

**Wechselwirkung energiereicher Strahlung
mit Materie**
- Anwendung kernphysikalischer Grundlagen in der
Medizin

May-Britt Kallenrode

30. Juni 1996

Zusammenfassung

Energiereiche Strahlung kann Teilchenstrahlung oder elektromagnetische Strahlung sein. Beim Auftreffen auf Materie führt sie zu Anregung und Ionisation.

In diesem Skript sollen die physikalischen Grundlagen der Wechselwirkung (WeWi) energiereicher Strahlung mit Materie behandelt werden (Teil 1) und die Anwendung dieser Prinzipien in der Medizin (Teil 2). Dabei wird auch auf die WeWi der energiereichen Strahlung mit biologischer Materie und die sich daraus ergebenden Konsequenzen für den Organismus eingegangen.

In Teil 1 wird der Begriff der energiereichen Strahlung definiert. Eine kurze Wiederholung der Grundlagen der Atom- und Kernphysik wird den Grundstein legen zum Verständnis natürlicher Radioaktivität sowie der technischen Erzeugung energiereicher Strahlung. Der Schwerpunkt dieses Teils wird auf der WeWi der energiereichen Strahlung mit Materie, belebter und unbelebter, sowie der Anwendung dieser Prinzipien in der Dosimetrie liegen.

Im Anwendungsteil werden drei Schwerpunkte behandelt: die bildgebenden Verfahren in der Medizin (Röntgen, CT und PET), die nuklearmedizinische Diagnostik sowie die Strahlentherapie. Gerade an letzterer läßt sich die unterschiedliche Art der WeWi von elektromagnetischer Strahlung und Teilchenstrahlung mit Materie illustrieren. Als ergänzende Kapitel werden Monte-Carlo-Simulationen zur Beschreibung der WeWi energiereicher Strahlung mit Materie behandelt, die biologische Wirkung niedriger Dosen und das Problem der Risiko/Nutzen-Abschätzung der vorgestellten medizinischen Verfahren.

Zu Risiken und Nebenwirkungen: Dieses Skript ist nur ein Skript. Es soll und kann kein Lehrbuch ersetzen. Stattdessen bietet es eine Stichwortsammlung und ein kommentiertes Sammelurium von Abbildungen mit den Zielen (a) an einige Themen der Vorlesung zu erinnern und (b) anhand der angegebenen Literatur genauere Informationen nachschlagen zu können. Vielleicht regen auch einige der Fehler und Ungenauigkeiten zu intensivem Nachdenken an.

Inhaltsverzeichnis

1	Was ist energiereiche Strahlung?	6
1.1	Definition	6
1.2	Strahlenbelastung	7
1.3	Zusammenfassung	8
1.4	Literatur	9
2	Grundlagen der Atom- und Kernphysik	10
2.1	Aufbau eines Atoms	10
2.1.1	Linienspektren und Quantenzahlen	11
2.1.2	Das Periodensystem der Elemente	13
2.1.3	Charakteristische Röntgenstrahlung	15
2.2	Aufbau eines Kerns	16
2.2.1	Elementarkräfte	16
2.2.2	Klassifikation von Nukliden	18
2.2.3	Massenbilanz und Bindungsenergie	19
2.2.4	Modelle des Kerns	20
2.3	Zusammenfassung	23
2.4	Aufgaben	23
3	Natürliche Radioaktivität	25
3.1	Zerfallsgesetze	25
3.1.1	Zerfallskonstante, Halbwertszeit und Aktivität	25
3.1.2	Produktion einer radioaktiven Substanz	27
3.1.3	Zerfallsketten: Mutter- und Tochterisotope	28
3.2	Zerfallsarten	31
3.2.1	α -Zerfall	32
3.2.2	β -Zerfall	35
3.2.3	γ -Strahlung	37
3.2.4	Spontane Kernspaltung	38
3.2.5	Nukleonen-Emission	38
3.2.6	Beschuß von Kernen mit Teilchen	38
3.3	Häufige natürliche radioaktive Quellen	39
3.4	Zusammenfassung	41
3.5	Aufgaben	42

4	Künstlich erzeugte energiereiche Strahlung	44
4.1	Röntgenstrahlung	44
4.1.1	Die Röntgenröhre	44
4.1.2	Das Röntgenbremsstrahlungsspektrum	46
4.1.3	Technische Probleme	47
4.2	Beschleuniger für den therapeutischen Einsatz	48
4.2.1	Linearbeschleuniger	48
4.2.2	Kreisbeschleuniger	52
4.3	Zusammenfassung	54
4.4	Aufgaben	54
5	WeWi energiereicher Strahlung mit Materie	55
5.1	Elektromagnetische Strahlung	55
5.1.1	Elastische Streuung (Streuung ohne Energieabgabe)	55
5.1.2	Photoeffekt (Vollständige Absorption des Photons)	55
5.1.3	Compton-Effekt	57
5.1.4	Paarerzeugung	57
5.1.5	Kernphotoeffekt	60
5.1.6	Absorptionsgesetz	60
5.1.7	Aufbaueffekt	64
5.2	Energereiche geladene Teilchen	65
5.2.1	Energieverlustbeziehung (Bethe-Bloch) für schwere Teilchen	65
5.2.2	Vielfachstreuung von Elektronen	73
5.3	Neutronen	75
5.4	Zusammenfassung	76
5.5	Aufgaben	76
6	Biologische Strahlenwirkung	78
6.1	Aufbau biologischer Materie	78
6.1.1	Die Zelle	78
6.1.2	Zellteilung und DNS-Replikation	82
6.1.3	Strahlenempfindlichkeit und Zellzyklus	87
6.2	Zeitlicher Ablauf der Strahlenwirkung	88
6.3	Physikalisch-Chemische Strahlenwirkung	91
6.3.1	Direkte Strahlenwirkung	91
6.3.2	Indirekte Strahlenwirkung	92
6.4	Biochemische Strahlenwirkung	92
6.4.1	Schädigungen in der DNS	92
6.4.2	Reparaturvorgänge	93
6.4.3	Schäden in anderen Bereichen der Zelle	94
6.5	Biologische Strahlenwirkung	94
6.5.1	Überlebenskurven (Dosis-Effekt-Kurven)	95
6.5.2	Zwei-Komponenten-Modell	96
6.5.3	Linear-Quadratisches Modell: früh und spät reagierende Gewebe	97
6.5.4	Der Sauerstoff-Effekt	99
6.5.5	Akute Strahlenkrankheit	100
6.6	Exkurs: Kanzerogenese	103
6.6.1	Der genetische Code: Onkogene und Anti-Onkogene	103
6.6.2	Aktivierung eines Onkogens	104

