona ist zwar wesentlich heißer, dafür aber auch nur sehr dünn. Daher emittiert die Korona nur sehr wenig Strahlung, sie kann die darunterliegende Photosphäre also nicht überstrahlen, so wie wir es alleine aus dem Vergleich der Strahlungskurven zweier schwarzer Körper mit den Temperaturen von 6 000 K bzw. 1 Mio. K erwarten würden. Wäre die Korona optisch dick, so würden wir natürlich auch keine Informationen über die photosphärische Strahlung erhalten, da diese ja vollständig in der Korona absorbiert würde. Aus dem gleichen Grund können wir bei der gegebenen Sonne auch keine Strahlung aus den unterhalb der Photosphäre liegenden Schichten sehen. Gleichzeitig bedeutet die optisch dünne Korona daher auch, dass die photosphärische Strahlung nahezu ungehindert passieren kann, außer eben in den Frequenzen, bei denen sich starke Absorber finden, was zu den charakteristischen Linien im Sonnenlichtspektrum führt.

### C.2 Aufgaben

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Querschnitt durch die Atmosphäre . . . . .	2
1.2	Absorption äußerer Einflüsse in der Atmosphäre . . . . .	3
1.3	Ozonloch über dem Südpol . . . . .	8
1.4	Nachleuchtende Wolke . . . . .	10
1.5	Polarlicht . . . . .	10
1.6	Fieberkurve eines Planeten . . . . .	11
1.7	Spurengaskonzentrationen seit 1000 . . . . .	12
1.8	Spurengaskonzentrationen und Temperatur . . . . .	13
2.1	Wetterhütte . . . . .	17
2.2	Wolken: Klassifikationsschema . . . . .	20
2.3	Skalen atmosphärischer Prozesse . . . . .	22
2.4	Stationskarte und Bodenwetterkarte . . . . .	24
2.5	Stationsangabe für eine Wetterkarte . . . . .	25
2.6	Stationsangabe erläutert . . . . .	26
2.7	Höhen- und Bodenwetterkarte für eine Nordwest-Wetterlage . . . . .	27
2.8	Bodenwetterkarte und Vorhersagekarte . . . . .	28
2.9	Struktur einer stationären Warmfront . . . . .	30
2.10	Struktur einer Warmfront . . . . .	31
2.11	Struktur einer Kaltfront . . . . .	32
2.12	Okklusion . . . . .	32
2.13	Lebenszyklus einer Zyklone in mittleren Breiten . . . . .	33
2.14	Zur Erläuterung typischer Wetterabläufe beim Durchzug einer Zykloen . . . . .	34
2.15	Westwetterlage . . . . .	35
2.16	Südföhnlage . . . . .	36
2.17	Stauwetterlage . . . . .	37
2.18	Hochdrucklage . . . . .	39
2.19	Gewitterlage . . . . .	40
2.20	Struktur eines Hagelsturms . . . . .	41
2.21	Vb-Wetterlage . . . . .	42
3.1	Sonne in verschiedenen Wellenlängen . . . . .	48
3.2	Korona im Solarzyklus . . . . .	48
3.3	Temperatur solare Atmosphäre . . . . .	49
3.4	Aufbau der Sonne . . . . .	49
3.5	Energiespektrum der solaren Strahlung . . . . .	51
3.6	Energieerzeugung im Inneren der Sonne . . . . .	52
3.7	Schmetterlingsdiagramm und Sonnenfleckenzahl . . . . .	54
3.8	Flare in elektromagnetischer Strahlung . . . . .	55

3.9	Solares Spektrum und solare Aktivität . . . . .	56
3.10	Sonnenstand und Strahlungsstrom . . . . .	57
3.11	Globale Verteilung der Albedo . . . . .	58
3.12	Breitenverteilung der Strahlungsbilanz und der Albedo . . . . .	58
3.13	Strahlungsbilanz Oberkante der Atmosphäre – saisonal . . . . .	60
3.14	Modellexperiment Äquator–Pol Strömung, ruhend und rotierend . . . . .	61
3.15	Hypothetische und reale Hadleyzirkulation . . . . .	62
3.16	Idealisierte zonale Strömung und Tiefdruckgebiete . . . . .	63
3.17	Meridionale Zirkulation und Klimazonen . . . . .	63
3.18	Oberflächenströmungen der Ozeane . . . . .	64
3.19	Thermohaline Zirkulation . . . . .	64
3.20	Quietscheenten . . . . .	65
3.21	Simulierte Driftbahnen . . . . .	66
3.22	ENSO schematisch . . . . .	67
3.23	Walker-Zirkulation . . . . .	68
3.24	Meeresoberflächentemperaturen mit und ohne El Niño . . . . .	69
3.25	Anomale Wetterlagen bei ENSO . . . . .	70
3.26	Jets bei ENSO . . . . .	71
3.27	Positive und negative Phase der NAO . . . . .	72
3.28	NAO-Index von 1864–2003 . . . . .	73
3.29	Rossby-Welle auf der Nordhalbkugel . . . . .	73
3.30	Zyklogenese . . . . .	74
3.31	Grenzfläche zwischen zwei Flüssigkeiten unterschiedlicher Dichte . . . . .	75
3.32	Temperatur- und Höhenprofil des Golfstroms . . . . .	76
3.33	Golfstrom: Infrarot-Aufnahme . . . . .	77
3.34	Grenzflächenneigung in einer (Anti-)Zyklone . . . . .	78
3.35	Grenzflächenneigung bei stetiger Dichteschichtung . . . . .	78
3.36	Geschwindigkeit im Golfstrom . . . . .	79
3.37	Dynamische Topographie der Meeresoberfläche im Nordatlantik . . . . .	80
4.1	Klimadiagramme für verschiedene Stationen in der Schweiz . . . . .	87
4.2	Karte zur Lokalisierung der Klimadiagramme aus Abb. 4.1 . . . . .	88
4.3	Temperaturtrend in der Schweiz . . . . .	89
4.4	Wetter vs. Klima, Zürich, 2005 . . . . .	90
4.5	Wetter vs. Klima, Zürich, 1994 . . . . .	91
4.6	Wetter vs. Klima, Zürich, 1879 . . . . .	92
4.7	Wetter vs. Klima, Zürich, 1865 . . . . .	93
4.8	Wetter vs. Klima, Zürich, 1873 . . . . .	94
4.9	Wetter vs. Klima, Zürich, 1877 . . . . .	95
4.10	Wetter vs. Klima, Zürich, 1923 . . . . .	96
4.11	Wetter vs. Klima, Zürich, 1964 . . . . .	97
4.12	Wetter vs. Klima, Zürich, 1979 . . . . .	98
4.13	Wetter vs. Klima, Zürich, 1986 . . . . .	98
4.14	Möglichkeiten für Klimaänderungen . . . . .	99
4.15	Beobachtete saisonale Temperaturtrends . . . . .	102
5.1	Das Klimasystem als offenes System . . . . .	107
5.2	Definition der differentiellen Intensität . . . . .	109
5.3	Zustrahlung zwischen zwei Flächenelemente . . . . .	109
5.4	Zur Definition der optischen Tiefe . . . . .	110
5.5	Thermodynamisches Gleichgewicht . . . . .	111
5.6	Planck'sches Strahlungsgesetz . . . . .	112
5.7	0D-Modell zur Bestimmung der Effektivtemperatur . . . . .	113
5.8	Effektivtemperaturen von Sonne und Erde und Absorptionsbanden . . . . .	115
5.9	Optische Schichten . . . . .	117

5.10	Strahlungstransport, 1D Modell . . . . .	123
5.11	Optisch dünne Schicht am Rand der Atmosphäre . . . . .	125
5.12	Temperaturverlauf bei Strahlungstransport im 1D Modell im Vergleich zur Beobachtung . . . . .	126
5.13	Temperaturschichtung und Stabilität . . . . .	129
5.14	Tagesgang Temperatur . . . . .	130
5.15	Temperaturschichtung und Rauchfahnen . . . . .	131
5.16	Dichteschichtung bei Sonnenuntergang . . . . .	131
5.17	Aufstieg eines feuchten Luftpakets . . . . .	132
5.18	Absolute Instabilität . . . . .	133
5.19	Absolute Stabilität . . . . .	134
5.20	Konditionelle Instabilität . . . . .	135
5.21	Erzwungene Konvektion . . . . .	136
5.22	Wärmeinsel Stadt . . . . .	137
5.23	Staubglocke Stadt . . . . .	139
5.24	Energiebilanz Erde–Atmosphäre . . . . .	140
5.25	Energiebilanz kurz gefasst . . . . .	141
5.26	Die Atmosphäre in der Teetasse . . . . .	141
5.27	Haupttypen Luftverschmutzung . . . . .	143
5.28	Photosmog . . . . .	144
5.29	pH-Werte . . . . .	145
5.30	Stickoxide und Schwefeldioxid (Einträge USA) . . . . .	146
5.31	Staubtrajektorien . . . . .	147
5.32	Äquatoriale Headley-Zelle . . . . .	149
5.33	Vertikalschnitt im Jet . . . . .	149
5.34	Stratosphärische Meridionalzirkulation . . . . .	150
5.35	Lebensdauern von Spurengasen . . . . .	151
5.36	Stoffquelle Brüssel . . . . .	152
5.37	Strahlungsabsorption . . . . .	155
5.38	Absorptionsbanden . . . . .	156
5.39	Methan-Entwicklung . . . . .	158
5.40	CO <sub>2</sub> -Kreislauf I . . . . .	158
5.41	CO <sub>2</sub> -Kreislauf II . . . . .	159
5.42	Der Klassiker: Mauna-Loa Kurve . . . . .	160
5.43	Hemisphärisches CO <sub>2</sub> . . . . .	161
5.44	Hemisphärisches Methan . . . . .	163
5.45	Beiträge zum Treibhauseffekt . . . . .	168
5.46	Strahlungsantrieb verschiedener TWS . . . . .	169
5.47	Äquivalenzradien für verschiedene Aerosol- und Hydrosolpartikel . . . . .	170
5.48	Globale Verteilung verschiedener Aerosole . . . . .	172
5.49	Teilchenzahldichte als Funktion der Höhe für Aerosole und Meersalzkerne . . . . .	173
5.50	Größenspektrum stratosphärischer Aerosole . . . . .	174
5.51	Eruptionswolke des Krakatau-Ausbruches im Jahre 1883 . . . . .	174
5.52	Aufweitung der Staub- und Aschewolke des Krakatau . . . . .	175
5.53	Klimatische Eigenschaften der Aerosole . . . . .	176
5.54	Änderungen in Einstrahlung und Temperaturanomalien bei Vulkanausbrüchen . . . . .	177
5.55	Wasserdampfübersättigung an Tröpfchenoberfläche . . . . .	179
5.56	Gleichgewichtssättigung . . . . .	180
5.57	Aerosole und Tröpfchenbildung . . . . .	181
5.58	Kopplung Ozean–Atmosphäre in ECHAM5 . . . . .	182
5.59	Charakteristische Skalen für Ozean und Atmosphäre . . . . .	183
5.60	Gitter zur Klimasimulation . . . . .	184
5.61	Simulierte Temperatur seit 1870 . . . . .	185
5.62	Temperaturtrends mit und ohne Aerosole . . . . .	186

5.63	Einschwingverhalten eines Klimamodells . . . . .	187
5.64	Temperatur bei CO <sub>2</sub> -Verdopplung I . . . . .	188
5.65	Temperatur bei CO <sub>2</sub> -Verdopplung II . . . . .	189
5.66	Änderung Niederschläge bei CO <sub>2</sub> -Verdopplung I . . . . .	190
5.67	Änderung Niederschläge bei CO <sub>2</sub> -Verdopplung II . . . . .	191
5.68	Änderung Bodenfeuchte bei CO <sub>2</sub> -Verdopplung I . . . . .	192
5.69	Änderung Bodenfeuchte bei CO <sub>2</sub> -Verdopplung II . . . . .	193
5.70	Änderung Druck auf Meereshöhe bei CO <sub>2</sub> -Verdopplung . . . . .	195
5.71	Emissionsszenarien und CO <sub>2</sub> -Konzentrationen . . . . .	199
5.72	Temperaturentwicklung im transienten Modell . . . . .	200
5.73	Temperaturänderung am Boden . . . . .	201
5.74	Zeitliche Entwicklung Niederschläge . . . . .	201
5.75	Niederschlagsänderungen im Januar und Juli, Szenario A1B . . . . .	202
5.76	zeitliche Entwicklung globaler Meeresspiegel . . . . .	203
5.77	Zeitliche Entwicklung der Umwälzbewegung im Nordatlantik . . . . .	203
5.78	Prozentuale Änderung von jährliche Extremniederschlägen . . . . .	204
5.79	Veränderung der Temperatur in Europa 2041–2050 . . . . .	205
5.80	Veränderung der Temperatur in Europa 2091–2100 . . . . .	205
5.81	Veränderung der Niederschläge in Europa 2041–2050 . . . . .	206
5.82	Veränderung der Niederschläge in Europa 2091–2100 . . . . .	206
5.83	Veränderung der Zahl der Frosttage und der heißen Tage . . . . .	207
5.84	Wolken und Tagesgang der Temperatur . . . . .	208
5.85	Kopplung zwischen Wolken, Klima und Chemie . . . . .	209
5.86	Phaenologie weist Stadteffekt nach . . . . .	210
5.87	Temperaturdifferenzen Stadt–Land . . . . .	211
5.88	Jahresmitteltemperaturen Karlsruhe seit 1799 . . . . .	213
5.89	Oberflächentemperaturen seit 1700 . . . . .	214
5.90	Interne Variabilität Klimasimulation . . . . .	215
5.91	Arktischer geothermischer Temperaturgradient . . . . .	217
6.1	Januar-Temperaturen in der Stratosphäre . . . . .	224
6.2	Temperaturen in der Stratosphäre . . . . .	225
6.3	Temperaturen in der Stratosphäre . . . . .	226
6.4	Meridionalzirkulation in der Stratosphäre . . . . .	227
6.5	Quasi-biennial Oscillation QBO . . . . .	228
6.6	Zusammenhang Poltemp und Sonnenaktivität für West-QBO . . . . .	229
6.7	Höhenprofile Ozonabbau . . . . .	230
6.8	Bodennahes Ozon . . . . .	231
6.9	Globale Verteilung Ozon-Gesamtsäule . . . . .	232
6.10	Ozonbildungsmechanismen . . . . .	233
6.11	Höhenverteilung Ozon . . . . .	235
6.12	Variation Gesamtozon . . . . .	237
6.13	Breitenabhängigkeit Ozon . . . . .	237
6.14	Kopplung Tropo- und Stratosphäre . . . . .	238
6.15	Antarktisches Ozon . . . . .	239
6.16	Katalytische HO <sub>x</sub> Zyklen . . . . .	240
6.17	Katalytische NO <sub>x</sub> -Zyklen . . . . .	242
6.18	Katalytische ClO <sub>x</sub> -Zyklen . . . . .	243
6.19	Vertikale Ozonvariation . . . . .	244
6.20	Variationen Ozonschicht . . . . .	244
6.21	Modellierung anthropogene Ozonvariation . . . . .	245
6.22	Höhenprofil des Ozon im Ozonloch . . . . .	246
6.23	Gesamtozon Südhemisphäre . . . . .	247
6.24	Ozonloch über dem Nordpol . . . . .	247

6.25	Stratosphärische Wolken . . . . .	248
6.26	Ozonloch . . . . .	248
6.27	Sonnenflecken und Ozon . . . . .	249
6.28	Gesamtozonsäule im Solarzyklus . . . . .	250
6.29	Energiereiche Teilchen und Ozon . . . . .	251
6.30	Ozon und Vulkanausbrüche . . . . .	251
6.31	Tagesgang UV und bodennahes Ozon . . . . .	252
6.32	Troposphärisches Ozon weltweit . . . . .	254
6.33	Physiologische Effekte troposphärischen Ozons . . . . .	256
6.34	Schadenswirkung Ozon auf Blätter . . . . .	257
6.35	Stratosphäre: gekoppelte Prozesse . . . . .	258
6.36	Katalytische Kreisläufe stratosphärisches Ozon . . . . .	259
7.1	Nachleuchtende Wolke . . . . .	262
7.2	Geometrie zur Entstehung einer NLC . . . . .	263
7.3	NLC aus dem Weltraum . . . . .	263
7.4	Variation Verteilung NLCs während der Saison . . . . .	264
7.5	NLC Nächte . . . . .	264
7.6	NLC-Beobachtungen . . . . .	266
8.1	Nomenklatur obere Atmosphäre . . . . .	269
8.2	Dichte der Komponenten bis 1000 km . . . . .	270
8.3	Variation Atmosphärendruck . . . . .	271
8.4	Temperaturverlauf Thermosphäre . . . . .	273
8.5	Zusammensetzung Hochatmosphäre . . . . .	274
8.6	Tagesgang der Temperatur in der Hochatmosphäre . . . . .	275
8.7	Zirkulation der Thermosphäre . . . . .	276
8.8	Zirkulation der Neutralatmosphäre in 80 und 100 km Höhe . . . . .	277
8.9	Stoßzahl und mittlere freie Weglänge in der Exosphäre . . . . .	279
8.10	Geschwindigkeit Luftmoleküle . . . . .	280
8.11	Geschwindigkeitsverteilungen verschiedener Gase bei 1000 K . . . . .	282
8.12	Tägliche Dichteveränderung . . . . .	283
8.13	Satellitenorbit und Luftwiderstand . . . . .	285
8.14	Bahnparameter Sputnik und Luftwiderstand . . . . .	285
8.15	Abbremsung SMM . . . . .	286
8.16	Globaler elektrischer Stromkreis . . . . .	287
8.17	Reflektion von Wellen an der Ionosphäre . . . . .	290
8.18	Sonnenspektrum im UV und EUV . . . . .	293
8.19	Verknüpfung photochemischer Reaktionen . . . . .	293
8.20	Elektronenzahldichte und Gesamteilchenzahldichte . . . . .	294
8.21	Entstehung Chapman Profil . . . . .	296
8.22	Abhängigkeit Chapman-Profil vom Sonnenstand . . . . .	297
8.23	Bildung zweier Schichten . . . . .	298
8.24	Übersicht Ionosphärenschichten . . . . .	299
8.25	D-Schicht Chemie . . . . .	300
8.26	Dichteverlauf verschiedener Ionensorten . . . . .	301
8.27	Variabilität der Ionosphäre . . . . .	301
8.28	Energieaustausch zwischen geladener und neutraler Komponente . . . . .	302
8.29	Ausbreitung von Radiowellen in der Ionosphäre . . . . .	304
8.30	Struktur der Magnetosphäre . . . . .	306
8.31	Birkelandströme in der Ionosphäre . . . . .	306
8.32	Szenario für das Magnetosphäre–Ionosphäre–Stromsystem . . . . .	307
8.33	Stromsysteme in Magnetosphäre und Ionosphäre . . . . .	308
8.34	Plasmakonvektion . . . . .	309