6.6.3	Aktivierung oder De-Aktivierung?	106
6.6.4	Neues zum Doppelstrangbruch	106
6.7	Zusammenfassung	106
7	Dosimetrie	108
7.1	Einheiten und Dosisbegriffe	108
7.1.1	Ionendosis	108
7.1.2	Energiedosis	109
7.1.3	Äquivalentdosis und relative biologische Wirksamkeit	111
7.1.4	Effektive Äquivalentdosis	113
7.1.5	Weitere Dosisbegriffe	114
7.1.6	Grenzwerte	116
7.2	Instrumente zum Nachweis energiereicher Strahlung	117
7.2.1	Gasgefüllte Teilchendetektoren	118
7.2.2	Szintillationszähler	122
7.2.3	Thermolumineszenz-Detektoren	124
7.2.4	Festkörperspurdetektoren	124
7.2.5	Halbleiterdetektoren	125
7.3	Dosimeter	126
7.3.1	Füllhalterdosimeter	126
7.3.2	Fimlplakette	126
7.4	Zusammenfassung	128
8	Bildgebende Verfahren	130
8.1	Röntgenaufnahmen	130
8.1.1	Verfahren	132
8.1.2	Aufnahmequalität	134
8.1.3	Der Röntgenfilm	135
8.1.4	Streustrahlung	138
8.1.5	Räumliches Auflösungsvermögen	139
8.1.6	Probleme beim Übergang von 3D zu 2D	141
8.1.7	Digitale Bildverarbeitung	143
8.1.8	Strahlenbelastung	146
8.2	Computer-Tomographie (CT)	148
8.2.1	Aufnahme	149
8.2.2	Schichtbilder und Hounsfield-Zahlen	151
8.2.3	Rekonstruktion eines Schichtbildes	153
8.2.4	Drei-Dimensionale Darstellungen	160
8.2.5	Strahlenbelastung beim CT	161
8.3	Emissions-Tomographie: PET und SPECT	161
8.3.1	Positron Emission Tomographie (PET)	162
8.3.2	Single Photon Emission Tomographie (SPECT)	165
8.4	Verfahren ohne ionisierende Strahlung	165
8.4.1	Magnetic Resonance Imaging (MRI)	166
8.4.2	Ultraschall	167
8.5	Zusammenfassung	168

9 Nuklearmedizin	170
9.1 Idee	170
9.1.1 Effektive Halbwertszeit	171
9.2 Verfahren	172
9.2.1 Szintigrafische Untersuchung	172
9.2.2 Radiopharmaka	175
9.2.3 Erstellung von Radiopharmaka	175
9.2.4 Detektoren	178
9.2.5 Strahlenbelastung und Strahlenschutz	179
9.3 Beispiele	181
9.3.1 Hämatologie	182
9.3.2 Radio-Immuno-Essay	183
9.4 Zusammenfassung	184
10 Strahlentherapie	185
10.1 Idee und Grenzen	185
10.1.1 Schritte bei der Strahlentherapie	185
10.1.2 Warum Strahlentherapie und nicht Operation?	186
10.2 Biologische Prinzipien bei der Tumorbestrahlung	187
10.2.1 Gut- und bösartige Tumore	187
10.2.2 Tumorproliferation	188
10.2.3 Dosis-Effekt-Beziehungen	190
10.2.4 Gesundes Gewebe und Tumorgewebe	190
10.2.5 Strahlensensibilität verschiedener Tumoren	191
10.2.6 Fraktionierung und Protrahierung	192
10.2.7 Sauerstoffeffekt	196
10.2.8 Temperatur	196
10.2.9 Chemische Substanzen	197
10.2.10 Zusammenfassung	198
10.3 Elektromagnetische Strahlung	198
10.3.1 Tele- und Kontakttherapie	198
10.3.2 Therapiegeräte, elektromagnetische Strahlung	199
10.3.3 Strahlfelder	201
10.3.4 Stehfeldbestrahlung	203
10.3.5 Bewegungsbestrahlung	207
10.3.6 Bestrahlungsplanung	210
10.3.7 Ausgleichskörper	212
10.3.8 Siebbestrahlung	213
10.4 Energiereiche Teilchen	214
10.4.1 Unterschied elektromagnetische und Teilchenstrahlung	216
10.4.2 Beam-Tailoring und Blendentechniken	216
10.4.3 Beispiel	220
10.4.4 Probleme	221
10.4.5 Zusammenfassung Protonentherapie	222
10.4.6 Elektronen	223
10.5 Brachytherapie	224
10.6 Neutronentherapie	226
10.7 Zusammenfassung	227