9.1	Bahnen und relative Größen der Planeten . . . . .	313
9.2	Abnahme solarer Fluss und Effektivtemperatur mit dem Abstand von der Sonne	314
9.3	Erdähnliche Planeten von außen . . . . .	315
9.4	Relative Größen und Abstände der erdähnlichen Planeten . . . . .	316
9.5	Datenblatt des Merkur . . . . .	317
9.6	Temperaturschichtung der Venusatmosphäre . . . . .	318
9.7	Venus: Wolkenschichten und Windgeschwindigkeiten . . . . .	319
9.8	Zirkulationssystem Venus . . . . .	320
9.9	Wolkenbedeckung der Venus . . . . .	320
9.10	Vulkanische Gase auf Erde und Venus im Vergleich . . . . .	321
9.11	Plasmasphäre der Venus . . . . .	321
9.12	Datenblatt der Venus . . . . .	322
9.13	Datenblatt Mars . . . . .	323
9.14	Temperaturprofile der erdähnlichen Planeten . . . . .	324
9.15	Atmosphäre des Titan . . . . .	326
9.16	Formation eines Planeten . . . . .	328
9.17	Erwärmung und Ausbildung der Erde aus einem homogenen Körper . . . . .	330
9.18	Vulkanismus und Atmosphärenentwicklung . . . . .	331
9.19	Zunahme des Sauerstoffgehalts während der Entwicklung der Erde . . . . .	332
9.20	Evolution der Lebensformen . . . . .	333
10.1	Anomalie der Weltmitteltemperatur mit gleitenden Mitteln über 10 Jahre . .	342
10.2	Trend der bodennahen Lufttemperatur zwischen 1890 und 1985 in Abhängigkeit von der geographischen Breite und der Jahreszeit . . . . .	343
10.3	Trend der jährlichen Mitteltemperatur für England, Europa und Griechenland	344
10.4	Zahl der Tage pro Jahr mit vorherrschenden westlichen Winden über den bri- tischen Inseln . . . . .	345
10.5	Zahl der Tage mit typischen Großwetterlagen über Europa . . . . .	346
10.6	Variation der Niederschlagsintensität als Abweichung vom Mittelwert . . . . .	347
10.7	Mittlere Boden nahe Lufttemperatur auf der Nordhalbkugel seit 1579 . . . . .	348
10.8	Rekonstruktion des mittleren Temperaturverlaufs auf der nördlichen Halbku- gel für die letzten 10 000 Jahre . . . . .	349
10.9	Ausdehnung Tschad-See . . . . .	349
10.10	Feuchtigkeit seit 400 v.Chr. . . . .	350
10.11	Temperaturrekonstruktion vergangene 1000 Jahre . . . . .	351
10.12	Sturmfluten seit 2000 Jahren . . . . .	351
10.13	Nordatlantik während der Würm-Eiszeit . . . . .	352
10.14	Nordatlantik im Quartär . . . . .	352
10.15	Regionale Temperaturdifferenzen im Maximum der letzten Vereisung . . . . .	353
10.16	Lebenszyklus der Kontinente . . . . .	354
10.17	Temperatur und Spurengase während der letzten 160 000 Jahre . . . . .	355
10.18	Eis- und Warmzeiten . . . . .	355
10.19	Rekonstruktion 3.8 Milliarden Jahre . . . . .	356
10.20	Externe Einflüsse auf das Klimasystem . . . . .	356
10.21	Gilliland Hypothese . . . . .	357
10.22	Gilliland Hypothese II . . . . .	358
10.23	Variation der Erdbahnparameter . . . . .	359
10.24	Globaler Rückgang der Gletscher . . . . .	361
10.25	Querschnitt einer Eiskappe und eines Gletschers . . . . .	362
10.26	Rhone-Gletscher: Längenabnahme . . . . .	363
10.27	Gornergletscher: Längenabnahme . . . . .	364
10.28	Ausdehnung des Gornergletschers zu verschiedenen Zeiten . . . . .	365
10.29	Aletschgletscher: Längenabnahme . . . . .	366
10.30	Ausdehnung des Aletschgletschers zu verschiedenen Zeiten . . . . .	367

10.31	Klimavariationen auf verschiedenen Zeit- und Temperaturskalen . . . . .	368
11.1	Schwankungen der Solarkonstante . . . . .	372
11.2	Sonnenfleckenanzahl und Solarkonstante . . . . .	373
11.3	Variabilität des Sonnenspektrum . . . . .	374
11.4	Zusammenhang Solarkonstante und Effektivtemperatur . . . . .	375
11.5	Solarzykluslänge und globale Temperatur . . . . .	376
11.6	Korrelation zwischen galaktischer kosmischer Strahlung und tief liegenden Wolken . . . . .	377
11.7	Wolken, solarer Fluss und galaktische kosmische Strahlung . . . . .	377
11.8	Räumliche Korrelationsmuster Wolken und galaktische kosmische Strahlung .	378
11.9	Korrelation verschiedener Wolkentypen mit der galaktischen kosmischen Strah- lung . . . . .	379
11.10	Korrelation zwischen Brutpaaren von Störchen und Geburtenrate . . . . .	380
11.11	Übersicht Solar–Terrestrische Beziehungen . . . . .	381
11.12	Physik und Maunder–Minimum . . . . .	383
11.13	Sonnenfleckenanzzeichnung Hevelius . . . . .	384
11.14	Sonnenfleckenrelativzahl seit 1610 . . . . .	385
11.15	Sonnenflecken(relativ)zahl im Maunder–Minimum . . . . .	385
11.16	Rotation der Sonne im Maunder–Minimum . . . . .	386
11.17	Sonnendurchmesser im Maunder–Minimum . . . . .	387
11.18	Sonnenflecken und Polarlichter . . . . .	387
11.19	Polarlichter im Maunder–Minimum . . . . .	388
11.20	Kosmogene Nuklide . . . . .	389
11.21	Modulation . . . . .	390
11.22	Radiokarbon während der letzten 7000 Jahre . . . . .	390
11.23	Radiokarbon, 2000 Jahre . . . . .	391
11.24	<sup>10</sup> Be in Eisbohrkernen . . . . .	392
11.25	Solare Variabilität und Klimaparameter . . . . .	393
11.26	Babcock–Modell des solaren Dynamos . . . . .	395
11.27	Radialer Geschwindigkeitsgradient der Sonne . . . . .	397
11.28	Solarkonstante (rekonstruiert) . . . . .	397
11.29	Nitratschichten in Eisbohrkernen . . . . .	400
11.30	Dürrezyklen im Mittleren Westen . . . . .	402
11.31	Dürreindex und Sonnenfleckenanzahl . . . . .	402
11.32	Wiederkehrindex geomagnetischer Störungen . . . . .	403
11.33	Sektorgrenzen und Vorticity–Index . . . . .	404
11.34	Wettervorhersage und Sektorgrenzen . . . . .	404
11.35	Thunderstromarea . . . . .	405
11.36	Sektorgrenzen und Transport über die Stratopause . . . . .	406
11.37	Mechanismen . . . . .	408
11.38	Bastille Day event . . . . .	409
11.39	Bethe–Bloch equation . . . . .	411
11.40	Bastille Day event: particle intensities and ionization rates . . . . .	412
11.41	Bastille Day event: observed and modeled NO <sub>x</sub> production and ozone depletion	412
11.42	Tracks of electrons and protons in a model atmosphere . . . . .	414
11.43	Energy losses of protons: Monte Carlo vs. Bethe–Bloch . . . . .	415
11.44	Energy losses of electrons: Monte Carlo vs. Bethe–Bloch . . . . .	416
11.45	Ionization rates: combined electrons and protons . . . . .	417
11.46	Ozone depletion following the October/November 2003 event series . . . . .	419
11.47	October 1989 event and the atmosphere . . . . .	420
11.48	Ionization during the solar cycle . . . . .	421
11.49	Total ozone column during the solar cycle . . . . .	422
11.50	Ozone variation without geomagnetic field . . . . .	423



---

11.51	Variation in ozone and temperature . . . . .	424
11.52	Zusammenfassung Solarzyklus . . . . .	424
B.1	Hydrostatische Grundgleichung . . . . .	435
B.2	Kräfte auf ein Volumenelement . . . . .	440
B.3	Brown'sche Bewegung . . . . .	444
B.4	Innere Reibung; Ableiten der Flüssigkeitsschichten . . . . .	444
B.5	Absolutes und relatives Koordinatensystem . . . . .	448
B.6	Geostrophischer Wind . . . . .	454

# Tabellenverzeichnis

1.1	Chemische Zusammensetzung der Homosphäre . . . . .	5
2.1	Feuchtebegriffe und -messverfahren . . . . .	18
3.1	Eigenschaften der Sonne . . . . .	47
3.2	Albedo-Werte wichtiger Oberflächen . . . . .	57
5.1	Energieflüsse im System Erde-Atmosphäre . . . . .	107
5.2	Wärmeinsel Stadt . . . . .	137
5.3	Änderungen Mikroklima der Stadt . . . . .	138
5.4	Fremdstoffeintrag in die untere Atmosphäre . . . . .	143
5.5	Übersicht TWS . . . . .	154
5.6	Temperaturänderungen bei TWS-Änderungen . . . . .	157
5.7	Quellen und Senken von Methan . . . . .	162
5.8	Weltweiter Stickoxid-Eintrag . . . . .	165
5.9	Quellen und Senken von Stickstoff . . . . .	166
5.10	FCKWs in der Atmosphäre . . . . .	167
5.11	Natürliche und anthropogene Quellen von Aerosolen . . . . .	170
5.12	Typische Elementkonzentrationen in kontinentalen Aerosolen . . . . .	173
5.13	Regionale Änderungen bei CO <sub>2</sub> -Verdopplung . . . . .	196
8.1	Entweichtemperaturen . . . . .	281
8.2	Grenzwellenlängen Ionisation/Dissoziations . . . . .	292
9.1	Bahnparameter der Planeten . . . . .	313
9.2	Vergleich der Atmosphären der inneren Planeten . . . . .	318
9.3	Temperaturbilanz der erdähnlichen Planeten . . . . .	325
9.4	Entwicklung der Atmosphären der erdähnlichen Planeten . . . . .	334
10.1	Entwicklung der Atmosphäre auf erdgeschichtlicher Skala . . . . .	337
10.2	Klimaperioden in geschichtlicher Zeit . . . . .	338
10.3	Methoden der Klimarekonstruktion . . . . .	339
10.4	Methoden der paläoklimatischen Datenerfassung . . . . .	341
B.1	Typische Skalen in Atmosphäre und Ozeanen . . . . .	453

# Literaturverzeichnis

- [1] S. Agostinelli, et al.: Geant4 - a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 250–303, 2003. [414](#)
- [2] S.-I. Akasofu and S. Chapman: *Solar Terrestrial Physics*, Oxford University Press, 1972 [297](#), [301](#), [302](#), [303](#)
- [3] W. Alvarez, F. Asaro, H.V. Michel, and L.W. Alvarez: Iridium anomaly approximately synchronous with terminal eocene extinctions, *Science* **216**, 886, 1982 [178](#)
- [4] W. Alvarez and Asaro, F.: Die Kreide-Tertiär Wende: ein Meteoriteneinschlag?, *Spektrum der Wissenschaft*, **12**, 4, 1990 [178](#)
- [5] B.K. Armstrong: Implications of increased solar UVB for cancer incidence, in [51], Springer, Berlin, 517, 1993 [249](#)
- [6] M.R. Attolini, M. Galli and T. Nanni: Shortterm cycles in solar activity during the last millennia, in [292], p. 49, 1988 [392](#)
- [7] H. Babcock: The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle, *Astrophys. J.* **133**, 572, 1961 [395](#)
- [8] R.B. Bacastow, C.D. Keeling, and T.P. Whorf: Seasonal amplitude increase in atmospheric CO<sub>2</sub> concentration of Mauna Loa, Hawaii, 1959 - 1982, *J. Geophys. Res.* **90**, 10, 529 - 540, 1985 [160](#)
- [9] Bach, W., J. Pankrath, und J. Williams (Hrsg.): *Interactions of energy and climate*, Reidel, Dordrecht, 1980 [159](#)
- [10] S. Bader und H. Bantle: *Das Schweizer Klima im Trend – Temperatur- und Niederschlagsentwicklung 1864–2001*, [http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimaentwicklung/tt\\_rr\\_1864.html](http://www.meteoschweiz.ch/web/de/klima/klimaentwicklung/tt_rr_1864.html) [90](#)
- [11] B. Baldwin, J.-B. Pollack, A. Summers, O.B. Toon, C. Sagan, and W. van Camp,: Stratospheric Aerosols and climatic change, *Nature* **263**, 551, 1976 [176](#), [252](#)
- [12] S. Balunias, and R. Jastrow: Evidence for long-term brightness changes of solar type stars, *Nature* **348**, 520, 1990 [398](#), [399](#)
- [13] R.G. Barry: *Atmospheric Circulation and climatic change I: Approaches to paleoclimatic reconstruction*, in [25], 1981 [347](#)
- [14] R.G. Barry: *Atmospheric circulation and climatic change II: Case studies*, in [25] 1981 [347](#)
- [15] S.J. Bauer: *Physics of planetary ionospheres*, Springer, Berlin, 1973 [275](#), [283](#), [291](#), [299](#), [311](#)
- [16] Bazilevskaya: *Space Sci. Rev.* 2000 [390](#)
- [17] J.K. Beatty, B. O'Leary, and A. Chaikin: *The new solar system*, Cambridge University Press, Cambridge, 1982, 1990 [315](#), [324](#), [325](#), [334](#), [335](#)
- [18] H.P. Beck-Bornholdt, and Dubben, H.-H.: *Der Hund, der Eier legt*, rororo, Rowohlt Taschenbuch Verlag, Reinbek, 2002 [380](#), [426](#)
- [19] J. Beer, H. Oeschger, R.C. Finkel, G.C. Castagnoli, G. Bonino, M.R. Attolini, and M. Galli: Accelerator measurements of <sup>10</sup>Be: The 11 year cycle from 1180 - 1800 AD, *Nucl. Instr. Meth. B* **10/11**, 415, 1985 [393](#)

- [20] J. Beer, U. Siegenthaler, and A. Blinov: Temporal  $^{10}\text{Be}$  variations in ice: Informations on solar activity and geomagnetic field intensity, in [292], p. 297, 1988 389
- [21] J. Beer, A. Blinov, G. Bonani, R.C. Finkel, H.J. Hofmann, B. Lehmann, H. Oeschger, A. Sigg, J. Schwander, T. Staffelbach, B. Stauffer, M. Suter, and W. Wölfli: Use of  $^{10}\text{Be}$  in polar ice to trace the 11-year cycle of solar activity, *Nature* **347**, 164, 1990 392
- [22] R.E. Benestad: *Solar activity and Earth's climate*, Springer, 2004 211
- [23] M. Beniston: *From turbulence to climate*, Springer, 1998 222
- [24] A. Berger: Astronomical theory of paleoclimates, in [25] p. 501, 1981 359
- [25] A. Berger (ed.): *Climatic variations and variability*, Reidel, Dordrecht, 1981 474, 475, 484
- [26] Berger, U.: *Numerische Simulation klimatologischer Prozesse und thermische Gezeiten in der mittleren Atmosphäre*, Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln Heft 91 (Hrsg.: A. Ebel, M. Kerschgens, F.M. Neubauer und P. Speth), Köln, 1994 150
- [27] E.F. Bergman and T.L. McKnight: *Introduction to Geography*, Prentice Hall, 1993 20
- [28] Berner, R.A., und A.C. Lasaga: Simulation des geochemischen Kohlenstoffkreislaufs, *Spektrum der Wissenschaft* **5**, 54, 1989 160
- [29] B. Bertotti und P. Farinella: *Physics of the earth and the solar system*, Kluwer Academic Publishers, 1990 56
- [30] K. Binmore: *Fun and Games*, Heath and Company, 1992 222
- [31] A. Bohrmann: *Bahnen künstlicher Satelliten*, Bibliographisches Institut, Mannheim, 1963 284, 285
- [32] Bolin, B.: How much  $\text{CO}_2$  will remain in the atmosphere? in *Scope 29: The greenhouse effect, climatic change and ecosystems* (eds. B. Bolin et al.), 157 - 206, Wiley and Sons, Chichester, 1986 160
- [33] L. von Bortkiewicz: *Das Gesetz der kleinen Zahlen*, Teubner, Leipzig, 1898 104
- [34] Bradley et al., 1987 347
- [35] G.P. Brasseur, A.K. Smith, and C.F. Granier: The stratosphere - an introduction, in [51], Spinger, Berlin, 1, 1993 258
- [36] G.P. Brasseur and S. Solomon: *Aeronomy of the middle atmosphere*, Springer, 2005 267
- [37] A. Brekke: *The upper polar atmosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997 251, 267, 277, 305
- [38] A. Brekke and A. Egeland: *Northern Lights*, Springer, Berlin, 1983 387
- [39] W.S. Broecker and T.F. Stocker: The holocene  $\text{CO}_2$  rise: anthropogenic or natural?, *EOS* **87**, 27, 2006 430
- [40] G. Breuer: Welterwärmung einst und jetzt, *Wissenschaft und Fortschritt*, **42**, 116, 1992 157
- [41] C. Brühl and P. J. Crutzen: Scenarios of possible changes in atmospheric temperatures and ozone concentrations due to man's activities, estimated with a one-dimensional couples photochemical model, *Climate Dynamics* **2**, 173, 1988 244
- [42] M.I. Budyko: *Climate Changes*, American Geophysical Union, Washington, 1977 370
- [43] W.J. Burroghs: *Weather Cycles - Real or Imaginary*, Cambridge University Press, 1994 348, 427
- [44] N. Calder: *Die launische Sonne widerlegt Klimatheorien*, Böttiger-Verlag, Wiesbaden, 1997 380, 427
- [45] M.M. Caldwell and S.D. Flint: Implications of increased solar UV-B for terrestrial vegetation, in [51], Spinger, Berlin, 495, 1993 249
- [46] Callis, L.B., Boughner, R.E., Baker, D.N. et al., Precipitating electrons: evidence for effects on mesospheric odd nitrogen, *Geophys. Res. Lett.* **23**, 1901, 1996. 417
- [47] Callis, L.B., Baker, D.N., Natarajan, M., et al., A 2-D model simulation of downward transport of  $\text{NO}_y$  into the stratosphere: effects on the austral spring  $\text{O}_3$  and  $\text{NO}_y$ , *Geophys. Res. Lett.* **23**, 1905, 1996. 417
- [48] W.H. Calvin: *Der Schritt aus der Kälte*, Hanser, 2000 337

- [49] W.H. Calvin: *A brain for all seasons*, University of Chicago Press, Chicago, 2002, <http://williamcalvin.com/BrainForAllSeasons/index.htm> 337
- [50] J.W. Chamberlain: *Introduction to the theory of planetary atmospheres*, Academic Press, New York 1978 234
- [51] M.-L. Chanin (ed.): *The role of the stratosphere in global change*, Springer, 1993 260, 474, 475, 476, 484, 485
- [52] S. Chapman, and V.c.A. Ferraro: A new theory of magnetic storms, *Terr. Magn.* **36**, 77, 1931 297
- [53] S. Chandrasekhar: *Radiative transfer*, Dover, New York, 1960 118
- [54] M. Chipperfield: The TOMCAT offline chemical transport model, UGAMP International Report 44a, <http://www.env.leeds.ac.uk/~martyn/slimcat.html>, 1996. 414
- [55] R.W. Christopherson: *Geosystems*, Macmillan College Publishing Co, Englewood Cliffs, 1994 70, 130, 137, 138, 139, 143, 144, 337, 354
- [56] P.U. Clark, N.G. Pisias, T.F. Stocker and A.J. Weaver: The role of the thermohaline circulation in abrupt climate change, *Nature* **415**, (6874): 863-869 (Feb 21 2002) 370
- [57] A.S. Cohen, G.M. Ashley, R. Potts, A.K. Behrensmeier, G. Feibel, und J. Quade: Paleoclimate and human evolution workshop, *EOS* **87**, 161 337
- [58] F.A. Comin and M.A. Rodriguez-Arias: *What we know about the climate system*, in [258], 3, Springer, 2003 368
- [59] R. Cowen: *History of Life*, Blackwell, Boston, 1990 316
- [60] N.U. Crooker and G.L. Siscoe: The effect of the solar wind on the terrestrial environment, in [298], Reidel, Dordrecht, 1986 371
- [61] P.J. Crutzen, I.S.A. Isaksen, and G.C. Reid: Solar Proton Event - Stratospheric Source of Nitric Oxide, *Science* **189**, 457, 1975 242, 410
- [62] P.J. Crutzen: Tropospheric Ozone - an overview, in *Tropospheric Ozone* (ed. I.S.A. Isaksen), Reidel, Dordrecht, p. 3, 1988 252
- [63] U. Cubasch: Das Klima der nächsten 100 Jahre, *Physikalische Blätter*, **2**, 85, 1992 1
- [64] U. Cubasch, B.D. Santer, and G.C. Hegerl, 1995: Klimamodelle – wo stehen wir?, *Phys. Bl.* **51**, 269–276, 1995 184, 189, 215, 216, 251, 344
- [65] W. Dansgaard: *Past climates and their relevance to the future*, in [88], 1984 358, 359
- [66] R. Decker and B. Decker: *Vulcanoes*, Freeman, New York, 1981 174, 175, 177, 222
- [67] E.C. De Fabo and F.P. Noonan: Ultraviolet-induced immune suppression and its relation to stratospheric ozone depletion, in [51], Spinger, Berlin, 541, 1993 249
- [68] W. Deinzer: Die Sonne, in *Plasmaphysik im Sonnensystem* (eds. K.-H. Glaßmeier und M. Scholer), BI-Hochschulverlag, 1991
- [69] R.J. Delmas: Environmental information from ice cores, *Rev. Geophys.* **30**, 1, 1992 341, 369
- [70] R.H. Dicke: Is there a chronometer hidden deep in the sun? *Nature* **276**, 676, 1978 400
- [71] R.R. Dickinson: Effects of solar electromagnetic radiation on the terrestrial environment, in [298], Reidel, Dordrecht, 1986 371
- [72] G. Dietrich, K. Kalle, W. Krauss, and G. Siedler: *Allgemeine Meereskunde*, Bornträger, 1975 79, 80
- [73] C.C. Ebbesmeyer and W.J. Ingraham: Shoe spill in the north pacific, *Earth in Space* **5**, #3, 8, 1992 65, 66, 67
- [74] C.C. Ebbesmeyer and W.J. Ingraham: Pacific toy spill fuels ocean current pathway research, *ESO* **75**, #37, 425, 1994 65, 67
- [75] A.S. Eddington: *Der innere Aufbau der Sterne*, Springer, Berlin, 1928 118
- [76] J.A. Eddy: The Maunder-Minimum *Science* **192**, 1189, 1976 381, 391, 393, 427
- [77] J.A. Eddy: The sun since the bronze age, in *Physics of planetary environments* (ed. Williams), AGU, Washington, 1976 381, 427
- [78] J.A. Eddy, P.A. Gilman, and D.E. Trotter: The solar rotation during the Maunder minimum, *Solar Phys.* **46**, 3, 1976 386
- [79] J.A. Eddy: The case of the missing sunspots, *Sci. Amer.* **236**, 80, May 1977 381, 384, 385, 427

- [80] J.A. Eddy: Climate and the changing sun, *Climate Change* **1**, 173, 1977 381, 427
- [81] J.W. Ekrutt: *Die Sonne*, GEO, 1983 83
- [82] T. Encrenaz und J.-P. Bibring, unter Mitarbeit von M. Blanc: *The solar system*, Springer, Berlin, 1990 313
- [83] T. Ewe: Das Ozon-Problem – Ein Loch über dem Südpol: Anfang vom Ende?, *Bild der Wissenschaft* **6**, 38, 1986 245, 255
- [84] P. Fabian: *Atmosphäre und Umwelt*, Springer, Berlin, 1984, 1992 14, 151, 233, 237, 240, 241, 242, 243, 244, 245, 246, 249, 257, 260
- [85] M. Falk, J. Hüsler, und R.-D. Reiss: *Laws of small numbers: extreme and rare events*, Birkhäuser, 2004 104
- [86] B. Fastrup, E. Pedersen, E. Lillestol, E. Thorn, M. Bosteels, A. Gonidec, G. Harigel, J. Kirkby, S. Mele, P. Minginette, B. Nicquevert, D. Schinzel, W. Seidl, P. Grundsøe, N. Marsh, J. Polny, H. Svensmark, Y. Viisanen, K. Kurvinen, R. Orava, K. Hämeri, M. Kulmala, L. Laakso, J.M.Mäkelä, C.D. O'Dowd, V. Afrosimov, A. Basalava, M. Panov, A. Laaksonen, J. Joutsensaari, V. Ermakov, V. Makhmutov, O. Maksimov, P. Pokrevsky, Y. Stozhkov, N. Svirzhevsky, K. Carslaw, Y. Yin, T. Trautmann, F. Arnold, K.-H. Wohlfrom, D. Hagen, J. Schmitt, P. Whitefield, K. Aplin, R.G. Harrison, R. Bingham, F. Close, C. Gibbins, A. Irving, B. Kellett, M. Lockwood, D. Petersen, W.W. Szymanski, P.E. Wagner, A. Vrtala: CLOUD proposal: a study of the link between cosmic rays and clouds with a cloud chamber at the cern ps, CERN/SPSC 2000-021, SPSC/P317 April 24, 2000, <http://arxiv.org/abs/physics/0104048> 380, 426
- [87] U. Feister: *Ozon - Sonnenbrille der Erde*, Verlag Harri Deutsch, Thun, 1990 156, 231, 237, 252, 256, 260
- [88] H. Flohn and R. Fantechi: *The climate of Europe: Past, present and future - Natural and man-induced climatic changes: A european perspective*, D. Reidel, Dordrecht, 1984 344, 345, 350, 351, 359, 370, 476
- [89] H. Flohn: *Das Problem der Klimaänderungen in Vergangenheit und Zukunft*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1988 345
- [90] Forman, M.A., and Webb, G.M., Acceleration of energetic particles, in: Stone R.G. and Tsurutani B.T. (Eds.), *Collisionless shocks in the heliosphere*, AGU Geophys. Mon. 34, 1985. 414
- [91] S. Frankhauser: *Valuing Climate Change*, Earthscan, London 1995 222
- [92] W. Freese und U. Baatz: Auf der Suche nach dem zweiten Ozonloch, *Bild der Wissenschaft*, **11**, 53, 1988 246
- [93] H. Friedman: *Die Sonne aus der Perspektive der Erde*, Spektrum der Wissenschaft Verlagsgesellschaft, Heidelberg, 1987 304
- [94] E. Friis-Christensen, C. Fröhlich, J.D. Haigh, M. Schüssler, and R. von Steiger (eds.): *Solar variability and climate*, Kluwer, Dordrecht, 2000 481
- [95] E. Friis-Christensen and K. Lassen: Length of the Solar Cycle: An Indicator of Solar Activity closely Associated with Climate, *Science* **254**, 698, 1991 216, 376
- [96] M. Gadsden: A secular change in noctilucent cloud occurrence, *J. Atm. Terr. Phys.* **52**, 247, 1990 264, 265
- [97] M. Gadsden and W. Schröder: *Noctilucent Clouds*, Springer, Physics and Chemistry in Space 18 Planetology, Berlin, 1989 262
- [98] M. Galli, M., G.C. Castagnoli, M.R. Altolini, S. Gecini, T. Nanni, G.E. Kocharov, J.B. Mikheeva, T.T. Bitvinskas, A.N. Konstantinov, und R. Ja. Metskhvavishvili: 400 Year <sup>14</sup>C Record, *Proc. 20th Internat. Cosmic Ray Conf.*, p. 280, Moscow., 1987 392
- [99] Geant4, <http://wwasd.web.cern.ch/wwasd/geant4/geant4.html>, 2003. 414
- [100] U. George: Die Sahara-Amazonas-Connection', *GEO* **3/95**, 14, 1995 147
- [101] R.H. Giese: *Erde, Mond und benachbarte Planeten*, BI, Mannheim, 1968 274
- [102] J. Gille, S. Massie, P. Bailey, A. Roche, J. Kumer, J. Mergenthaler, and L. Lyjak: Early results of validation and application of CLAES data, *Adv. Space Res.* **14** (9)5, 1994 243
- [103] R.L. Gilliland: Solar, Vulcanic and CO<sub>2</sub> forcing of recent climatic changes, *Climatic Change* **4**, 111, 1982 356, 357, 358

- [104] M.H. Glantz (Hrsg.): *Drought follows the plow*, Cambridge University Press, 1994 370
- [105] R. Glaser: *Klimageschichte Mitteleuropas*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 2001 370
- [106] G. Goeckler: Characteristics of solar and heliospheric ion populations observed near Earth, *Adv. Space Res.* 4, (2-3)127, 1984. 414
- [107] R.A. Goldberg: *An experimental search for causal mechanisms in sun/weather-climatic relations*, in [205], 1979 406
- [108] R.M. Goody, and J.C.G. Walker: *Atmospheres*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey (gibt es auch als deutsche Taschenbuchausgabe bei Enke, 1985), 1972 14, 123, 125, 126, 311
- [109] J. Gosling, Asbridge, J.R., Bame, S.J., et al.: Interplanetary ions during an energetic storm particle event, *J. Geophys. Res.* 86, 547, 1981. 414
- [110] S.J. Gould: *Science* 200, 503, 1978 407
- [111] T.E. Grädel, and P.J. Crutzen: *Chemie der Atmosphäre*, Spektrum - Akademischer Verlag, Weinheim, 1994 14, 64, 86, 145, 146, 147, 150, 162, 168, 169, 170, 222, 239, 242, 251, 259, 260
- [112] J. Green: *Atmospheric dynamics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1999 83
- [113] R.J. Gurney, J.L. Foster, and C.L. Parkinson: *Atlas of satellite observations related to global climate change*, Cambridge University Press, Cambridge, 1993 482
- [114] M. Hahne, M. Kriesell, B. Lübke und J. Weiße: Klimamodellierung, in *Mathematik und Umwelt* (eds. N. Herrmann, J. Siefer, E.P. Stephan und R. Wagner), Ed. Universität Hannover, Oppermann Verlag, Hannover, 1994 221
- [115] P. Hamill and O.B. Toon: Polar stratospheric clouds and the ozone hole, *Physics Today* 44/12, 34, 1991 246, 248
- [116] A. Hanslmeier: *Gefahr von der Sonne*, blv, 2000
- [117] J.K. Hargreaves: *The upper atmosphere and solar-terrestrial relations*, Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1979 271, 294, 301
- [118] J.K. Hargreaves: *The solar-terrestrial environment*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992 83, 274, 275, 294, 300, 302, 305, 311, 371
- [119] K. Hasselmann: Cooperative and non-cooperative multi-actor strategies of optimizing greenhouse gas emissions, in [317], 209, 1999 222
- [120] D.F. Heath, A.J. Krueger, and P.J. Crutzen: Solar Proton Event: Influence in Stratospheric Ozone, *Science* 197, 886, 1977 242
- [121] G.C. Hegerl et al.: *Detecting anthropogenic climate change with an optimal fingerprint method*, MPI-Report # 142, MPI für Meteorologie, Hamburg, 1994 216
- [122] E. Hering, R. Martind und M. Stohrer: *Physikalisch-technisches Taschenbuch*, vdi-Verlag, 1995 112
- [123] A. Henderson-Sellers: *Numerical modeling of global climates*, in [254], 99 221, 222
- [124] W. Hess: Im Klima-Dunst, *Bild der Wissenschaft*, 12, 62, 1991 339
- [125] G. Hofmann, M. Hoffmann und R. Bolesch: *Wetter und Orientierung*, blv, 2006 26, 27, 34, 35, 36, 37, 39, 40, 42, 45, 86, 213
- [126] H.-P. Holzhauser und H.J. Zumbühl: *Nacheiszeitliche Gletscherschwankungen*, Sonderdruck aus Hydrologischer Atlas der Schweiz, Bundesanstalt für Landestopographie, Wabern-Bern, 2003 347, 361, 363, 364, 365, 366, 367, 370
- [127] R.L. Hooke: *Principles of glacier mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge 2005 362
- [128] J.T. Houghton: *The physics of atmospheres*, Cambridge University Press, Cambridge, 1977 273
- [129] J.T. Houghton: *The physics of atmospheres*, Cambridge University Press, Cambridge, Neuauflage 1986 14, 58, 73, 311
- [130] J.T. Houghton, G.J. Jenkins, and J.J. Ephraums, (eds.): *Climate change - The IPCC scientific assessment*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992a 188, 189, 190, 191, 192, 193, 195, 196, 197, 198, 216