11 Monte-Carlo Simulationen	228
11.1 Idee	228
11.2 Verfahren	229
11.3 Spurerzeugung eines Teilchens - anschaulich	231
12 Risiken niedriger Dosen	233
12.1 Strahlenschäden - Übersicht	233
12.1.1 Stochastische und nicht-stochastische Schäden	233
12.1.2 Genetische und somatische Mutationen	234
12.1.3 Teratogene Schäden	234
12.1.4 Somatische Schäden	235
12.2 Definition 'niedrige Dosis'	236
12.3 Datenbasis und Beobachtungen	236
12.4 Extrapolation zu niedrigsten Dosen	239
12.5 Zusammenfassung	244
13 Abschließende Betrachtungen	245
13.1 Risiko-Nutzen-Analyse in der Diagnostik	245
13.2 Risiko-Nutzen-Analyse in der Therapie	247
13.3 Nachgedanken	250
13.3.1 Entmenschlichte Medizin?	250
13.3.2 Lebensqualität	252
14 Lösungen der Aufgaben	255

Kapitel 1

Was ist energiereiche Strahlung?

1.1 Definition

Energiereiche Strahlung wird definiert über ihre Wirkung auf Materie: *Energiereiche Strahlung führt bei Wechselwirkung mit Materie zu Ionisation und Anregung.*

Diese Definition wird nicht einheitlich gehandhabt. Für einige Autoren ist Strahlung erst dann energiereich, wenn sie zur Ionisation führt – Anregung alleine ist nicht ausreichend. Der Unterschied zwischen den beiden Definitionen hängt vom Interesse des Betrachters ab: für den Detektorbau und damit den Nachweis energiereicher Strahlung ist in der Regel Ionisation (vergl. Kapitel 5 und 7) erforderlich. Für biologische Wirkungen kann jedoch Anregung ausreichend sein (Kapitel 6). Andere Autoren verwenden bei der Untersuchung biologischer Konsequenzen folgende Randbedingung: die Strahlung muß ein gewisses Eindringvermögen besitzen. Ein UV-Photon, das gerade an der Hautoberfläche Photoeffekt macht, ionisiert zwar, geht aber bei diesem Vorgang ‘verloren’. Energiereiche Strahlung dagegen würde nach der ersten Wechselwirkung auch für weitere Ionisationen in größerer Tiefe zur Verfügung stehen. Diese Randbedingung zur Definition energiereicher Strahlung, ‘*in Materie eindringende Strahlung*’, wird im größten Teil von Vorlesung und Skript verwendet.

Energiereiche Strahlung kann aus geladenen Teilchen oder aus Photonen (harte elektromagnetische Strahlung, d.h. Röntgen- oder γ -Strahlung) bestehen. In Abhängigkeit davon, ob es sich um Teilchenstrahlung oder elektromagnetische Strahlung handelt, sind die Wechselwirkungsprozesse mit Materie verschieden (Kapitel 5).

Obwohl sie selbst nicht ionisierend sind, sind auch Neutronen energiereiche Strahlung: bei Wechselwirkung mit Materie können sie Prozesse auslösen, bei denen energiereiche Strahlung entsteht. Ferner treten sie in verschiedenen Situationen auf, in denen mit ionisierender Strahlung umgegangen wird, und können einen erheblichen Beitrag zur gesamten Strahlenbelastung leisten.

Die Abgrenzung zwischen ionisierender und nicht-ionisierender Strahlung wird deutlicher, wenn man sich die Wechselwirkung mit Materie im Detail ansieht: bei *ionisierender Strahlung* besitzt bereits die kleinstmögliche Strahlungsmenge, ein Strahlungsquant, genug Energie, um den chemischen Zustand eines Moleküls zu verändern. Es stellt sich daher nicht die Frage, ob überhaupt eine Schädigung biologischer Materie

Quelle	mSv/a	mSv/a	mSv/a
Natürliche Strahlenbelastung			2.5
kosmische Strahlung in Meereshöhe		0.3	
terrestrische Strahlung von außen		0.5	
durch Aufenthalt im Freien	0.43		
bei dauerndem Aufenthalt in Häusern	0.57		
inkorporierte radioaktive Stoffe		0.3	
Inhalation von Radon-Folgeprodukten		1.3	
Künstliche Strahlenbelastung			1.5
Anwendung energiereicher Strahlung in der Medizin		1.4	
Röntgendiagnostik	1.3		
Nuklearmedizin	0.07		
Strahlentherapie	<0.03		
Fallout von Atombombenversuchen		<0.01	
Gebrauchsgüter, Forschung, Technik		<0.03	
technische Strahlenquellen	<0.01		
Industrieprodukte	<0.01		
Störstrahler (Fernsehen)	<0.01		
beruflich strahlenexponierte Personen		<0.01	
friedliche Nutzung der Kernenergie		<0.01	
Effektive Dosis			4

Tabelle 1.1: Strahlenexposition in der BRD, aufgeschlüsselt nach natürlichen und künstlichen Quellen [44]. Glaser [24] gibt als Belastung aufgrund von Tschernobyl eine Äquivalentdosis von 0.02 mSv/a.

möglich ist, sondern ob sie durch die körpereigenen Reparaturvorgänge behoben werden kann (vergl. Kapitel 6 und 12) und wie wahrscheinlich ihre biologischen Konsequenzen sind. Daher ist eine Angabe von Grenzen, unterhalb derer mit Sicherheit keine Schädigung auftritt, nicht möglich. Stattdessen läßt sich nur der Begriff des Risikos einführen, d.h. es wird mit Wahrscheinlichkeiten argumentiert. Bei *nicht-ionisierender Strahlung* besitzt das einzelne Strahlungsquant weniger Energie. Biologische Wirkungen hängen davon ab, wieviele Strahlenquanten pro Fläche gleichzeitig auftreten. Daher gibt es Schwellenwerte, unterhalb derer keine schädigende Wirkung auftritt.