- [131] J.T. Houghton, B.A. Callander and S.K. Varney,(eds.): *Climate Change 1992 - The supplementary report to the IPCC scientific assessment*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992b 196, 216
- [132] J.T. Houghton: *it Global Warming – The complete Briefing*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997 9, 14, 185, 188, 221, 222
- [133] D.V. Hoyt and K.H. Schatten: A discussion of plausible solar irradiance variations, 1700 - 1992, *J. Geophys. Res.* **98**, 18895, 1993 398, 399
- [134] D.V. Hoyt and K.H. Schatten: *The role of the Sun in Climate Change*, Oxford University Press, New York, 1997 427
- [135] Hudson ez al., 1986 372
- [136] K.A. Hughen, J.R. Southon, S. Lehman and J. Overpeck: Synchronous Radiocarbon and Climate Shifts During the Last Deglaciation, *Science* v.**290**, 1951-1954, 8 Dec 2000 370
- [137] W.J. Hughes: The magnetopause, magnetotail, and magnetic reconnection, in [174], p. 227, 1995 309
- [138] P. Hupfer (Hrsg.): *Das Klimasystem der Erde*, Akademie-Verlag, Leipzig, 1991 50, 85, 86, 154, 157, 346, 370
- [139] T. Ijima and T.A. Potemra: Field-aligned currents in the dayside cusps observed by Triad, *J. Geophys. Res.* **81**, 5971, 1976 306
- [140] A.J. Hundhausen: *Coronal expansion and the solar wind*, Springer, Berlin, 1972 382
- [141] J.W. Hurrell, M. Visbeck, and A. Busalacchi, R. A. Clarke, T. L. Delworth, R. R. Dickson, W.E. Johns, K.P. Koltermann, Y. Kushnir, D. Marshall, C. Mauritzen, M. S. McCartney, A. Piola, C. Reason, G. Reverdin, F. Schott, R. Sutton, I. Wainer, and D. Wright, 2006: Atlantic Climate Variability and Predictability: A CLIVAR perspective. *J. of Climate*, in press, 2006, <http://www.cgd.ucar.edu/cas/jhurrell/press.html> 82
- [142] D.M. Imboden and S. Koch: *Systemanalyse*, Springer, 2003
- [143] J. Imbrie, A. McIntyre, and A. Mix: Oceanic response to orbital forcing in the late quaternary: Observational and experimental strategies, in *Climate and Geo-Science* (eds. A. Berger, S. Schneider, and J. Cl. Duplessy), Kluwer, Dordrecht, 1989 358, 359
- [144] P. Imkeller und J.-S. von Storch (eds.): *Stochastic climate models*, Birkhäuser, 2001 431
- [145] Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC: *Climate Change 1995: The Science of climate change*, Cambridge University Press, Cambridge, 1996 186, 188
- [146] Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC: *Climate Change 2001: The Scientific Basis*, Genf, 2001, [www.ipcc.ch](http://www.ipcc.ch) 11, 12, 13, 99, 102, 172, 181, 188, 199, 221, 361, 373
- [147] Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC: *Climate Change 2001: Impacts, Adaption and Vulnerability*, Genf, 2001, [www.ipcc.ch](http://www.ipcc.ch)
- [148] Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC: *Climate Change 2001: Mitigation*, Genf, 2001, [www.ipcc.ch](http://www.ipcc.ch)
- [149] Intergovernmental Panel on Climate Change IPCC: *Climate Change 2001: Synthesis Report*, Genf, 2001, [www.ipcc.ch](http://www.ipcc.ch) 221
- [150] P. Irannejad and Y. Shao: *Land surface processes*, in [230], 173, Springer, 2002
- [151] J.V. Iribarne, and H.-R. Cho: *Atmospheric physics*, Reidel, Dordrecht, 1980 294
- [152] C.H. Jackman and McPeters, R.D., The response of ozone to solar proton events during solar cycle 21: a theoretical interpretation. *J. Geophys. Res.* 90, 7955–7966, 1985. 417
- [153] C.H. Jackman,R.D. McPeters, G.J. Labow, C.J. Praderas, and E.L. Fleming (2001): Measurements and model predictions of the atmospheric effects due to the July 2000 solar proton event, *Geophys. Res. Lett* **28**, 2883 409
- [154] D. Jacob: Das Klima im 21. Jahrhundert, *Wettermagazin* **1**, (5)22–27, 2006 204, 205, 206, 207
- [155] M. Jänicke, H.-J. Bolle und A. Carius: *Umwelt global*, Springer, Berlin, 1995 480, 486
- [156] P. Janle: Das neue Bild der Venus, Teil 1 - 3, *Sterne und Weltraum* **33**, No. 10 - 12, S. 686, 1994 321



- [157] F.C. Jones and Ellison, D. C., The plasma physics of shock acceleration, *Space Sci. Rev.* **58**, 259, 1991. 414
- [158] B.W. Jones: *The solar system*, Pergamon Press, New York, 1984
- [159] J.A. Joselyn: The impact of solar flares and magnetic storms on humans, *EOS Trans. American Geophysical Union*, **73/7**, 81, 1992 371
- [160] S. Joussaume: *Klima: Gestern – heute – morgen*, Springer, Berlin, 1996 60, 352, 353
- [161] M.-B. Kallenrode: The temporal and spatial development of MeV proton acceleration at interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.* **102**, 22347 - 22363, 1997 414
- [162] M.-B. Kallenrode: Current views on impulsive and gradual solar energetic particle events, *J. Phys. G* **29**, 965–981, 2003. 414
- [163] M.-B. Kallenrode: *Space Physics*, Springer, Berlin, 2004 49, 55, 269, 270, 305, 307, 429
- [164] M.-B. Kallenrode: *Modeling Transport*, Vorlesungsskript, Uni Osnabrück, 2006, <http://www.physik.uni-osnabrueck.de/sotere/skript/transport-master.pdf> 182
- [165] S.W. Kandel: *Earth and Cosmos*, Pergamon Press, 1980 52
- [166] G.M. Keating, G.P. Brasseur, L.S. Chiou, and N.C. Hsu: Estimating 11-year solar UV variations using 27-day response as a guide to isolate trends in total column ozone, *Adv. Space Res.* **14** (9)199, 1994 250
- [167] M.C. Kelley: *The earth's ionosphere*, Academic Press, San Diego, 1989 294, 311
- [168] W.W. Kellog and R. Schwere: *Climate change and society*, Westview Press, Boulder, Co., 1981 370
- [169] E. Keppler: *Die Luft in der wir leben*, Piper, München, 1988 14, 70, 279, 280, 427
- [170] E. Keppler: *Sonne, Monde, und Planeten - Was geschieht in unserem Sonnensystem?*, Piper, München, 1990 83, 273, 328, 332
- [171] W. Kertz: *Einführung in die Geophysik I und II*, BI Hochschultaschenbücher, Bibliographisches Institut, Mannheim, 1971, 1989 283, 294
- [172] W. Kertz: *Einführung in die Meteorologie für Bauingenieure*, TU Braunschweig, 1974 131
- [173] J.W. King: *Astronaut. Aeronaut.*, **13**, 10; erweiterte Fassung in *Solar-Terrestrial Physics and Meteorology: A working document* (eds. Shapley, A.H., H.W. Kroehl, and J.H. Allen), Nat. Acad. Sci., Wash. D.C., 1975 401
- [174] M.G. Kivelson and C.T. Russell (eds.): *Introduction to space physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995 305, 479, 481
- [175] G. Kohlmaier: Klimakatastrophe? Nicht für die Natur!, *Bild der Wissenschaft* **4**, 21, 1991 348
- [176] K.Y. Kondratyev: *Climatic effects of aerosols and clouds*, Springer, 1999 222
- [177] K.Y. Kondratyev and C. Varastos: *Atmospheric ozone variability*, Springer, 2000 260
- [178] J.A. Knauss: *Introduction to physical oceanography*, Prentice Hall, Upper Saddle River NJ, 1997 76
- [179] A. Krass: *Verification – How much is enough?*, Lexington Books, D.C. Heath and Co., Lexington MA, 1985 14, 22, 58, 285
- [180] Krauss
- [181] Kurze 45
- [182] K. Labitzke: Meteorologische Aspekte des Ozonproblems, in [155], Springer, Berlin, 1995 237, 246, 248
- [183] K. Labitzke: *Die Stratosphäre*, Springer, Berlin, 1999 224, 225, 226, 227, 228, 229, 232, 260
- [184] K.R. Lang and C.A. Whitney: *Wanderer in Space - Exploration and discovery of the solar system*, Cambridge University Press, Cambridge, 1991 316, 317, 319, 320, 321, 322, 323, 325, 326, 335
- [185] M.F. Larsen and M.C. Kelly: Available potential energy in the middle atmosphere as it relates to the sun-weather effect, in [205], 1979 401
- [186] J Lean: Variations in the Sun's radiative output, *Rev. of Geophys.* **29**, 4, 505, 1991 286, 373, 374, 398

- [187] J. Lean, A. Skumanich, and O. White: Estimating the sun's radiative output during the Maunder minimum, *Geophys. Res. Lett.* **19**, 1591, 1992 [398](#), [399](#)
- [188] J.P. Legrand, M. le Goff, G. Mazaudier, and W. Schröder: Solar and auroral activity during the seventeenth century, in *Solar-terrestrial variability and climate change* (eds. W. Schröder and J.P. Legrand), Interdivisional commission on history of the International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA), Bremen-Roennebeck, 1992 [388](#), [389](#), [392](#)
- [189] M.D. Lethbridge: *Thunderstorm frequency and solar sector boundaries*, in [205], 1979 [405](#)
- [190] G.H. Liljequist und K. Cihak: *Allgemeine Meteorologie*, Vieweg, Braunschweig, 1984 [2](#), [15](#), [45](#)
- [191] Lin et al., 1975 [390](#)
- [192] G.W. Lockwood, B.S. Skiff, S.L. Baliunas, and R.R. Raddick: Long-term solar brightness changes estimated from a survey of sun-like stars, *Nature* **360**, 653, 1992 [398](#)
- [193] Lorentz, Deterministic Nonperiodic Flow, *J. Atmospheric Sciences* **20**, März 1963 (hier ist der Schmetterling zwar noch eine Möwe, aber er entwickelt sich) [187](#)
- [194] K. Luchner: *Physik ist überall*, Ehrenwirth, München, 1994 [61](#), [129](#)
- [195] F.K. Lutgens and J. Tarbuck: *The Atmosphere*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1995 [62](#), [63](#), [71](#), [132](#), [133](#), [134](#), [135](#), [137](#), [139](#), [208](#)
- [196] D.R. MacGorman and D.W. Rust: *The electrical nature of thunderstorms*, Oxford University Press, 1998 [288](#)
- [197] M. Maisch, A. Wipf, B. Demmler, J. Battaglia, und C. Benz: *Die Gletscher der Schweizer Alpen*, vdf Zürich, 2000 [347](#), [361](#), [370](#)
- [198] H. Malberg: Über die Besonderheiten des Großstadtklimas am Beispiel von Berlin, in *Umwelt global* (Hrsg. M. Jänicke, H.-J. Bolle, and A. Carius), Springer, Berlin, 1995 [151](#)
- [199] H. Marquardt und S.G. Schäfer: *Toxikologie*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1994 [152](#), [256](#)
- [200] R. Markson: *Atmospheric electricity and the sun-weather problem*, in [205], 1979 [287](#), [288](#)
- [201] Marquardt, H., und S.G. Schäfer, 1994: *Toxikologie*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim [152](#), [256](#)
- [202] N. Marsh und H. Svensmark: Cosmic rays, clouds, and climate, in [94], p. 215, also *Space Sci. Rev.* **94**, 215, 2000 [377](#), [378](#), [379](#)
- [203] Mayr, et al., 1992: S. 210 [289](#)
- [204] C.R. McClain, G. Feldman, and W. Esaias: Oceanic biological productivity, in *Atlas of satellite observations related to global change* (eds. R.J. Gurney, J.L. Foster, and C.L. Parkinson), Cambridge UP, Cambridge, 1993 [249](#)
- [205] B.M. McCormac and T.A. Seliga (Hrsg.): *Solar-Terrestrial Influences on weather and climate*, Reidel, Dordrecht, 1979 [408](#), [427](#), [478](#), [480](#), [481](#), [482](#), [483](#), [484](#), [486](#)
- [206] K.G. McCracken, G.A.M. Dreschhoff, E.J. Zeller, D.F. Smart, and M.A. Shea: Solar cosmic ray events for the period 1561–1994. (1) Identification in polar ice, *J. Geophys. Res.*, 21 585, 2001 [400](#)
- [207] K.G. McCracken, G.A.M. Dreschhoff, D.F. Smart, and M.A. Shea: Solar cosmic ray events for the period 1561–1994. (2) The Gleissberg periodicity, *J. Geophys. Res.*, 21 599, 2001
- [208] R.L. McPherron: Magnetospheric dynamics, in [174], p. 400, 1995 [308](#)
- [209] L. Mérö: *Die Logik der Unvernunft*, rororo [222](#)
- [210] R.K. Merton: *On the shoulders of giants*, 1965 (deutsch: Auf den Schultern von Riesen, Suhrkamp, Frankfurt) [187](#)
- [211] M. Milankovich, 1920 [355](#), [370](#)
- [212] M. Milankovic: *Mathematische Klimalehre und astronomische Theorie der Klimaschwankungen*, Berlin, 1930 [355](#), [370](#)
- [213] M. Minnaert: *Licht und Farbe in der Natur*, Birkhäuser, Basel, 1992 [110](#), [131](#), [132](#)

- [214] J.M. Mitchell, Jr., C.W. Stockton, and D.M. Meko: *Evidence of a 22-year rythm of drough in the western United States related to the Hale sunspot cycle since the 17th century*, in [205], 1979 401, 402
- [215] F. Möller: *Einführung in die Meteorologie*, BI Hochschultaschenbücher, Mannheim, 1973 15, 45, 59
- [216] M.J. Molina and F.S. Rowland: Stratospheric sink for chlorfluoromethans: chlorine atom-catalysed destruction of ozone, *Nature* 249, 810, 1974 243
- [217] Monin, 1972 407
- [218] J.M. Moran and M.D. Morgan: *Meteorology*, Macmillan, New York, 1994 24, 25, 30, 31, 32, 33, 45, 70, 86, 177, 217, 222
- [219] D. Morrison: *Planetenwelten*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 1995 318, 325, 328, 360
- [220] R.J. Murnane and H.F. Diaz: Assesing, modeling, and monitoring the impacts of extreme climate events, *EOS* 87, 25 100
- [221] B.J. Murphy and R.D. Nance: Mountain belts and the supercontinent cycle, *Scientific American* 266/4, 34, 1992
- [222] W. Nentwig: *Humanökologie*, Springer, Berlin, 1995 339, 345
- [223] A. Nesmes-Ribes, E.N. Feirreira, R. sadourney, H. Le Treut, and Z.X. Li: Solar dynamics and its impact on solar irradiance and the terrestrial climate, *J. Geophys. Res.* 98, 18923, 1993 396, 397, 399
- [224] M. Nicolet 1965: Positive Ion reactions and productions in the ionosphere, in Ortner and Maseland, 1965 292
- [225] I. Nicolson: *Die Sonne*, Herder, Freiburg, 1982 47, 83
- [226] E.G. Nisbet: *Globale Umweltveränderungen*, Spektrum, Weinheim, 1994 147, 158, 160, 161, 163, 164, 165, 167, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 217, 248, 249, 252, 254
- [227] E.G. Njoku and O.B. Brown: Sea surface temperature, in [113], 237–249, 1993 69
- [228] E. Palle, P.R. Goode, P. Montañés-Rodrigues and S.E. Koonin: Can Earth's albedo and surface temperature increase together?, *EOS* 87, 37, 2006 114
- [229] J.P. Peixoto and A.H. Oort: *Physics of climate*, AIP, New York, 1992 15, 68, 115, 155
- [230] G. Peng, L.M. Leslie and Y. Shao: *Environmental modeling and prediction*, Springer, Berlin, 2002 221, 222, 431, 479, 484
- [231] A.B. Pittock: *Solar Cycles and the weather: sccessful experiments in autosuggestion?*, in [205], 1979 401, 407
- [232] J.B. Pollack, O.B. Toon, C. Sagan, A. Summers, B. Baldwin, and W. vam Camp: Vulcanic explosions and climatic change: a theoretical assesment, *J. Geophys. Res.* 81, 1071, 1976 175
- [233] H.N. Pollack: *Uncertain Science ... Uncertain World*, Cambridge University Press, Cambridge, 2003 84, 85
- [234] Porter, H.S., Jackman, C.H., and Green, A.E.S., Efficiencies for production of atomic nitrogen and oxygen by relativistic proton impact in air, *J. Chem. Phys.* 167, 154–167, 1976. 415
- [235] T. Pratchett, I. Stewart, and J. Cohen: *Darwin und die Götter der Scheibenwelt*, Piper, 2006 431
- [236] F. Press and R. Sievers: *Earth*, Freeman, New York, 1986 313, 328, 330, 331, 333
- [237] G.W. Prölss: *Physik des erdnahen Weltraums*, Springer, Berlin, 2001 282, 311
- [238] J.M. Prospero et al.: The atmospheric aerosol system: An overview, *Rev. Geophys. and Phys.* 21(7), 1607, 1983 170
- [239] M. Quack: *Wechselwirkung solarer energiereicher Teilchen mit der Atmosphäre*, Diplomarbeit, Uni Osnabrück, 2001 411, 412
- [240] R.G. Raddick, G.W. Lockwood, and S.L. Baliunas: Stellar activity and brightness variations: a glimpse at the sun's history, *Science* 247, 39, 1990 398
- [241] S. Rahmstorf: The thermohaline ocean circulation: a system with dangerous thresholds, *Climatic Change* 46, 247–256, 2000, <http://www.pik-potsdam.de/~stefan/Publications/Journals/cc-editorial.pdf> 370

- [242] S. Rahmstorf: Thermohaline ocean circulation, in *Encyclopedia of quaternary sciences*, ed. S.A. Elias, Elsevier, 2006, [http://www.pik-potsdam.de/~stefan/Publications/Book\\_chapters/Rahmstorf\\_EQS\\_2006.pdf](http://www.pik-potsdam.de/~stefan/Publications/Book_chapters/Rahmstorf_EQS_2006.pdf) 370
- [243] V. Ramanathan, B.R. Barkstrom, and E.F. Harrison: Climate and the Earth's radiation budget, *Physics Today* /5, 22, 1989 209, 238
- [244] M. Rapp: *On the physics of polar mesosphere summer echoes*, Habilitationsschrift, Uni Rostock, 2004, [http://www.iap-kborn.de/optik/mitarbeiter/rapp/publications\\_rapp.htm](http://www.iap-kborn.de/optik/mitarbeiter/rapp/publications_rapp.htm) 266
- [245] E. Rasmusen: *Games and information*, Blackwell, 1989 222
- [246] J.A. Ratcliffe: *Sonne, Erde, Radio - die Erforschung der Ionosphäre*, Kindler, München, 1970 290, 291, 311
- [247] J.A. Ratcliffe: *An introduction to the ionosphere and magnetosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 1972 311
- [248] M.H. Rees: *Physics and chemistry of the upper atmosphere*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge, 1989 311
- [249] G.C. Reid: Solar energetic particles and their effect on the terrestrial environment, in [298], Reidel, Dordrecht, 1986 251, 371
- [250] R. Reiter: *Influence of solar activity on the exchange intensity between stratosphere and troposphere*, in [205], 1979 406
- [251] E. Ribes, J.C. Ribes, and R. Barthalot: Evidence for a larger sun and a slower rotation during the seventeenth century, *Nature* **326**, 52, 1987 386, 387
- [252] D. Rind, R. Suozzo, N.K. Balachandran, and M.J. Prather: Climate change and the middle atmosphere. Part I: doubled CO<sub>2</sub>-climat, *J. Atmos. Sci.* *47*, 475, 1990 265
- [253] W.O. Roberts and H. Lansford: *The climate mandate*, Freeman & Co, San Francisco, 1979 402, 404
- [254] N. Roberts (Hrsg.): *The changing global environment*, Blackwell, 1994 146, 158, 478
- [255] W.O. Roberts and H. Lansford: *The climate mandate*, Freeman & Co, San Francisco, 1979 346
- [256] R.G. Roble and D.E. Dickinson: How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? *Geophys. Res. Letters* *16*, 1441, 1989 265
- [257] R.G. Roble and P.B. Hays: *Electric coupling between upper and lower atmosphere*, in [205], 1979 288
- [258] X. Rodo and F.A. Comin: *Global Climate – Current research and uncertainties in the climate system*, Springer, Berlin, 2003 222, 476
- [259] E. Roeckner, G.P. Brasseur, M. Giorgetta, D. Jacob, J. Jungclaus, C. reick und J. Sillmann: Klimaprojektionen für das 21. Jahrhundert, MPI-M, Januar 2006, [www.mpimet.mpg.de](http://www.mpimet.mpg.de) 199, 200, 201, 202, 203, 204, 207
- [260] W. Roedel: *Physik unserer Umwelt - Die Atmosphäre*, Springer, Berlin, 1992, 1994 14, 67, 70, 136, 140, 141, 148, 149, 159, 162, 170, 173, 179, 180, 222, 338, 347
- [261] G. Rohen, C. von Savigny, M. Sinnhuber, E.J. Llewellyn, J.W. Kaiser, C.H. Jackman, M.-B. Kallenrode, J. Schroter, K.U. Eichmann, H. Bovensmann, and J.P. Burrows: Ozone depletion during the solar proton events of October/November 2003 as seen by SCIAMACHY, *J. Geophys. Res.* **100**, A09S39, 2005 419
- [262] H. Rosenbauer, H. Grünwaldt, M.D. Montgomery, G. Paschmann, and N. Scopke: Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere: the plasma mantle, *J. Geophys. Res.* **80**, 2723, 1975 306
- [263] R.M. Rotty: *Energy and the climate*, Oak Ridge Associated University, Institute of energy analysis, Oak Ridge, 1976 159
- [264] W.F. Ruddiman: The anthropogenic greenhouse era began thousands years ago, *Climatic Change* **61**, 261–293, 2003 430
- [265] W.F. Ruddiman: How did humans first alter global climate?, *Scientific American*, **292**, 46–53, 2005 430