1.2 Strahlenbelastung

Energierreiche Strahlung kann natürlich oder künstlich sein. Natürliche energiereiche Strahlung findet sich in Form von α -, β -, γ - und n -Strahlung beim Zerfall instabiler Isotope und in der kosmischen Höhenstrahlung. Die resultierende Strahlenexposition wird als *natürliche Strahlenexposition* bezeichnet. Ihre Größe richtet sich nach dem Aufenthaltsort (Höhenstrahlung in Meereshöhe geringer als in größeren Höhen; terre-

strische Strahlung hängt vom Untergrundgestein ab¹ und ist im Freien geringer als in Häusern) und nach den Lebensumständen und -gewohnheiten (radioaktive Substanzen können mit Nahrung oder Atemluft aufgenommen werden). Den größten Einzelposten an der natürlichen Strahlenbelastung hat die Aufnahme von Radon durch die Atemluft.

Die *künstliche Strahlenbelastung* stammt hauptsächlich aus der medizinischen Anwendung ionisierender Strahlung, wobei der größte Anteil durch die Röntgendiagnostik entsteht: von den 1.5 mSv/a² der künstlichen Strahlenbelastung entfallen 1.3 mSv/a auf die Röntgendiagnostik, vergl. Tabelle 1.1. Bei den Werten für die medizinische Diagnostik handelt es sich um über die Gesamtbevölkerung gemittelte Werte, d.h. für die einzelnen Individuen können sehr unterschiedliche Belastungen auftreten. So kommt es in der Strahlentherapie zu Belastungen bis zu etlichen Gy (z.B. Abtötung der Stammzellen vor einer Knochenmarkstransplantation, Strahlentherapie, vergl. Kapitel 10). Da aber nur wenige Menschen so behandelt werden, ergibt sich für die Gesamtbevölkerung ein relativ geringer Mittelwert von 0.03 mSv/a. Ähnliches gilt - in geringerer Ausprägung -, auch für die Röntgendiagnostik: bei der Mammographie, einer häufig vorgenommenen Untersuchung, treten Belastungen von ca. 20 mSv³ auf, bei einem CT des Kopfes von 10 - 20 mSv.

Die künstlichen Strahlenbelastung zeigt, ebenso wie die natürliche, große lokale bzw. nationale Unterschiede. So zeigt Abbildung 1.1 für die USA eine mittlere Strahlenbelastung, die zu 82% aus natürlichen Quellen stammt (gegenüber 62% in der BRD). Umgekehrt entstehen nur 11% der Strahlenbelastung durch Röntgendiagnostik, verglichen mit 33% in der BRD. Der Unterschied erklärt sich dadurch, daß die BRD der Spitzenreiter in Röntgenuntersuchungen ist, verbunden mit einem gewissen Risiko infolge dieser Untersuchungen an Krebs zu erkranken [17].

Diese kurze Betrachtung zeigt die Janusköpfigkeit der Anwendung energiereicher Strahlen in der Medizin: während die Diagnostik bei der Identifikation und Behandlung von Krankheiten sicherlich Vorteile hat, erkauft man diese mit einer Strahlenbelastung, die vergleichbar ist mit der natürlichen. Dieser Zusammenhang ist eine der Motivationen für diese Vorlesung gewesen, er wird in Kapitel 13 etwas genauer beleuchtet. Andere Motivationen umfassen eigenes Interesse, die 'Alltäglichkeit' dieser Methoden, und den Versuch zu zeigen, daß Kernphysik nicht nur zum Reaktorbau führt, sondern auch andere Anwendungen hat.

1.3 Zusammenfassung

Energiereiche Strahlung ionisiert Materie. Es kann sich um Teilchenstrahlung oder elektromagnetische Strahlung handeln. Natürliche Quellen sind der radioaktive Zerfall und die kosmische Höhenstrahlung, künstliche Quellen sind u.a. kerntechnische

¹Die terrestrische Strahlung im Freien kann in Abhängigkeit vom Untergrundgestein sehr unterschiedlich sein. Sie beträgt in der BRD im Mittel 0.4 mSv/a mit einem Maximalwert von 2.0 mSv/a (Boden im wesentlichen Kalk, Sand, Ton). In Kenia dagegen (Granit, Gneis) beträgt sie im Mittel 3.5 mSv/a, der Maximalwert kann 14 mSv/a erreichen.

²Die Einheiten zur Strahlungsmessung werden in Kapitel 7 - Dosimetrie - besprochen. Das Sievert Sv beschreibt die Energieabgabe der ionisierenden Strahlung pro kg Gewebe, gewichtet mit einem Gütefaktor (relative biologische Wirksamkeit), der die biologische Schädigung charakterisiert. Die Größe, die zu der Einheit Sievert gehört, ist die *Äquivalentdosis*. Mit der Einheit Gy wird die Energiedosis angegeben, die relative biologische Wirksamkeit der verschiedenen Strahlenarten ist nicht berücksichtigt.

³Es handelt sich hierbei um eine Teilkörperdosis, die mit den in Tabelle 7.4 gegebenen Wichtungsfaktoren auf eine effektive Ganzkörperdosis umgerechnet werden kann.