- [266] J.M. Russell, L.L. Gordley, L.E. Deaver, R.E. Thompson, and J.H. Park: An overview of the halogen occultation experiment (HALOE) and preliminary results, *Adv. Space Res.* **14**, (9)13, 1994 **243**
- [267] C.T. Russell: Solar wind and interplanetary magnetic field: a tutorial, in Song, P., H.J. Singer, and G.L. Siscoe (eds.) *Space weather*, Geophys. Monogr. 125, American Geophysical Union, Washington, DC, p. 71, 2001 **382**
- [268] C. Sagan: *Atomkrieg und Klimakatastrophe*, Knauer, München, 1984 **177**
- [269] H.H. Sargent III: *A geomagnetic activity recurrence index*, in in [205], 1979 **403**
- [270] B. Schaefer: Das Ozonloch wird immer größer, *Bild der Wissenschaft* **2**, 39, 1988 **245**
- [271] K.H. Schatten and J.A. Orosz: Solar constant secular changes, *Solar Phys.* **125**, 179, 1990 **394**
- [272] H. Scheffler und H. Elsässer: *Physik der Sterne und der Sonne*, BI, Mannheim, 1974 **118**, **121**, **293**
- [273] C.D. Schönwiese: *Klimaschwankungen*, Springer, Berlin, 1979 **341**, **370**
- [274] C.D. Schönwiese: *Klima im Wandel*, DVA Stuttgart, 1992, als Taschenbuch 1994 bei dtv **249**, **336**, **339**, **342**, **343**, **344**, **348**, **349**, **351**, **355**, **356**, **370**, **427**
- [275] D.N. Schramm and R.N. Clayton: Löste eine Supernova die Bildung des Sonnensystems aus?, *Spektrum der Wissenschaft* *12/78*, 1978 **328**
- [276] W. Schröder: *Das Phänomen des Polarlichts*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1984 **385**
- [277] J. Schröter, B. Heber, F. Steinhilber, and M. B. Kallenrode: Energetic particles in the atmosphere: A Monte-Carlo simulation, *Adv. Space Res.*, in press, 2006 **414**, **415**, **416**, **417**
- [278] R.W. Schunk and A.F. Nagay: *Ionospheres*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000 **311**
- [279] C.J.E. Schuurmans: *Effects of solar flares on atmospheric circulation*, in [205], 1979 **406**
- [280] C.J.E. Schuurmans: *Climate of the last 1000 years*, in [25], Reidel, 1981 **339**
- [281] R. Schwenn: Large-scale structure of the interplanetary medium, in Schwenn, R. and E. Marsch (eds.) *Physics of the inner heliosphere, vol. I*, Springer, Berlin, p. 99, 1990 **382**
- [282] Y. Shao, G. Peng, and L.M. Leslie: The environmental dynamic system, in [230], 21, Springer, 2002 **107**
- [283] U. Siegenthaler: Uptaker of excess CO<sub>2</sub> by an outcrop-diffusion model of oceans, *J. Geophys. Res.* **88**, 3599, 1983 **160**
- [284] U. Siegenthaler: Anthropogenic and natural perturbations of the carbon cycle, in *Climate and Geoscience* (eds. A. Berger, S. Schneider, and J.Cl. Duplessy), Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 1989 **159**
- [285] H. Sies: A new parameter for sex education, *Nature*, **332**, 495, 1998 **380**
- [286] M. Sinnhuber, J.P. Burrows, M.P. Chipperfield, C.H. Jackman, M.-B. Kallenrode, K.F. Künzi, and M. Quack: A model of the impact of magnetic field structure on atmospheric composition during solar proton events, *Geophys. Res. Lett.* **39**, 1818, doi:10.1029/2003GL017265, 2003 **424**
- [287] R.C. Smith, B.B. Prézelin, K.S. Baker, R.R. Bidigare, N.P. Boucher, T. Coley, D. Karentz, S. MacIntyre, H.A. Matlick, D. Menzies, M. Ondrusek, Z. Wan, and K.J. Waters: Ozone depletion: Ultraviolet radiation and phytoplankton biology in antarctic waters, *Science* **255**, 952, 1992 **249**
- [288] R.C. Smith: Implications of increased solar UVB for aquatic ecosystems, in [51], 1993 **249**
- [289] N. Srivastava and R. Schwenn: The origin of the solar wind: an overview, in Scherer, K., H. Fichtner, and E. Marsch (eds.) *The outer heliosphere: beyond the planets*, Copernicus Ges., Katlenburg-Lindau, p. 13, 2000 **382**
- [290] S.M. Stanley: *Earth and Life through Time*, Freeman, New York, 1989 **328**, **332**, **352**
- [291] N. Stehr und H. v. Storch: *Klima, Wetter, Mensch*, Beck, 1997 **99**, **104**, **222**

- [292] F.R. Stephenson and A.W. Wolfendale: *Secular solar and geomagnetic variations in the last 10 000 years*, NATO ASI Series C #236, Kluwer, Dordrecht, 1988 474, 475
- [293] M. Stix: *The sun*, Springer, Berlin, 1989 49, 83
- [294] R.S. Stolarski: Das Ozonloch über der Antarktis, *Spektrum der Wissenschaft* **3**, 70, 1988 245
- [295] A. Strahler and A. Strahler: *Elements of Physical Geography*, Wiley and Sons, New York & Chichester, 1989 146, 208
- [296] A. Strahler and A. Strahler: *Introducing Physical Geography*, Wiley and Sons, New York & Chichester, 1994 214, 252
- [297] B.R. Strain and J.D. Cure: *Direct effects of increasing carbon dioxide on vegetation*, DOE/ER-0238, US Department of Energy, Washington, DC, 1985 160
- [298] P.A. Sturrock, T.E. Holzer, D.M. Mihalas, and R.K. Ulrich: *Physics of the Sun, Vol. III*, Reidel, Dordrecht, 1986 476, 483
- [299] C.P. Summerhayes and S.A. Thorpe (eds.): *Oceanography – An illustrated guide*, Manson Publ. Southampton Oceanography Center, 1996 64
- [300] H. Svensmark: Influence of cosmic rays on Earth's climate, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5027, 1999 377
- [301] T.F. Tascione: *Introduction to the space environment*, Orbit Book Co., Malabar, Fl. 1988 3, 83, 302, 311, 371
- [302] G.E. Thomas: Recent developments in the study of mesospheric clouds, *Adv. Space Res.* **14** (9)101, 1994 264, 265
- [303] G.E. Thomas: Is the polar mesosphere the miner's canary of global change?, *Adv. Space Res.* **18**, 149–158, 1996 265
- [304] G.E. Thomas: *Noctilucent clouds*, Werbevortrag, 2004 ... 263, 264
- [305] R.S. Thompson, C. Whitlock, P.J. Bartlein, S.P. Harrison, and W.G. Geoffrey: Climatic changes in the western United States since 18 000 yr B.P., in [329], University of Minnesota Press, Minneapolis, 1988 350
- [306] H.V. Thurman: *Introductory oceanography*, MacMillan, New York, 1994 77
- [307] O.B. Toon and R.P. Turco: Polare Stratosphärenwolken und Ozon, *Spektrum der Wissenschaft*, **8**, 4, 1991 245
- [308] R.P. Turco, K. Drdla, A. Tabazadeh, and P. Hamill: Heterogenous chemistry of polar stratospheric clouds and volcanic aerosols, in [51], Springer, Berlin, 65, 1993 174, 252
- [309] A. Turing: Computing machinery and intelligence, *Mind* **59**, 433, 1950 187, 430
- [310] J. Tyndall: *The forms of water in clouds and rivers, ice and galciers*, Appleton & Co, 1897 363, 365
- [311] A. Unsöld: *Physik der Sternatmosphären*, Springer, Berlin, 1955 118
- [312] A. Unsöld: *Evolution kosmischer, biologischer und geistiger Strukturen*, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft, Stuttgart, 1983 328
- [313] P.T. Verronen, Turunen E., Ulich T., and Kyrölä E., Modelling the effects of the October 1989 solar proton event on mesospheric odd nitrogen using a detailed ion and neutral chemistry model, *Ann. Geophys.* **20**, 1967–1976, 2002. 417
- [314] E. Vincent and E. Courtillot: Die Kreide-Tertiär Wende: verheerender Vulkanismus?, *Spektrum der Wissenschaft*, **12**, 4, 1990 178
- [315] H. Volland: *Der Plasmazustand der Atmosphäre*, in Glassmeier und Scholer, 1991
- [316] H. von Storch: *Klimamodellierung*, Springer, 1998 107, 183, 221, 222
- [317] H. von Storch und G. Flöser (Hrsg.): *Anthropogenic climate change*, Springer, Berlin, 1999 221, 222, 478
- [318] U. von Zahn: Are Noctilucent Clouds Truly a 'Miner's Canary' for Global Change?, *EOS* **84**, 261 265, 266
- [319] W.M. Washington and C.L. Parkinson: *Three-dimensional climate modelling*, University Science Books, Mill Valley, 1986 187, 221, 222
- [320] L.H. Weeks, R.S. Cuikay, and J.R. Orbin: Ozone measurements in the Mesosphere during the solar proton event of 2 November 1969, *J. Atmosph. Sci.* **29**, 1138, 1972 242

- [321] G. Weigmann: Die Stadt als ökologisches System, in [155], Springer, Berlin, 1995 152, 339
- [322] W. Weischet: *Einführung in die allgemeine Klimatologie*, Teubner, Stuttgart, 1988 51, 59, 63
- [323] N. Wells: *The atmosphere and ocean*, Wiley, 1999 41, 83, 235
- [324] Wikipedia, [http://de.wikipedia.org/wiki/Saurer\\_Regen](http://de.wikipedia.org/wiki/Saurer_Regen), 01.03.2006 7
- [325] Wikipedia, <http://de.wikipedia.org/wiki/Ozonloch>, 01.03.2006 7
- [326] Wikipedia, <http://de.wikipedia.org/wiki/Synopse>, 02.03.2006 16
- [327] G.L. Withbroe and W. Kalkofen: Solar variability and its terrestrial effects, Introductory talk IAU Colloq. #143, *The sun as a variable star*, preprint #3767, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 1994 427
- [328] J.M. Wilcox: *Influence of the solar magnetic field on tropospheric circulation*, in [205], 1979 404
- [329] H.E. Wright, Jr., J. E. Kutzbach, T. Webb III, W.F. Ruddiman, F.A. Street-Perrott, and P.J. Bartlein (eds.): *Global climates since the last glacial maximum*, University of Minnesota Press, Minneapolis, 1988 370, 485
- [330] H. Zirin: *Astrophysics of the sun*, Cambridge University Press, 1988 83, 372
- [331] E. Zorita, H. v. Storch, J.F. Gonzales-Rouco, U. Cubasch, J. Luterbacher, S. Legutke, I. Fischer-Bruns, und U. Schlese: Transient simulation of the climate of the last five centuries with an atmosphere-ocean coupled model: the Late Maunder Minimum and the Little Ice Age, *Meteorol Z* **13**:271-289, 2004 381

# Index

- $^7\text{Li}$ , 406
- $^7\text{Be}$ , 389
- $^{10}\text{Be}$ , 389, 391–394
- $^{14}\text{C}$ , 389–392, 394
- $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ , 342
- $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ , 341, 358
- Äthylen, 327
- Öl, 143
- Übergangsregion, 49
- Überreichweite, 291
  
- Ableitun
  - individuelle, 438
- Ableitung
  - individuelle, 438
  - partielle, 438
  - substantielle, 438
  - totale, 438
- Abschwächungsgesetz, 110
- absolute Feuchte, 18
- absolute Vorticity, 456
- Absorption, 4, 110, 272
- Absorptionsbanden, 156
- Absorptionskoeffizient
  - spektraler, 110
- Absorptionskoeffizienz, 231
- Absorptionsspektrum
  - Kohlendioxid, 155
  - Ozon, 155
  - Wasserdampf, 155
- Absorptionsvermögen
  - spektrales, 115
- Ac, 21
- ACRIM, 373
- Adiabatengleichung, 127
- Advektion, 128, 438
- Aerosol, 3, 4, 46, 132, 139, 142, 145–148, 153, 169–181, 185, 186, 200, 215–217, 220, 222, 223, 236, 252, 288, 318, 342, 356–358, 399
- airborne fraction, 159, 160
- Airglow, 292, 293, 303
  
- Albedo, 57–59, 113, 138, 139, 314
  - Breitenabhängigkeit, 58
  - globale Verteilung, 58
  - Mars, 323
  - planetare, 59
  - Venus, 318
- Aletschgletscher, 366
- Algonkisches Eiszeitalter, 354
- Altocumulus, 21
- Altostratus, 21, 30–32, 34
- Amboss, 133
- Aneorid-Barometer, 19
- Anlagerung, 292, 298, 302
- Anlagerungskoeffizient, 298
- Antarktische Konvergenz, 77
- anthropogener Treibhauseffekt, 7
- anthropogener Treibhauseffekt, 8, 13
- Ar, 5, 316
- arctic haze, 147
- Argon, 5, 316, 323, 330
- Arrhenius, 12, 85
- As, 21
- Aspirations-Psychrometer, 18
- Asteroid, 329
- Asteroidengürtel, 328
- astronomical unit, 312
- Astronomische Einheit, 47
- Atlantikum, 348
- Atmosphäre, 1, 312
  - adiabatisch, 437
  - Definition, 1
  - dynamisch, 1
  - Entwicklung, 334
  - graue, 119
  - homogen, 437
  - isotherm, 437
  - offenes System, 282
  - polytrop, 437
  - Schichtung, 2
  - Selbstreinigung, 255
  - Ur-, 330
  - Zusammensetzung, 5



- atmosphärische Gezeiten, 289  
 atmosphärische Wellen, 257, 287, 289  
 AU, 312  
 Aufgleiten, 135, 136  
 Ausstrahlung, 111, 112  
     langwellige, 115  
 Austauschvorgänge, 1  
 Auswanderung, 338  
 average bond energy, 411  
 Azoren-Hoch, 71  
  
 Bändertone, 340  
 Babcock–Leighton-Modell, 395  
 Bahnschrumpfung, 284  
 Bangladesh, 336  
 barometrische Höhenformel, 235, 269–271, 295,  
     436, 437  
 Barosphäre, 269, 271, 278  
 barotrop, 436  
 Bastille Day event, 409, 412  
 Baumringe, 340, 342, 389, 401  
     Ringbreite, 340  
 Bernoulli, 74  
 Bethe–Bloch equation, 411, 413, 416  
 Bewegungsgleichung, 29, 437, 439  
 Biber, 164  
 Bilanzgleichungen, 108  
 Bimetallthermometer, 17  
 Birkelandstrom, 307  
 Blumenkohlwolken, 133  
 Bodentemperatur, 325  
     Venus, 317  
 Bodenwelle, 290  
 Bodenwetterkarte, 23–25  
 Bougert–Lambert–Beer Gesetz, 295  
 Bougert–Lambert–Beer'sches Gesetz, 110, 116,  
     231  
 Bradbury-Schicht, 300  
 Bragg peak, 411, 417  
 Bremsstrahlung, 413, 417  
 bremsstrahlung, 413, 416  
 Brennstoffe  
     fossile, 143  
 Brennzone  
     nukleare, 50  
 Brewer–Dobson-Zirkulation, 226, 227  
 BrO<sub>x</sub>, 240  
  
 C, 292  
 CaII-Linie, 374, 396, 398  
 calculated ion–pair production rate, 412  
 Carrington, 54  
 cauliflower-clouds, 133  
 CAWSES, 266, 409, 410, 424  
 Cb, 22  
  
 Cc, 21  
 CH<sub>2</sub>O, 253  
 CH<sub>3</sub>, 253  
 CH<sub>3</sub>CH<sub>2</sub>, 253  
 CH<sub>3</sub>Cl, 240  
 CH<sub>4</sub>, 5, 12, 157, 239, 240, 253, 318, 353, 355  
 Chandrasekhar-Mittel, 118  
 Chapman Profil, 296, 310  
     normiert, 296  
 Chapman Schicht  
     α Schicht, 298  
     β-Schicht, 298  
 Chapman-Profil, 294, 299  
     normiert, 297  
     Sonnenstand, 297  
 Chapman-Schicht, 236  
     α-Schicht, 298  
     β-Schicht, 298  
 Chinook, 136  
 Chlor, 240, 246  
 Chromosphäre, 49, 50  
 Ci, 21  
 Cirrocumulus, 21, 34, 133  
 Cirrostratus, 21, 30, 31  
 Cirrus, 21, 30, 32, 34  
 Cl, 240  
 ClO, 246  
 ClO<sub>x</sub>, 240  
 ClO-Radikal, 243  
 ClO-Radikale, 243  
 ClONO<sub>2</sub>, 246  
 CME, 55, 382  
 CO, 143, 144, 253, 316, 323  
 CO<sub>2</sub>, 5, 12, 13, 122–124, 156, 157, 159–161,  
     164–166, 168, 169, 171, 184–187, 193,  
     194, 196, 197, 199–201, 210, 219, 220,  
     234, 249, 253–255, 291, 316–318, 323,  
     325, 334, 335, 344, 347, 353–355, 391,  
     430  
 CO<sub>2</sub>-Atmosphäre, 325  
 CO<sub>2</sub>-Düngung, 160  
 CO<sub>2</sub>-Problem, 13, 153  
 CO<sub>2</sub>-Verdopplungsexperiment, 188  
 CO<sub>2</sub><sup>+</sup>, 292  
 Compton scattering, 416  
 Coriolis-Kraft, 60, 61  
 Corioliskraft, 150, 278, 319, 445–447, 450  
 Coronal Mass Ejection, 382  
 coronal mass ejection, 55  
 cosmogenic nuclides, 410  
 Cosmos 1097, 285  
 Crutzen, 410  
 Cs, 21  
 Cu, 22

- Cumulonimbus, 22, 31, 32, 34, 40  
 Cumulus, 21, 22, 34, 133, 288
- D-Schicht, 4, 288, 299, 305  
   Chemie, 300  
 Dürreindex, 401  
 Dalton Gesetz, 270  
 Dalton-Minimum, 347, 399  
 Dampfdichte, 18  
 Dampfdruck, 18, 19  
 Dendochronologie, 340  
 Deuterium-Anreicherung, 319  
 Dichteglocke, 283  
 Dichtevertelung  
   Thermosphäre, 274  
 die Neo-Warmzeit, 353  
 Differentiation, 329  
 differentielle Intensität, 108  
 Diffusion  
   molekulare, 5  
 Dissipation, 141, 228  
 Dissoziation, 268, 291–293  
   molekulare, 275  
 Distickoxid, 155  
 Distickstoffmonoxid, 165  
 Distickstoffoxid, 157  
 diurnal bulge, 283, 303  
 Divergenz  
   Kugelkoordinaten, 449  
 DJF, 102  
 Dobson, 231  
 Doppelschichtstruktur, 298  
 Dosenbarometer, 19  
 Drehimpuls, 457  
 Drehimpulsproblem, 329  
 Drift-Boje, 66  
 Druck–Temperatur–Rückkopplung, 106  
 Druckgradient, 19  
 Druckgradientenkraft, 440, 441, 444, 445, 447, 450  
 Druckschreiber, 17  
 Dunstglocke, 139  
 Durchmischung  
   hemisphärische, 150  
   interhemisphärische, 150  
 Durchmischungszeiten, 151  
 dust bowl, 401, 403  
 dynamische Höhe, 460  
 dynamische Höhenanomalie, 460  
 Dynamische Methode, 79  
 Dynamo, 304  
   solarer, 395
- E-Schicht, 293, 298–300  
 Earth Radiation Budget, 58  
 Eddington'sche Näherungslösung, 121  
 Eddington–Barbier Näherung, 120  
 Eem-Warmzeit, 353  
 Effektivtemperatur, 50, 51, 105, 108, 113, 114, 116, 117, 124, 125, 218, 220, 314, 315, 318, 324, 371, 372, 375, 399, 400  
   Mars, 323  
   Merkur, 316  
   Venus, 318  
 Einstrahlung  
   kurzwellige, 115  
 Eis–Albedo–Feedback, 106  
 Eis–Albedo–Feedback, 201, 358  
 Eisbeben, 360  
 Eisbohrkern, 5, 342  
 Eisbohrkerne, 12, 13, 342, 353, 358, 389, 391  
 Eisbohrkernen, 400  
 Eiskristalle, 21, 262  
 Eisregen, 42  
 Eisschid  
   arktischer, 353  
 Eisschild  
   antarktischer, 359  
   grönländischer, 359  
 Eiswolke, 21  
 El Niño, 65–70  
 Elbeflut, 100  
 electron trajectory, 416  
 Elektrifizierung, 288  
 elektrische Kopplung, 287  
 Elektrizität  
   atmosphärische, 287  
 Elektronendichte  
   Höhenprofil, 294  
 Emissionskoeffizient  
   spektraler, 111  
 Emissionsvermögen  
   mittleres, 113  
 Energiespektrum, 51  
 Energiebilanz, 1, 108, 140  
 Energiebilanzgleichung, 117, 119, 272  
 Energiefluss  
   konvektiver, 128  
 energiereiche Teilchen, 277  
 Energiespektrum, 51  
 Energiestromdichte, 50, 109  
 Energietransport, 46, 105  
 Energietransportgleichung, 272, 274  
 Energietransportmodell, 105  
 energy loss distribution, 413  
 ENSO, 68, 70  
 Entweichtemperatur, 281  
 entropogener Treibhauseffekt, 11

- Entmischung, 268–272  
 Entweichgeschwindigkeit, 280–282  
 Entweichrate, 281  
 Entweichtemperatur, 280  
 ERB, 373  
 ERBE, 58  
 ERBS, 58, 373  
 Erdbahnachse  
   Neigung, 357  
 Erdbahnparameter, 355, 357  
 Erdboden-Thermometer, 17  
 Erde, 313, 314  
 Erdmagnetfeld  
   äußeres, 305  
   inneres, 305  
 Ergiebigkeit, 112, 118, 121  
 Erhaltungsgrößen, 438  
 Erhaltungssätze, 108  
 Erwartungswert, 84, 99  
 Eukaryoten, 332  
 Euler Gleichung, 442  
 Euler'sche Beschreibung, 438  
 Euler-Gleichung, 442  
 EUV, 50, 272, 291, 299, 300, 302, 303  
 Exosphärentemperatur, 273  
 Exosphäre, 1, 4, 268, 269, 271, 278–281, 301, 309  
   Ionen, 301  
   Stabilitätskriterium, 281  
   Teilchenentweichen, 279  
   Venus, 318, 319  
 Exosphärentemperatur, 273  
 Expansion, 275  
 Extinktionskoeffizient, 110, 119  
 Extremereignis, 100, 101  
 Extremereignisse, 101  
   Indikator für Klimaänderungen?, 101  
 Exzentrizität, 357  
  
 F<sub>1</sub>-Schicht, 300  
 F<sub>2</sub>-Schicht, 300  
 F-Schicht, 305  
 Föhn, 37, 136  
 Föhnmauer, 137  
 Fackel, 54  
 Fackeln, 374  
 Fallwind, 136  
 FCKW, 4, 7, 8, 143, 146, 151, 155, 157, 166, 167, 171, 219, 223, 227, 229, 234, 239, 240, 243–246, 259  
 Feedback  
   negatives, 106  
   positives, 106  
 Ferrel-Zelle, 46, 62, 148, 149  
 Feuchte  
   absolute, 18  
   maximale, 18, 19  
   relative, 18, 19  
 feuchte  
   absolute, 19  
 Feuchtegrad, 19  
 Feuchtgebiete, 163  
 Feuchttemperatur, 18, 19  
 Feuchtthermometer, 17, 18  
 Feuerlöschmittel, 8  
 Fieberkurve, 11, 12  
 Fieberthermometer, 17  
 field reversal, 410  
 Fingerabdruck, 101  
 Fingerabdruck, 102  
 Flächenversiegelung, 138  
 Flüssigkeit-in-einem-Glas-Thermometer, 17  
 Flüssigwassergehalt, 133  
 Flare, 46, 54, 288, 299, 302, 382, 387  
    $\gamma$ -Emission, 55  
   EUV, 55  
   H $\alpha$ , 55  
   harte Röntgenstrahlung, 55  
   Radioemission, 55  
   weiche Röntgenstrahlung, 55  
 Fleckenzahl, 54  
 Flourchlorkohlenwasserstoffe, 4, 7, 146, 152, 155, 166, 239  
 Fluchtgeschwindigkeit, 280  
 Flughöhe  
   Satellit, 284  
 Fluorchlorkohlenwasserstoffe, 167  
 Fluorchlorkohlenwasserstoffe, 168  
 Flusssäure, 316  
 Fluten, 350  
 flux-weighted mean, 118  
 Formaldehyd, 253  
 fossile Brennstoffe, 8  
 Fremdstoffeintrag, 151  
  
 galactic cosmic rays, 414  
 galaktische kosmische Strahlung, 389  
 Gas, 143  
 Gasgleichung, 436  
 Gasglocke, 273, 275, 283, 289, 303  
 Gashülle, 1  
 Gaskonstante  
   Wasser, 18  
 Gaya-Hypothese, 333  
 GEANT 4, 414  
 Gebirgsgletscher, 359  
 Gegen Sonne, 130  
 Geokorona, 271, 278  
 geomagnetic field, 410, 418  
 Geomagnetic Recurrence Index, 403

- Geopotential, 26, 79, 460  
 Geopotentialdifferenz, 460  
 geostrophische Annahme, 460  
 geostrophische Näherung, 29, 454  
 geostrophischer Wind, 29, 454  
 Gesamt ozon, 243  
 Gesamt ozonsäule, 231, 232  
 Gesamtstrahlung, 109, 110  
 Gesamtstrahlungsstrom, 113  
 Geschwindigkeitsgradient, 444  
 Gewitter, 32, 39, 42, 133, 227, 287, 288, 405  
 Gewitterbildung, 3  
 Gewitterhäufigkeit, 288  
 Gewitterlage, 39  
 Gewitterturm, 40  
 Gewitterwolke, 22, 288  
 Gezeiten, 289  
     atmosphärische, 289  
 giant planets, 314  
 Gilliland-Hypothese, 343, 355, 356, 376, 385, 402  
 Gleichgewicht  
     indifferent, 129  
 Gleissberg-Zyklus, 356, 376, 385, 393, 402  
 Gletscher, 100, 106, 196, 197, 340, 342, 351, 359, 361–366, 370  
 Gletscherrückgang, 364  
 globale elektrische Stromkreis, 288  
 globaler elektrischer Stromkreis, 287, 290  
 Globalstrahlung, 59  
     absorbierte, 59  
 Gnesjö-Vereisung, 354  
 Golfstrom, 64, 351, 352  
 GOME, 245  
 Gornergletscher, 364  
 Grönland, 350  
 Gradient  
     Kugelkoordinaten, 449  
 Granulation, 50, 126  
 graue Atmosphäre, 119, 121, 124  
 Gravitationsbeschleunigung  
     effektive, 446  
 Gravitationskraft, 442, 447, 450  
 greenhouse gas, 423  
 Grenzenergie, 292  
 Großfeuerungsanlagenverordnung, 7  
 Großwetterlage, 72, 346  
     Fünf b, 91  
     Gewitter, 39  
     Hochdruck, 38  
     Nordstau, 38  
     Nordwest, 37  
     Südföhn, 36  
     Südwest, 36  
     Stau, 38  
     West, 35  
 Grundgleichung  
     hydrostatische, 278  
 H, 240, 292  
 H<sub>2</sub>O, 5, 234, 239, 240, 291, 316, 318, 323, 325  
 H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, 240  
 H<sub>2</sub>S, 258  
 H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, 145  
 H<sub>2</sub><sup>+</sup>, 292  
 H<sub>3</sub>O<sup>+</sup>, 292  
 H<sub>3</sub><sup>+</sup>, 292  
 Hämatit, 331  
 Höhenprofil  
     Elektronendichte, 294  
 Haarharfe, 19  
 Haarhygrometer, 19  
 Hadley-Zelle, 46, 60–63, 447  
     äquatorial, 150  
     äquatoriale, 62, 63, 148, 153  
     Mars, 324  
     polar, 62  
     Venus, 319  
 Hadley-Zirkulation, 227  
     Venus, 319, 320  
 hadronic interaction, 413  
 Hale's Polaritätsgesetz, 395  
 Hale-Zyklus, 53, 357, 402, 403  
 Hall-Leitfähigkeit, 304  
 HAMMONIA, 424  
 Haufenschichtwolke, 21  
 Haufenwolke, 22  
 HCl, 246, 316, 331  
 HCN, 331  
 He, 292  
 Headley-Zelle  
     äquatoriale, 149  
 Heliosphäre, 48, 269  
 Helium, 270, 292, 315, 316  
 Heterosphäre, 5, 268, 269, 436  
 HF, 316  
 Himmelsstrahlung  
     diffuse, 59  
 HNO<sub>2</sub>, 240  
 HNO<sub>3</sub>, 145, 240  
 HO, 240  
 HO<sub>2</sub>, 240  
 HO<sub>x</sub>, 240, 410, 417, 419, 420  
 Hochatmosphäre, 10, 268, 269  
     Heizung, 291, 302  
     Ionosphäre, 268  
     neutral, 268  
 Hochdrucklage, 38  
     blockierende, 345, 346

- Hohlleiter, 290  
 Holozän, 348  
 Homosphäre, 4, 5, 436  
     Zusammensetzung, 5  
 Hot Tower, 149, 150, 153  
 hot tower, 257  
 Hurrikan, 101  
 Hurrikanhäufigkeit, 100  
 Hydrometeor, 180  
 hydrostatische Näherung, 460  
 hydrostatische Grundgleichung, 436  
 Hydroxyl, 162, 163, 230, 240  
 Hydroxyl-Radikal, 151, 243, 253, 258  
 Hygrograph, 17  
 hygroskopisch, 19  
  
 Impulsbilanz, 436, 439  
 indifferent, 130  
 individuelle Ableitung, 438  
 innertropische Konvergenzzone, 63, 68, 74, 153  
 instabil, 129  
 Instabilität  
     absolute, 133  
     konditionelle, 134, 135  
     thermisch, 126  
 Instabilitäten, 3  
 Intensität, 109  
     differentielle, 108  
     spektrale, 108  
 interaction cross section, 413  
 Intergovernmental Panel on Climate Change,  
     9  
 Inversion, 38, 129, 130, 150, 224  
 Io, 325  
 ion-pair production, 411, 412, 416  
 ion-pair production rate, 410  
 Ionen-Exosphäre, 301  
 Ionisation, 268, 291–293  
 Ionisationskante, 293  
 Ionisationsrate  
     Höhenabhängigkeit, 295  
 Ionisationsprofil, 296  
 ionization, 409, 410, 413  
 Ionosphäre, 2, 4, 10, 287, 288, 290  
     D-Schicht, 299  
     Definition, 290  
     Leitfähigkeit, 303  
     Reflektion von Wellen, 290  
     Solarzyklus, 301  
     Tagesgang, 302  
     Variabilität, 301  
 Ionosphärenschichten, 299  
 IPCC, 9  
 Isau, 330, 332  
 Isentropen, 149  
  
 Island, 350  
 Island-Tief, 71  
 Isohypse, 27  
 Isotopenverhältnis, 341, 342  
 ITC, 63  
  
 Jahr ohne Sommer, 399  
 Jahresmitteltemperatur, 90  
 Jahresringe, 340  
     Ringbreite, 340  
 Jahrhundertereignis, 101  
 Jahrtausendereignis, 101  
 Jeans-Flucht, 281  
 Jet, 62  
 jet stream  
     Venus, 319  
 Jetstream, 33  
 JJA, 102  
 Jupiter, 313–315  
     Io, 325  
     Klimaänderungen, 361  
  
 Körper  
     schwarzer, 112  
 Kaldera, 325  
 Kaltfront, 29, 31–33, 39, 75, 136  
 Kapazität  
     atmosphärische, 287  
 Kartoffelfäule, 337  
 Katalysator, 8  
 katalytische Abbauzyklen, 239, 240, 259  
     ClO<sub>x</sub>, 243  
     ClO<sub>x</sub>, 243  
     HO<sub>x</sub>, 240  
     HO<sub>x</sub>, 241  
     NO<sub>x</sub>, 242  
     NO<sub>x</sub>, 241, 251, 257  
 Kernbildung, 330  
 Kernfusion, 51  
 Kernwaffentest, 150  
 kinematische Viskosität, 443  
 Kirchhoff-Planck Gesetz, 112, 116, 118  
 Kleine Eiszeit, 338, 340, 345, 347, 348, 350,  
     355, 367, 371, 376, 385, 400  
 Klima, 2, 84, 85, 99  
     asymmetrisches, 353  
     Definition, 84, 85  
 Klimaänderung, 99, 101  
 Klimaarchiv, 361  
 Klimadiagramm, 87, 90  
 Klimaextrem, 100  
 Klimamodell, 105  
 Klimanachsage, 184  
 Klimanormal, 89  
 Klimaparameter, 84, 87