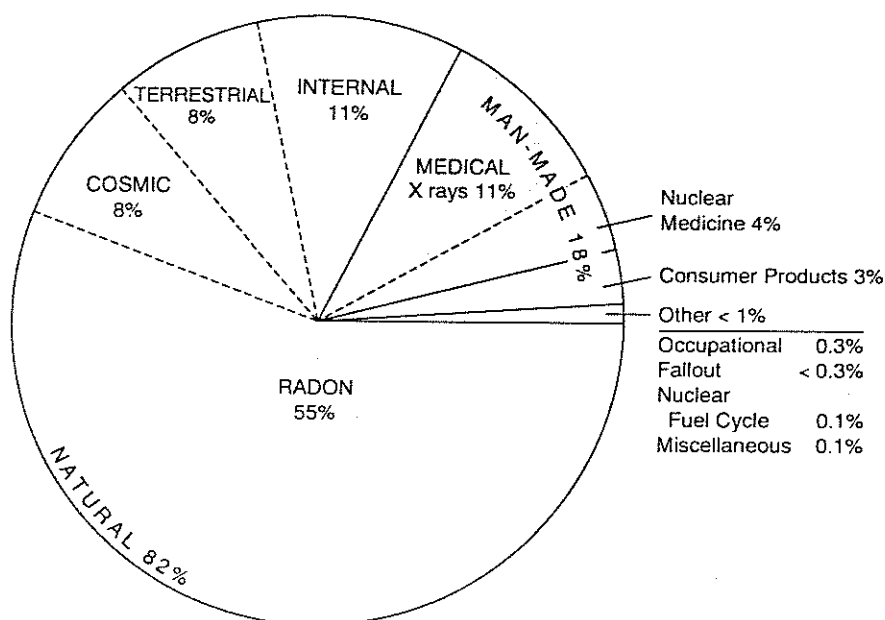


Abbildung 1.1: Relativer Anteil der verschiedenen Quellen zur mittleren Strahlenbelastung in den USA, [50] in [70].

Einrichtungen, Beschleuniger und Röntgeneinrichtungen.

Von Interesse ist die energiereiche Strahlung und ihre Wechselwirkung mit Materie in zwei Bereichen: im Strahlenschutz und in der Diagnostik und Therapie in der Medizin. Dabei zeigt sich gerade in den Ländern, in denen Röntgendiagnostik sehr stark angewendet wird, ein enger Zusammenhang zwischen Vorteilen und Nachteilen: Röntgendiagnostik in der BRD trägt zu einer Strahlenbelastung bei, die noch einmal mehr als halb so groß ist wie die natürliche Strahlenbelastung.

1.4 Literatur

Ein die Vorlesung und das Skript durchgehend begleitendes Buch gibt es nicht. Am ehesten erfüllt der Dyson, *Radiation physics with applications in medicine and biology* [19] den Themenumfang, allerdings um den Preis, daß die Anwendungen oftmals nur recht kurz abgehandelt werden. Für Leser/Zuhörer mit einem großen Interesse im Strahlenschutz sind die Bücher von Cember (*Health Physics* [12]) und Turner (*Atoms, radiation, and radiation protection* [70]) zu empfehlen. Am Ende jedes Kapitels dieses Skripts werden Bücher angegeben, die sich mit spezielleren Teilproblemen beschäftigen. Zum 'Spielen' mit einigen der physikalischen Prozesse, insbesondere der Wechselwirkung zwischen energiereicher Strahlung und Materie gibt es ein relativ gutes und einfaches Buch: *Nuclear and Particle Physics Simulations* von Begilow et al., (1995).

Kapitel 2

Grundlagen der Atom- und Kernphysik

Im Rahmen dieses Skriptes benötigen wir nur sehr elementare Grundlagen aus Atom- und Kernphysik. Dieses Kapitel dient ihrer Wiederholung.

Die Materie, die uns umgibt, ist elektrisch neutral. Allerdings wissen wir aus einfachen Versuchen, daß sich Materie z.B. durch Reibung leicht ionisieren läßt.

Rutherford postulierte 1911, daß die positiven Ladungen im Kern des Atoms, die negativen in seiner Hülle konzentriert sind. Diese Hypothese wurde 1913 bestätigt (Rutherford'scher Streuversuch), aus genaueren Messungen ließ sich in den folgenden Jahren der Radius des Kerns des Target-Atoms bestimmen und ein empirischer Zusammenhang zwischen Massenzahl und Kernradius angeben. Mosely und Chadwick zeigten 1920, ebenfalls in Rutherfords Laboratorium, daß die Zahl der positiven Ladungen im Kern genau gleich der Atomnummer ist; das Proton wurde als ein fundamentaler Baustein der Materie postuliert.

Die elektrische Neutralität der Atome wird durch die Elektronen gewährleistet, die sich in einer Hülle um den Kern befinden.

Damit stellen sich zwei Fragen zum Verständnis der Atome: (a) wie werden die Elektronen trotz der starken Anziehung durch den Kern in der Hülle gehalten und (b) wie werden die positiven Ladungen im Kern gegen die elektrostatische Abstoßung zusammengehalten.

2.1 Aufbau eines Atoms

Der Aufbau eines Atoms wurde von Bohr in einem an das Sonnensystem angelehnten Modell beschrieben: die Elektronen umkreisen den Atomkern auf festen Bahnen. Die Zentrifugalbeschleunigung, die die Elektronen erfahren, wird durch die elektrostatische Anziehungskraft des Kerns kompensiert. Allerdings sollte die dabei auftretende Beschleunigung der Elektronen nach klassischer elektromagnetischer Theorie zur Emission von *Bremsstrahlung* führen, so daß das Elektron verzögert wird und letztendlich in den Kern hineinstürzt. Bohr überkam dieses Problem 1913 in dem er postulierte, daß die klassische elektromagnetische Theorie nicht auf die Bewegung der Elektronen um den Kern anwendbar sei.

2.1.1 Linienspektren und Quantenzahlen

Die Emmissionsspektren von Atomen zeigen keine Hinweise auf Bremsstrahlung: sie bestehen aus genau definierten diskreten Linien, die gleichsam den Fingerabdruck einer Atomsorte bilden. Diese Spektrallinien liefern eine wichtige Randbedingung für das Bohr'sche Atommodell: die Elektronen kreisen nicht alle im gleichen Abstand, sondern auf verschiedenen Schalen, wobei die Radien so sind, daß der Drehimpuls des Elektrons ein ganzzahliges Vielfaches von $h/2\pi$ beträgt:

$$mvr = \frac{nh}{2\pi}. \quad (2.1)$$

Beim Übergang von einer Schale zu einer anderen wird eine Energiemenge benötigt, die der Wellenlänge der entsprechenden Spektrallinie entspricht:

$$h\nu = E_2 - E_1. \quad (2.2)$$

Mit diesen Annahmen läßt sich die empirisch gefundene Formel zur Beschreibung der Spektrallinien beim Wasserstoff verstehen:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (2.3)$$

Darin ist R die Rydberg-Konstante, n_1 eine ganze Zahl größer gleich 1 und n_2 eine ganze Zahl größer n_1 . Ja nach Grundniveau (Wert von n_1) werden die Serien von Spektrallinien im Wasserstoffatom unterschiedlich benannt: $n_1 = 1$ gibt die Lyman-Serie, die im UV liegt, $n_1 = 2, 3, 4, 5$ die Balmer, Paschen, Brackett und Pfund-Serien, die im sichtbaren bzw. IR liegen.

Das Grundniveau eines Wasserstoffatoms ist gegeben, wenn sich das Elektron in der untersten Schale befindet. Energiezufuhr kann das Elektron aus dieser Schale heben und zu *Anregung* oder *Ionisation* führen. Um das Elektron anzuheben, muß ein Photon nach Glg. 2.3 eine Wellenlänge von maximal 121.5 nm haben (Übergang von der untersten Schale in die direkt darüberliegende). Gemäß $E = h\nu = hc/\lambda$ entspricht das einer Energie von 10.2 eV¹, die zur Anregung erforderlich ist. Ist die Energie größer, so kann das Elektron in eine höhere Schalen gehoben oder ganz aus dem Bereich des Kernes entfernt werden. Beides, Anregung und Ionisation, sind die fundamentalen Prozesse am Beginn der Kette, die zu einer Schädigung biologischer Materie bei Bestrahlung führen kann.

Das *Ionisationspotential* eines Elements ist die Energiemenge, die benötigt wird, um das am wenigsten fest gebundene Elektron zu entfernen. Für die meisten Elemente beträgt das Ionisationspotential etliche eV (beim Wasserstoff z.B. 13.6 eV, vergl. Abbildung 2.1). Das Entfernen des zweiten Elektrons erfordert eine deutlich größere Energie. Hat das auftreffende Photon eine größere Energie als dem Ionisierungspotential entsprechend, so wird die nicht zur Ionisierung verwendete Energie als kinetische Energie auf das Elektron übertragen (Photoeffekt, vergl. Abschnitt 5.1.2).

Das Bohr'sche Atommodell ist eine sehr starke Vereinfachung. Die Spektren von nicht-Wasserstoffähnlichen Atomen (d.h. alles außer Wasserstoff, einfach ionisiertem Helium und zweifach ionisiertem Lithium) lassen sich nicht mehr so einfach berechnen,

¹Das *Elektronenvolt* eV ist eine Energieeinheit. 1 eV entspricht der Energie, die ein Elektron bei Durchlaufen eines Potentialgefälles von 1 V gewinnt. Energien geladener Teilchen und harter elektromagnetischer Strahlung werden in dieser Einheit angegeben. 1 eV entspricht einer Energie von $1.6 \cdot 10^{-19}$ J.

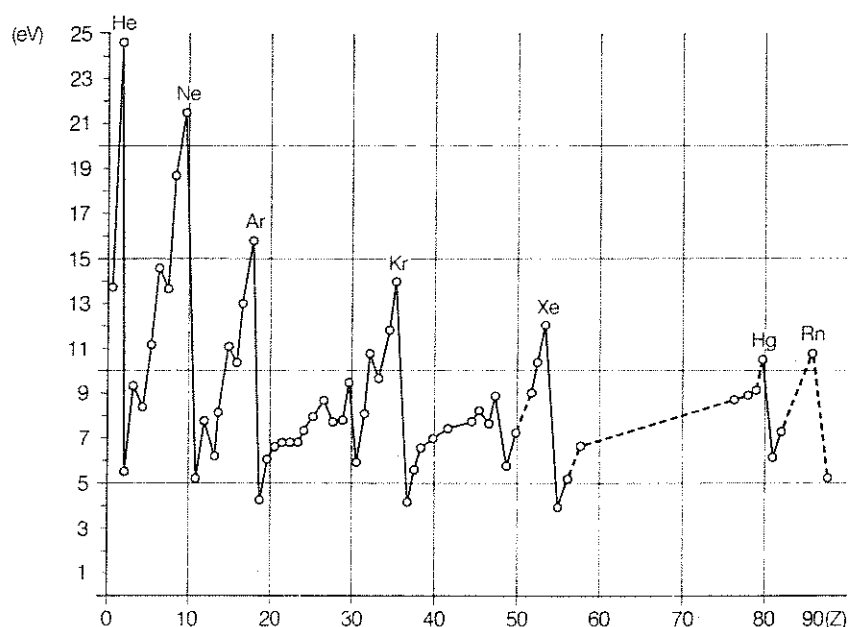


Abbildung 2.1: Ionisierungsarbeit der neutralen Atome als Funktion der Kernladungszahl Z . Bei abgeschlossenen Schalen (Edelgasen) ist die Ionisierungsarbeit besonders hoch [25].