- Klimatologie, 84  
 Klimawende, 338, 350  
 Kohle, 143, 145  
 Kohlendioxid, 4, 5, 8, 11–13, 115, 143, 152–160, 168, 245, 253, 291, 315, 321, 329–331, 342  
     Absorptionsspektrum, 155  
     Kreislauf, 158, 159  
     Senken, 159  
     Venus, 316  
 Kohlendioxidäquivalent, 159  
 Kohlendioxidatmosphäre, 316, 325  
     Mars, 323  
 Kohlendioxidreservoir, 160  
 Kohlendioxidschnee, 324  
 Kohlendioxid, 242  
 Kohlenmonoxid, 143, 144, 152, 253, 316, 323, 331  
 Kohlenstoff, 292, 328  
 Kohlenstoffäquivalent, 159  
 Kohlenstoffkreislauf, 151  
 Kohlenstoffflüsse, 159  
 Kohlenwasserstoffe, 144, 258  
 Kompression, 445  
 Kondensation, 132  
 Kondensationshypothese, 328  
 Kondensationskeim, 4, 9, 132, 139, 171, 172, 178–180, 202, 288  
 Kondensationskeime, 377  
 Kondensationsniveau, 133, 134, 136  
 Kondensationspunkt, 19  
 Kondensationswärme, 126, 132, 133, 149  
 Kontinentaldrift, 353, 358  
 Kontinuitätsgleichung der Strahlung, 117, 119  
 Kontinuitätsgleichung, 74, 121, 438, 439  
 Kontinuitätsgleichung der Strahlung, 119  
 Kontraktion, 275  
 Konvektion, 3, 46, 126, 128, 129, 139, 141, 438  
     Aufsteigsgeschwindigkeit, 128  
     erzwungene, 128, 134, 136, 141  
     freie, 128  
     thermische, 128  
     turbulent, 128  
 Konvektionsbedingung, 127  
 Konvektionszelle, 62  
 Konvektionszone, 46, 50, 126, 395  
 Konvergenz  
     Antarktische, 77  
 Konvergenzzone, 74  
     innertropische, 63, 153, 257  
 Korona, 47–50  
 Korrelation, 407  
 Korrelationen, 380  
 Korrelationsprodukt, 452  
 kosmogene Nuklide, 150, 381, 385, 389, 391  
 Kovarianz, 452  
 Kraftdichte, 440  
 Kraftfahrzeugabgase, 143  
 Krakatau-Ostwinde, 227  
 Kreide-Tertiär-Wende, 342  
 Kreislaufwirtschaft, 151  
 Krypton, 323  
 Kugelkoordinaten  
     Divergenz, 449  
     Gradient, 449  
     Laplace-Operator, 449  
     modifizierte, 449  
     Rotation, 449  
 Kurzwellen, 305  
 La Niña, 71  
 labil, 129, 130  
 Labrador-Strom, 65  
 Lachgas, 151, 155, 165, 166, 168, 239–242, 245  
 Ladungsaustausch, 281, 292, 293, 302  
 Lagrange'sche Beschreibung, 437  
 Landregen, 31  
 Landwirtschaft, 8  
 Langwellen, 305  
 Laplace-Operator  
     Kugelkoordinaten, 449  
 latente Wärme, 18, 46, 128, 129, 139  
 Lebensformen  
     Metahn-basierend?, 327  
 Leitfähigkeit, 303  
 Leuchtkraft, 50  
 Leuchtkraftklasse, 47  
 linear energy transfer, 415  
 Linienabsorption, 47  
 Linienelement, 448  
 Lovelock, 333  
 low impact high risk, 89  
 low risk high impact, 89  
 Luftdruck, 19  
     reduzierter, 24  
 Lufterlektrizität, 3  
 Luftfahrt, 242  
 Luftfeuchte, 17, 18  
 Luftfeuchtigkeit  
     spezifische, 19  
 Lufthülle, 1  
 Luftmeer, 1  
 Luftqualitätsleitlinien, 144  
 Lufttemperatur, 17–19  
     Tagesgang, 129  
 Luftverschmutzung, 7, 139, 143, 146, 151  
 Luftwiderstand, 285  
 Luftwiderstandes, 285

- Magellan, 319  
Magnetfeld  
  interplanetar, 382  
Magnetfelder  
  eingefrorene, 322  
Magnetic Barrier, 322  
magnetic field reversal, 422  
magnetischer Fluss, 322  
Magnetopause, 305  
Magnetosheath, 322  
Magnetosphäre, 281, 291, 305  
Major Midwinter Warmings, 229  
makroskalig, 23  
MAM, 102  
Margules'sche Grenzflächenneigung, 75  
Mars, 82, 313, 314, 316, 318, 320, 323–325, 328–331, 333–335, 360  
  Albedo, 323  
  Effektivtemperatur, 323  
  Hadley-Zelle, 324  
  Klimaänderungen, 360  
  Kohlendioxidatmosphäre, 323  
  Kohlendioxidschnee, 324  
  optische Tiefe, 323  
  polare Eiskappen, 324  
  Polkappen, 324  
  Spurengase, 323  
  Staubstürme, 324  
  Temperaturschichtung, 324  
  Treibhauseffekt, 323  
Massenausstoß  
  koronaler, 382  
Mauna Loa, 160  
Maunder-Minimum, 338, 347, 371, 375, 376, 381, 383–389, 391–396, 398–400, 402, 424, 427  
Maximum  
  ägyptisches, 394  
  mittelalterliches, 394  
  Pyramiden, 394  
  Römerzeit, 394  
  Stonhenge, 394  
  sumerisches, 394  
Maximumthermometer, 17  
Maxwell-Verteilung, 272, 278, 281, 441  
Meeresspiegeläquivalent, 359  
Meridionalzirkulation, 62, 232  
  Stratosphäre, 150, 226, 227  
Merkur, 312–314, 316, 334  
  Effektivtemperatur, 316  
  Oberflächentemperatur, 316  
Merkurkorona, 282  
Mesopause, 262, 265, 303  
Mesopausentemperatur, 265  
mesoskalig, 23  
Mesosphäre, 2, 4, 10, 150, 262, 317  
Meteoritenstaub, 299  
Meteorologie  
  synoptische, 16  
Methan, 5, 8, 12, 13, 143, 151, 155, 157, 158, 161–166, 168, 169, 197, 239, 240, 246, 253, 257, 258, 265, 315, 326, 327, 331, 342, 353  
  Lebensdauer, 161  
  Quellen und Senken, 162  
Methan–Stickoxid-Prozess, 253  
Methan-Oxidation, 253  
Methanhypothese, 265  
Methylchlorid, 240  
mikroskalig, 23  
Milankovich Theorie, 355  
Milankovich-Theorie, 357, 358, 372  
Minimum  
  mittelalterliches, 338, 394  
Minimumthermometer, 17  
Mischungsverhältnis, 19  
Mischungsweg, 128  
Mischungsweg-Theorie, 128  
Mittelwert  
  Verschiebung, 99  
mittlere freie Weglänge, 280  
mittlere freie Weglänge, 279  
Modulation, 390  
Momentanwerte, 451  
Monde, 314  
Monokultur, 337  
Montreal Abkommen, 8  
multiple scattering, 413, 416  
N, 240, 292  
N<sub>2</sub>, 5, 154, 165, 233, 242, 291, 299, 323  
N<sub>2</sub>O, 12, 155, 157, 165, 240, 241  
N<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, 240  
N<sub>2</sub><sup>+</sup>, 292  
NO<sub>x</sub>, 240  
Nährzone, 362  
nachtleuchtende Wolken, 9, 261, 264, 287  
  siehe auch NLC, 262  
Nahrungskette, 164, 249  
NAO, 12, 71, 72  
  negativ, 72  
  positiv, 72  
Navier–Stokes Gleichung, 447  
Navier–Stokes-Gleichung, 445  
Ne, 316  
Nebelhypothese, 328  
Neo-Warmzeit, 348  
Neon, 316, 323  
Neptun, 312–314

- Triton, 326  
 Netzwerk  
   magnetisches, 374  
 Neutralatmosphäre, 10  
 Neutralgas  
   Erwärmung, 275  
   Heizung, 291  
 Neutrinos  
   solare, 53  
 Newton'sches Reibungsgesetz, 444  
 Newton'sches Reibungsgesetz, 444  
 Niederschlag, 132  
 Niederschlagsbildung, 3  
 Niederschlagsrate, 342  
 Nieselregen, 134  
 Nike-shoe-spill, 65, 66  
 Nimbostratus, 21, 30–32  
 nitrite oxides, 410  
 NLC, 9, 261, 262, 264, 265  
   Häufigkeit, 264  
   optische Tiefe, 263  
   Solarzyklus, 265  
 NO, 144, 165, 240, 253, 291, 292, 299  
 NO<sup>+</sup>, 292, 293, 299  
 NO<sub>2</sub>, 144, 145, 165, 239, 240, 246, 253, 291  
 NO<sub>3</sub>, 240, 242  
 NO<sub>x</sub>, 144, 240, 410, 412, 417, 419, 420  
 no-slip Bedingung, 444  
 NO-Radikal, 241  
 NOAA-10, 58  
 NOAA-9, 58  
 NOAA 9, 373  
 Noctilucent Clouds, 9, 261, 262, 264  
 Nordatlantische Oszillation, 12, 71  
 Nordatlantische Polarfront, 77  
 Nordstau, 38  
 Nordwestwetterlage, 37  
 Normalspannungen, 442  
 North Atlantic Oscillation, 71  
 Ns, 21  
 nuklearer Winter, 4  
 Nuklearexplosion, 4  
  
 O, 234, 291, 292, 299  
 O<sub>2</sub>, 5, 154, 230, 233, 234, 291, 292, 299, 323  
 O<sub>2</sub><sup>+</sup>, 292, 293, 299  
 O<sub>3</sub>, 5, 144, 230, 234, 291  
 Oberflächenströmung, 64  
 Oberflächenströmungen, 66  
 Oderflut, 100  
 OH, 162, 240, 258  
 Okklusion, 29, 32, 33, 75  
   kalter Typ, 32  
   warmer Typ, 33  
 Opazitätskoeffizient, 295  
  
 Optimum  
   mittelalterliches, 350, 394  
   Römerzeit, 394  
 Optimum der Römerzeit, 350  
 optisch dünn, 111, 117  
 optisch dick, 111, 116  
 optische Tiefe, 111, 123, 124, 153, 181, 272, 295, 317  
   Marsatmosphäre, 323  
   mittlere, 118  
   NLC, 263  
 optische Tife  
   Venus, 317  
 Orbitalhypothese, 357, 358  
 Ozon, 2, 4, 5, 51, 115, 144, 145, 154, 155, 162, 165, 167, 168, 223, 224, 226, 230–246, 248, 249, 251–257, 259, 260, 291, 294, 295, 318, 323, 361, 382, 399  
   Absorptionsspektrum, 155  
   bodennah, 231  
   ClO<sub>x</sub> Abbauzyklus, 243  
   ClO<sub>x</sub> Abbauzyklus, 243  
   HO<sub>x</sub> Abbauzyklus, 240  
   HO<sub>x</sub> Abbauzyklus, 241  
   katalytische Abbauzyklen, 239, 240  
   NO<sub>x</sub> Abbauzyklus, 242  
   NO<sub>x</sub> Abbauzyklus, 241  
   stratosphärisches, 168, 232  
   troposphärisch, 253  
     Abbau, 253  
   troposphärisch, 252, 254–256  
     Treibhauseffekt, 255  
   troposphärisches, 8, 152, 167, 232  
   Vulkane, 252  
 Ozonabbau, 241  
 Ozonabbau, 233, 236, 239, 251, 253  
   Höhenprofil, 230  
 Ozonbildung, 233, 234  
 Ozonchemie, 8  
 ozone, 409, 410, 412, 420, 423  
 Ozonkonzentration, 245  
 Ozonloch, 7–9, 14, 126, 146, 150, 223, 226, 230, 233, 234, 238, 245–249, 252, 255, 257, 259, 260, 278  
   Phytoplankton, 249  
   Treibhauseffekt, 248  
 Ozonmessung, 231  
   Kaliumjodid, 230  
 Ozonschicht, 2, 4, 7–9, 147, 152, 162, 166, 167, 174, 175, 223–225, 231, 233, 234, 236–240, 242, 243, 245, 246, 248–250, 252, 259, 268, 311, 324, 332  
   natürliche Variabilität, 249  
 Ozonschichtdicke



- Veränderungen, 244
- pair production, 413
- PAN, 144
- particle precipitation, 410
- Passat, 68, 69
- PCA, 242, 272, 299, 305, 382, 406
- Pedderson-Leitfähigkeit, 303
- Pedosphäre, 87
- Perigäumshöhe, 285
- Perihel
- Umlauf, 357
- Peroxyacetylnitrat, 253
- Peroxyazetyl-Nitrat, 144
- Peroxyazetyl-Nitrate, 152
- Peroxyd-Radikale, 253
- Pessimum
- Völkerwanderungszeit, 394
- phaenologische Daten, 210
- Photodissoziation, 291, 319
- Photodissoziationsenergie, 275
- Photoelektronen, 303
- Photoelektronenenergie, 275
- photoionization, 416
- Photolyse, 233, 239, 242, 243, 253
- Photosmog, 144, 145, 252
- Photosphäre, 47, 48, 50, 126
- Photosynthese, 332
- Phytoplankton, 249
- Pilbara, 330, 332
- Pinatubo, 252, 399
- Plague, 54
- Plagues, 396
- Planck'sches Mittel, 118
- Planck'sches Strahlungsgesetz, 112
- Planck-Funktion, 116
- planetare Albedo, 59
- planetare Grenzschicht, 141
- planetare Welle, 23, 73, 229, 455
- Planeten, 312
- Bahnen, 313
  - Bahnparameter, 313
  - erdähnliche, 314
  - giant, 314
  - innere, 314
  - Monde, 312, 314
  - Riesen-, 314
  - Ringe, 312, 314
  - terrestrial, 314
- Planetesimale, 329
- Plasma-Feedback, 275
- Plasmakonvektion, 309
- Plasmasphäre
- Venus, 321
- Pluto, 312, 314, 315
- Poisson-Gleichung, 462
- polar cap, 409, 410, 418
- Polar Cap Absorption, 242, 299, 305
- Polar Mesosphere Summer Echo, 266
- Polar Stratospheric Cloud, 257
- Polar Stratospheric Clouds, 246
- polare hotspots
- Venus, 320
- polare stratosphärische Wolken, 246, 257, 278
- polarer Wind, 278, 281
- Polarfron, 62
- Polarfront, 33, 35, 46, 74, 455
- Nordatlantische, 77
- Polarjet, 148, 149
- ENSO, 70
- Polarlicht, 10, 55, 307, 371, 382, 385, 387–389, 392, 394
- Polarlichtteilchen, 289
- Polarlichtzone, 305
- Polarnacht, 224
- Polarwirbel, 229
- Polkappe, 277, 281, 302, 305
- Polkappen, 299
- Polkappenabsorption, 242, 272, 277, 382, 383
- Pollenanalyse, 342, 352
- potentielle Temperatur, 461
- potentielle Vorticity, 459
- power law, 414
- precipitating particles
- energy spectra, 414
- Prognose, 107
- Prokaryoten, 332
- Proto, 329
- Proto-Panet, 329
- Proto-Planet, 329
- Proto-Sonne, 328
- proton trajectory, 415
- Protonosphäre, 269
- PSC, 246, 257
- PSME, 266
- Psychrometer, 18
- Aspirations, 18
- Psychrometerdifferenz, 18
- Psychrometerformel, 18
- Pyramidenmaximum, 394
- QBO, 227–229
- Quasi-biennial Oscillation, 227, 228
- Quecksilberthermometer, 17
- Quellfunktion, 112
- Quellgase, 239, 243
- Römerzeit, 366
- Röntgenstrahlung, 50, 299
- Rückkopplung, 6

- negative, 6, 106
- positive, 6, 106, 248
- radiative forcing, 168
- Radikal
  - organisch, 253
- Radikalbildung, 233
- Radikale, 239
- Radiofenster, 304
- Radiokommunikation, 304
- Radiowellen
  - Ausbreitung, 290
- Rajasthan, 350
- Randverdunkelung, 122
- Randverdunklung, 120
- Rauchfahne, 130
- Rauchgaswäsche, 7
- Raumwinkel, 448
- Raumwinkelement, 448
- Reflektionsvermögen
  - mittleres, 57
- Regenmesser, 17
- Region 1-Strom, 307
- Region 2-Strom, 307
- Reibung, 283, 443
- Reibungsansatz
  - Newton, 283
- Reibungsgesetz
  - Newton'sches, 444
- Reibungskoeffizient, 443
- Reibungskraft, 444, 445
- reibungskraft, 447
- Reibungswind, 29
- Reisanbau, 163
- Rekombination, 276, 289, 293, 297–299
- Rekombinationsrate, 297
- relative Feuchte, 18, 19
- Restrisiko, 89
- Reynolds-Axiome, 451
- Rhonegletscher, 364
- Riesenplaneten, 314
- ring current, 303
- Ringe, 314
- Ringstrom, 305, 307
- Ringsysteme, 314
- Rosby-Welle, 62
- Rosby-Welle, 23, 73, 455
- Rosby-Zahl, 455, 460
- Rosseland Mittel, 118
- Rotation
  - differentielle, 386
  - Kugelkoordinaten, 449
  - solare, 384, 386
  - synodische, 47
- Rotationsband, 155
- S-Band, 304
- Sättigung, 19
- Sättigungsdampfdruck, 18
- Sättigungsfeuchte, 19
- Sättigungswasserdampfdruck, 19
- Südföhn, 36, 37
- Südwestwetterlage, 36
- Saharastaub, 147
- Salpetersäure, 7, 144, 145, 165, 253, 258
- Salzsäure, 316
- Sandsturm, 147
- Satellitenabbremmung, 282, 285
- Satellitenorbit, 285
- Saturn, 313, 314
  - Titan, 325, 326
- Sauerstoff, 5, 233, 242, 270, 291, 292, 299, 315, 323, 328, 329, 332
- Saurer Regen, 7, 144–146, 165, 258
- Sc, 21
- Schäfchenwolken, 21
- Schönwetterstrom, 288
- Schönwetterwolke, 22
- Schönwetterwolken, 133
- Schalenkreuzanemometer, 17
- Scheinkräfte, 445
- Schichtbildung, 292, 294
- Schichtgrenzen, 2
- Schichthöhe, 298
- Schichtstruktur, 2
- Schichtung
  - indifferent, 130
  - instabil, 129
  - labil, 129, 130
  - stabil, 129, 130, 132
- Schichtwolke, 21, 22
- Schleierwolke, 21
- Schmetterlingsdiagramm, 53, 54, 395
- Schmetterlingseffekt, 187, 430
- Schubspannung, 442, 444, 445
- Schubspannungen, 442, 443
- Schubspannungstensor, 442, 444
  - kompressibles Medium, 445
- Schwabe, 385
- Schwarzkörperstrahlung, 112
- Schwefeldioxid, 7, 143, 145, 146, 152, 200, 316
- Schwefeloxide, 331
- Schwefelsäure, 7, 145, 258, 318
- Schwefeltrioxid, 145
- Schwere, 446
- Schwerebeschleunigung, 446
- Schwereformel, 446
- Schwerewellen, 228, 289, 304
- Schwermetalle, 145
- SCIAMACHY, 232