Symbol	Name	Wert
n	Hauptquantenzahl	1, 2, ...
l	Nebenquantenzahl	0 bis $n-1$
m	magnetische Quantenzahl	$-l$ bis $+l$
s	Spin	$-1/2, +1/2$

Tabelle 2.1: Quantenzahlen

da die abschirmende Wirkung der anderen Elektronen berücksichtigt werden müßte. Aber selbst das Wasserstoffatom wird nicht vollständig durch das Bohr'sche Modell beschrieben, da die Spektrallinien eine Feinstruktur aufweisen, d.h. die prinzipiellen Energieniveaus aus dem Bohr'schen Modell müssen sich in weitere, dicht benachbarte Unterniveaus aufspalten. Verfeinerungen sind dabei: (a) die Orbits der Elektronen sind nicht kreisförmig sondern elliptisch, wobei diese Ellipsen leicht unterschiedliche Energien haben (Einführung der azimuthalen Quantenzahl oder Nebenquantenzahl l , sie geht von 0 bis $n - 1$), (b) der Spin des Elektrons (Spinquantenzahl, $\pm 1/2$), und (c) Einführung einer magnetischen Quantenzahl m , die sich aus dem Spin und den Orbitalparametern ergibt und von $-l$ bis $+l$ läuft (vergl. Tabelle 2.1). Die Bindungsenergie der Hüllenelektronen in den Unterschalen ist leicht unterschiedlich, wie aus Abbildung 2.2 zu entnehmen ist.

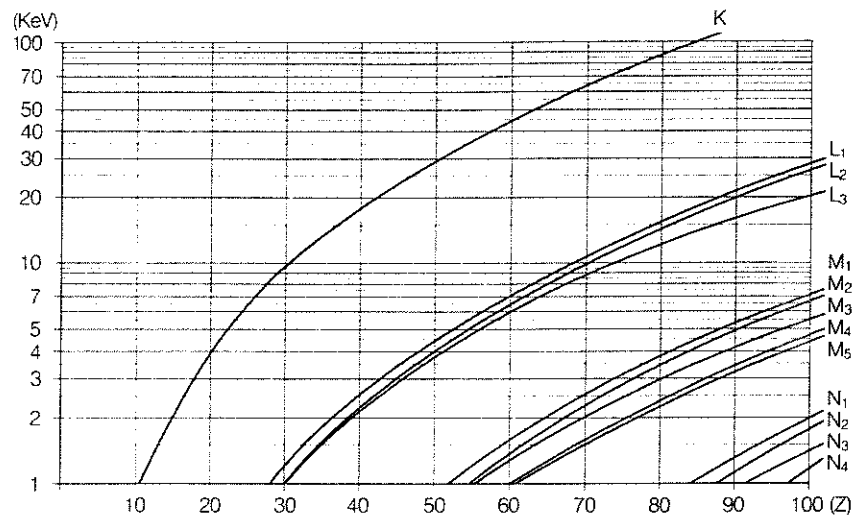


Abbildung 2.2: Bindungsenergie der Hüllenelektronen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z . Die Bindungsenergien auf den Unterschalen einer Hauptschale unterscheiden sich [25].

2.1.2 Das Periodensystem der Elemente

Mit Hilfe des Bohr'schen Atommodells und des Pauli'schen Ausschließungsprinzips² läßt sich das *Periodensystem der Elemente* (vergl. Abbildung 2.3) konstruieren. Das einfachste Element, Wasserstoff, hat ein Elektron, das sich im Grundzustand in der K-Schale ($n = 1$) befindet und den Spin $+1/2$ oder $-1/2$ haben kann. Auf diese Schale kann nur noch ein weiteres Elektron gesetzt werden (vergl. Tabelle 2.1), und zwar mit umgekehrtem Spin. Das ist dann das Helium Atom. Fügt man ein drittes Elektron hinzu, so muß dieses in die L-Schale gesetzt werden und es ist $n = 2$. Hier kann die Bahn kreisförmig oder elliptisch sein ($l = 0, 1$) und die magnetische Quantenzahl kann 0 sein (für beide l) oder 1 (nur für $l = 1$). Jeweils zwei Elektronen (Spin positiv oder negativ) können auf jedem dieser Zustände untergebracht werden, so daß die L-Schale mit insgesamt 8 Elektronen aufgefüllt werden kann (Lithium bis Neon). Auf der folgenden M-Schale können nach gleicher Überlegung 18 Elektronen untergebracht werden. Allerdings wird diese Schale anfangs nur mit 8 Elektronen gefüllt (Natrium bis Argon). Dann wird die N-Schale mit zwei Elektronen angefüllt (Kalium und Calcium) und die darunterliegende M-Schale vollständig aufgefüllt (Übergangselemente, Scandium bis Nickel). Anschließend wird die N-Schale bis 8 aufgefüllt (Fassungsvermögen 32), es werden 2 Elektronen in der O-Schale plaziert, die N-Schale bis 18 aufgefüllt, die O-Schale bis 8 aufgefüllt (Fassungsvermögen theoretisch 50, aber nur bis 32 aufgefüllt), usw. (vergl. Periodensystem der Elemente in Abbildung 2.3). Für den Medizinphysiker von Bedeutung sind gerade die Gruppen, in denen tieferliegende Schalen aufgefüllt werden. Dazu gehören die Übergangselemente ebenso wie die seltenen Erden (Lanthanide und Aktinide). Da bei beiden Gruppen die äußeren beiden Schalen gleich gefüllt sind, ist es sehr schwer, diese Elemente chemisch zu separieren. Die Lanthanide sind interessant, da eine große Zahl von Spaltprodukten zu ihnen gehört. Die Aktinide sind

²Zwei Elektronen eines Atoms dürfen nicht in allen vier Quantenzahlen übereinstimmen.