- secondary electron, 415  
 secondary electrons, 413  
 Sektorgrenze, 382, 403, 405  
 SEP, 54  
 SID, 299, 302, 305, 382, 406  
 Simulation  
   CO<sub>2</sub>-Verdopplung, 188  
   transient, 186  
   Zeitscheibenexperiment, 186  
 Skalenanalyse, 29, 453  
 Skalenhöhe, 4, 270, 271, 295, 298, 436, 437  
 SkyLab, 286  
 SLIMCAT/TOMCAT model, 414  
 SMM, 286, 373  
 Smog, 130, 144, 145, 326, 327  
   industrieller, 145  
   photochemischer, 144, 145  
 SO<sub>2</sub>, 7, 145, 258, 316, 318, 325  
 SO<sub>3</sub>, 145  
 solar cycle, 420  
 solar energetic particle, 409, 423  
   energy spectra, 414  
 solar energetic particle event  
   ozone depletion, 409  
 solar energetic particles, 54  
 Solar Maximum Mission, 286  
 Solar-Terrestrische Beziehungen, 10  
 solare Aktivität, 46  
 solare Einstrahlung  
   Breitenabhängigkeit, 57  
 solare energiereiche Teilchen, 251  
 Solarkonstante, 50, 54, 82, 107, 108, 114, 124,  
   220, 355–358, 371–376, 382, 396, 398–  
   400, 424, 433  
 SolarMax, 286  
 Solarzyklus, 385  
 Solarzyklus, 4, 46, 48, 53, 54, 56, 229, 236,  
   249, 250, 265, 269, 273, 286, 288,  
   302, 309, 311, 356, 371, 372, 374,  
   376, 382, 385, 387, 393, 394, 396,  
   398, 400, 402, 405, 407, 424  
   Dauer, 376  
 Sommer-Winter-Zelle, 277  
 Sommersmog, 8  
 SON, 102  
 Sonne, 313  
   Energiespektrum, 51  
 Sonnenaktivität, 229  
 Sonnendurchmesser, 356, 357, 386, 398, 399  
 Sonnenfleck, 53, 54, 56, 82, 220, 249, 356, 373,  
   374, 384–389, 392, 394, 395, 398, 403  
 Sonnenfleckfläche, 53  
 Sonnenoszillation, 357  
 Sonnenoszillationshypothese, 356  
 Sonnenscheindauer, 90  
 Sonnenscheinschreiber, 17  
 Sonnenstand, 57, 295, 296  
 Sonnenstrahlung  
   direkte, 59  
 Sonnenuntergang, 130  
 Sonnenwind, 281, 305, 322, 382  
 Sonnenwindstrom  
   schneller, 382, 387, 403  
 Southern Oscillation, 68  
 Spörer-Minimum, 391, 394  
 Spörers Gesetz, 395  
 Spannungstensor, 442, 443  
 specific energy loss, 411  
 spectral index, 414  
 Spektralklasse, 47  
 spezifische Luftfeuchtigkeit, 19  
 Spurengase, i, 5, 6, 8, 11–13, 46, 106, 125, 142,  
   150, 151, 153–158, 161, 165, 166, 168,  
   169, 181, 182, 197, 218, 220, 223,  
   233, 236, 239, 256, 258, 317, 318,  
   323, 325, 342, 353, 356, 500  
   Lebensdauer, 150, 151  
   Mars, 323  
 Sputnik 2, 285  
 Sputnik 2, 286  
 SSW, 74  
 St, 22  
 stabil, 129, 130  
 Stabilität  
   absolute, 134  
 Stabilitätsbedingungen, 133  
 Stabilitätskriterium, 315  
   Exosphäre, 281  
 Stadt, 151  
 Stadtmeteorologie, 141  
 Starkregen, 42, 88, 91  
 Stationsangabe, 24  
 Stationskarte, 23, 24, 30  
 Staub, 4  
 Staubsturm, 147  
 Stauwetterlage, 38  
 Stickstoffdioxid, 165  
 Stefan-Boltzmann, 113  
 Stefan-Boltzmann Gesetz, 50, 112, 117, 119,  
   122  
 Stefan-Boltzmann Konstante, 113  
 stellare Aktivität, 47  
 Stickoxid, 12, 144, 145, 240  
 Stickoxid-Radikale, 242  
 Stickoxid-Reaktion, 253  
 Stickoxide, 7, 8, 146, 152, 162, 165, 242, 245,  
   251, 253, 256, 258, 382  
 Stickoxidul, 5

- Stickstoff, 5, 165, 233, 242, 291, 292, 315, 323, 326–329, 331
- Stickstoffdioxid, 144, 165, 241, 242, 253, 291
- Stickstoffemission, 165
- Stickstoffmonoxid, 165, 241, 242, 291, 292
- Stickstoffradikale, 240, 242
- Stoßwelle, 55, 305, 382, 387, 388
- Stoßzahl, 279, 280
- Stockwerkstruktur, 2
- Strömungsgleichung der Strahlung, 117
- Strahlstrom, 26, 46, 62, 148, 150, 153  
Venus, 319
- Strahlung, 3, 46  
kruzwellige, 140  
langwellige, 140
- Strahlungs-Konvektionsmodell, 156
- Strahlungsantrieb, 168, 169, 378
- Strahlungsbilanz, 4, 108  
Breitenabhängigkeit, 58  
global, 59  
Oberkante Atmosphäre, 60  
positive, 58
- Strahlungsdichte, 111
- Strahlungsenergie  
auftreffende, 57
- Strahlungsfeld, 108
- Strahlungsgesetz  
Kirchhoff–Planck, 112  
Planck, 112  
Stefan–Boltzmann, 112, 119  
Wien, 113
- Strahlungshaushalt, 4
- Strahlungskonstante, 113
- Strahlungsrekombination, 292
- Strahlungsstrom, 57, 109
- Strahlungstemperatur, 113
- Strahlungstransport, 126, 141
- Strahlungstransportgleichung, 117–119, 121  
allgemeine, 118  
Gesamtstrahlung, 118  
lokales thermodyn. Gleichgew., 118
- Strahlungstransportzone, 46, 50
- Stratocumulus, 21, 34
- Stratopause, 150, 224
- Stratosphäre, 2, 4, 8, 150, 224, 317, 437  
Meridionalzirkulation, 150, 226, 227  
Temperatur, 224
- Stratosphären-Troposphären-Austausch, 148
- Stratus, 21, 22, 30, 31, 134
- Streuoeffizient, 231  
spektraler, 110
- Streuung, 99, 110
- Strom  
atmosphärischer, 288
- Stromatoliten, 332
- Stromfunktion, 456
- Sturm, 41
- Sturmflut, 101
- Suaerstoff  
atomar, 144  
substantielle Ableitung, 438
- Subtropenfront, 46, 62
- Subtropenjet, 70, 148, 149
- Sudden Ionospheric Disturbance, 299, 302, 382, 406
- Sudden Ionospheric Disturbances, 305
- Sudden Stratospheric Warming, 74, 238
- Suess-Effekt, 392, 394
- Supernova, 328
- T-Tauri-Phase, 329
- TA Luft, 144
- Tagesgang, 129
- Tagesmitteltemperatur, 90
- Tambora, 399
- Tangentialspannungen, 442
- Taupunkt, 18, 19, 132
- Taupunktdifferenz, 19
- Taupunkttemperatur, 19
- Teilchenentweichen, 280
- Tektonik, 330
- Telekonnektion, 12, 68, 69
- Temperatur  
potentielle, 149, 461  
Tagesgang in Hochatmosphäre, 275  
Wärmemenge, 279
- Temperaturüberschuss, 128
- Temperaturanomalie, 11, 89
- Temperaturgleichgewicht, 111
- Temperaturgradient, 46, 133, 273  
Äquator–Pol, 3, 345  
adiabatisch, 127  
feuchtadiabatisch, 132, 134  
Mesosphäre, 4  
Stratosphäre, 4  
Thermosphäre, 4  
trockenadiabatisch, 129, 134  
Troposphäre, 3
- Temperaturinversion, 4, 130
- Temperaturmessreihe, 339
- Temperaturschichtung, 122, 272  
Hochatmosphäre, 272  
Mars, 324  
Venus, 317
- Temperaturtrend, 89
- Temperaturverlauf  
Thermosphäre, 273
- Tertiär, 353
- THDA, 405

- thermodynamisches Gleichgewicht, 111  
 Thermograph, 17, 18  
 thermohaline Zirkulation, 65, 203  
 Thermohygrograph, 19  
 Thermometer, 17  
   Bimetall, 17  
   Fieber, 17  
   Flüssigkeit-in-einem-Glas, 17  
   Maximum, 17  
   Minimum, 17  
   Quecksilber-, 17  
 Thermosphäre, 2, 4, 269, 271  
   Abstrahlung, 276  
   Dichtevariation, 283  
   Dichteverteilung, 274  
   Photodissoziazion, 275  
   Tagesgang Temperatur, 275  
   Temperaturverlauf, 273  
   Venus, 317  
   Wärmeleitung, 276  
   Windgeschwindigkeit, 278  
   Zirkulation, 276, 277, 289  
   Zusammensetzung, 274  
 Thermosphäre., 262  
 Thunderstormarea, 405  
 TID, 304  
 Tide, 303  
 Tiefdruckgebiet, 33  
 Tiefenzirkulation, 65  
 Titan, 325–327  
 Titius–Bode Regel, 328, 329, 331  
 TOMS, 232, 243  
 Total Ozone Mapping Spectrometer, 232  
 Tröpfchenbildung, 145, 288  
 Traveling Ionospheric Disturbances, 304  
 Treibhaus wirksame Spurengase  
   Definition, 8  
 Treibgase, 8  
 Treibhauseffekt, 1, 4–7, 9, 11–14, 51, 100, 102,  
   105, 114, 124, 125, 139–141, 152, 153,  
   157, 161, 165–169, 176, 181, 189–  
   191, 194, 208–210, 212, 213, 218–  
   220, 222, 230, 248, 249, 255, 258–  
   260, 265, 317, 318, 324, 325, 329,  
   334, 335, 359, 360, 407, 487  
   anthropogen, 1  
   anthropogener, 5, 7, 8, 11, 13, 125, 153  
   Mars, 323  
   natürlicher, 125, 153  
   Ozonloch, 248  
   runaway, 334  
   troposphärisches Ozon, 255  
   Venus, 317, 318  
 Treibhauseffekt  
   natürlicher, 5  
 Treibhauspotential, 166  
 treibhauswirksame Spurengase, 11, 168  
 treibhauswirksame Spurengase, 3, 12, 142, 153,  
   158, 248, 253  
 Treibhauswirksamkeit, 157  
 Treibhauswirkung, 255  
 Tripelpunkt, 33, 75  
 Triton, 326  
 Tropopause, 150  
 Tropopauseneinbruch, 148, 150, 153  
 Tropopausenfalte, 149  
 Tropopausentemperatur, 224  
 Troposphäre, 2–4, 7, 437  
   Venus, 317  
 Turbulenz, 57  
 TWS, ii, 3, 8, 11, 12, 106, 107, 126, 142, 157,  
   161, 165, 168, 169, 177, 195, 198,  
   216, 219  
 UKW, 291, 304  
 Ultraviolett, 50  
 Umlagerung, 276, 292, 293  
 Umlaufzeit  
   siderisch, 312  
   synodisch, 312  
 Umweltproblem, 7  
 Unwetterwarnung, 41  
 Ur-Atmosphäre, 330  
 Uranus, 313, 314  
 urban induced percipitation, 139  
 urban induced showers, 136, 139, 141  
 Urnebel, 328  
 UV, 50, 272  
 UV-Strahlung, 4  
 Völkerwanderung, 338, 350, 366  
 Völkerwanderungszeit, 394  
 VAI, 404  
 Vanguard 2, 283  
 Variabilität, 99  
 Vb-Wetterlage, 35  
 Vegetationsperiode, 345  
 Vektor  
   Kugelkoordinaten, 448  
 Venu  
   Datenblatt, 322  
 Venus, 82, 313, 314, 316–325, 328, 330, 331,  
   333–335, 360, 479  
   Albedo, 318  
   Bodendruck, 316  
   Bodentemperatur, 317  
   Dunstschicht, 318  
   Effektivtemperatur, 318  
   Exosphäre, 318, 319

- Hadley-Zelle, 319
- Hadley-Zirkulation, 319, 320
- jet stream, 319
- Kohlendioxid, 316
- optische Tiefe, 317
- polare hotspots, 320
- Strahlstrom, 319
- Temperaturschichtung, 317
- Thermosphäre, 317
- Treibhauseffekt, 317, 318
- Troposphäre, 317
- Vulkanismus, 320
- Wolken, 318
- Wolkenbedeckung, 320
- Zirkulation, 319
- Verbrennung, 7, 143
  - unvollständige, 143
- Verbrennungsgase, 7
- Verdunstungswärme, 126, 138
- Verschmutzungsdecke, 139
- Vibrations-Rotationsbande, 155
- Vibrationsbanden, 155
- Vidie-Dose, 19
- Viehhaltung, 163
- Viskosität
  - kinematische, 443
  - molekulare, 445
  - turbulente, 445
- Viskositätskoeffizient, 443
- Volumenelement, 448
- Vorticity, 456, 458
  - absolute, 456
  - potentielle, 459
- Vorticity Area Index, 404, 406
- Vorticity-Gleichung, 458
- Vulkan, 4, 7, 147, 148, 171, 173–178, 216–218, 252, 319–321, 325, 326, 331, 335, 356, 359, 376
- Vulkane
  - Ozon, 252
- Vulkanismus, 318, 321, 325, 330, 331, 342
- Venus, 320
- Wärme
  - fühlbare, 128
  - latente, 3, 18, 46, 128
- Wärmeglocke, 136
- Wärmeinsel, 136, 139, 151, 210, 339
- Wärmeleitung, 46, 57, 126, 141, 272
- Wärmeleitungskoeffizient, 273
- Wärmemenge
  - Temperatur, 279
- Wärm-Kaltzeit, 353
- Wärmeiszeit, 359
- Wärmekaltzeit, 350
- Wüstengürtel, 63
- Waldbrand, 148
- Walker-Zirkulation, 68, 70
- Warmfront, 29, 30, 32–34, 75, 136
  - stationär, 29
  - Wolken, 30
- Warve, 340
- Wasser, 321, 330
  - Venus, 317
- Wasserdampf, 3, 5, 6, 46, 115, 143, 153–157, 224, 242, 262, 291, 315, 316, 323, 331
  - Absorptionsspektrum, 155
- Wasserdampfatosmosphäre, 329
- Wasserdampfdichte, 18
- Wasserdampfgehalt, 19
- Wassermoleküle, 265
- Wasserstoff, 151, 240, 253, 270, 280, 292, 315, 316, 329, 331
- Wasserstoffradikale, 240
- Welle
  - akustisch, 304
  - gravitativ, 304
  - planetare, 455
  - Rossby, 455
- Wellen
  - atmosphärische, 289
- West-QBO, 227, 229
- Westwetterlage, 35
- Wetter, 6, 85
  - Definition, 6
- Wetterphänomene, 6
- Wetterereignis, 100
- Wetterhäuschen, 19
- Wetterhütte, 16, 18
- Wettersysteme, 3
- Wettervorhersage, 405
  - manuell, 28
  - numerisch, 28
- White-Light Flare, 54
- Widerstand
  - atmosphärischer, 287
- Widerstandsbeiwert, 284
- Wiederkehr-Index
  - geomagnetischer, 403
- Wien'sches Verschiebungsgesetz, 113
- Wikinger, 338, 350
- Wind
  - geostrophischer, 29
  - Reibungs-, 29
- Windfahne, 17
- Windgeschwindigkeit
  - Thermosphäre, 278
- Windsprung, 30
- Winterindex, 394

- Wirkungsquerschnitt, 279  
 Witterung, 85, 99  
 Wogenwolke, 21  
 Wolke  
   Alto cumulus, 21  
   Alto stratus, 21  
   Cirro cumulus, 21  
   Cirro stratus, 21  
   Cirrus, 21  
   Cumulonimbus, 22  
   Cumulus, 22  
   Gewitter-, 22  
   Haufen, 22  
   Haufenschicht-, 21  
   Nimbostratus, 21  
   Schäfchen-, 21  
   Schönwetter-, 22  
   Schicht-, 21, 22  
   Schleier-, 21  
   Stratocumulus, 21  
   Stratus, 22  
   Wogen-, 21  
 Wolken, 20, 132, 378  
   Klassifikation, 20  
   nachtleuchtende, 9  
   Venus, 318, 320  
 Wolkenatlas, 20  
 Wolkenbildung, 3, 4  
 Wolkengattungen, 21  
 Wolkenhöhe, 20  
 Wolkenklassifikation, 17, 20  
  
 X-Band, 304  
 Xenon, 323  
  
 Zehrzone, 362  
 Zeitscheibenexperiment, 186  
 Zentrifugalkraft, 445–447, 450  
 Zirkulation  
   globale, 59, 60  
   meridional, 278  
   meridionale, 62  
   ozeanische, 64  
   thermohaline, 65  
   Thermosphäre, 277, 289  
   Venus, 319  
   zonal, 278  
 Zirkulationssystem, 46  
   Thermosphäre, 276  
 zirkumpolare Strömung, 278  
 Zusammensetzung, 5  
   Thermosphäre, 274  
 Zustandsgleichung, 18, 127  
 Zuwachsraten, 157  
 Zyanid, 331  
 Zyanobakterien, 332  
 Zyklogenese, 33, 46, 75  
 Zyklone, 33