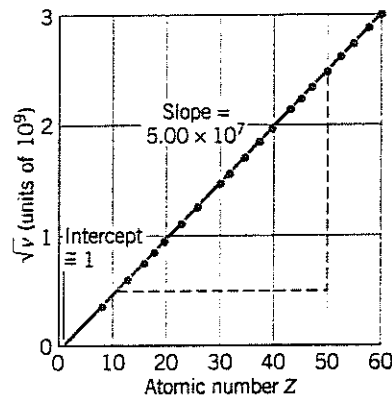


Abbildung 2.4: Mosely-Gesetz: Quadratwurzel der Frequenz gegen die Atomzahl für K_α -Bremsstrahlung. Die Steigung von $5.00 \cdot 10^7 \text{s}^{-1/2}$ ist in guter Übereinstimmung mit dem aus theoretischen Betrachtungen erwarteten Wert von $4.97 \cdot 10^7 \text{s}^{-1/2}$. Der Schnittpunkt liegt wie erwartet in der Nähe von 1 [40].

ebenfalls von Interesse, da es sich hierbei um natürliche radioaktive Elemente handelt.

2.1.3 Charakteristische Röntgenstrahlung

Das Linienspektrum eines Atoms ist charakteristisch für eine bestimmte Atomsorte, gleichsam ein Fingeabdruck. Bei Atomen höherer Ordnungszahl erstreckt sich dieses Spektrum bis in den Röntgenbereich, da die Energiedifferenz zwischen den Hauptniveaus mit zunehmender Zahl von Elektronenschalen ebenfalls zunimmt. Daher kann in einem zweistufigen Effekt *charakteristische Röntgenstrahlung* entstehen: wird ein Elektron aus der K-Schale entfernt (z.B. durch den inneren Photoeffekt bei γ -Emission; Bindungsenergie eines K-Schalen Elektrons in Blei z.B. beträgt 87.95 keV) und fällt ein Elektron aus einer höheren Schale in diese Lücke hinein, so entsteht charakteristische Röntgenstrahlung (vergl. Abbildung 2.5). Beim Blei z.B. beträgt die Energiedifferenz zwischen K und L-Schale 72 000 eV, die als Röntgenphoton freigesetzt wird (K_α). Der Prozeß setzt sich fort, da jetzt das Loch in der L-Schale aufgefüllt werden muß, usw. Alternativ kann auch ein Elektron aus der M-Schale direkt in die K-Schale springen (K_β -Übergang). Die charakteristische Röntgenstrahlung ist in der analytischen Chemie für die Identifikation von Elementen wichtig. In der medizinischen Physik und in kernphysikalischen Einrichtungen muß diese Strahlung berücksichtigt werden, da sie in Absorbern, die den eigentlichen Nutzstrahl abblocken sollen, entstehen kann. Die gemessene Energie der K_α -Linie ist proportional zu $(Z - 1)^2$ (*Mosely-Gesetz*, vergl. Abbildung 2.4).

Das Bohr'sche Atommodell ist sehr praktisch zum Verständnis der Spektren, allerdings ist seine Grundannahme zu einfach: Elektronen werden als Teilchen betrachtet, nicht jedoch als Materiewellen. Dieser Welle-Teilchendualismus wurde 1924 von de Broglie postuliert. Der Zusammenhang zwischen dem Impuls eines Teilchens und seiner Wellenlänge ist gegeben durch

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (2.4)$$

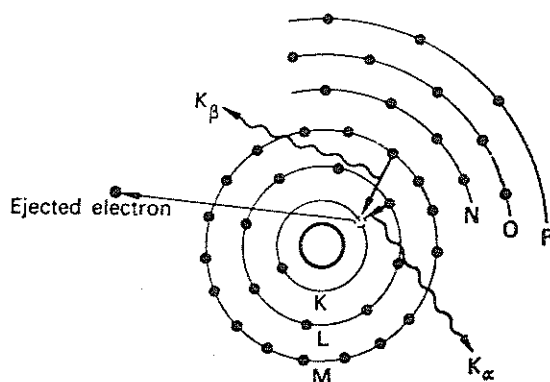


Abbildung 2.5: Entstehung von charakteristischer Röntgenstrahlung in einem Element höherer Ordnungszahl beim Zurückspringen eines Elektrons in eine der inneren Schalen [12].

Schrödinger verwendete diese Beschreibung in seinem wellenmechanischen Ansatz. Während Bohr das Elektron als ein Teilchen an einem prinzipiell festbestimmten Ort betrachtet, gibt die Schrödingergleichung Wahrscheinlichkeiten für den Aufenthalt des Elektrons. Die Quantenzahlen, die in Bohr's Atommodell willkürlich eingeführt wurden, sind natürliche Ergebnisse der Schrödinger-Gleichung. Während die wellenmechanische Betrachtungsweise die angemessenere ist, ist für die uns interessierenden atomaren Prozesse das Bohr'sche Atommodell völlig ausreichend.

2.2 Aufbau eines Kerns

Der einfachste Kern, der eines Wasserstoffatoms, besteht aus einem Proton. Mit zunehmender Ordnungszahl der Atome muß aufgrund elektrischer Neutralität auch die Zahl der Protonen zunehmen. Da die Protonen die massetragenden Teilchen des Atoms sind, muß die Masse mit der Zahl der Protonen zunehmen. Weist man dem Protonenkern eine Masse von 1 zu³, so zeigt sich, daß die Massen der schwereren Kerne ungefähr doppelt so groß sind wie aus der Zahl der Protonen zu erwarten. Ein weiteres Problem des Atomkerns besteht darin, daß die gravitative Anziehung zwischen den Protonen nicht stark genug ist, um der elektrostatischen Abstoßung entgegenzuwirken.

2.2.1 Elementarkräfte

Beide Probleme lassen sich durch Berücksichtigung des 1932 von Chadwick entdeckten Neutrons umgehen: seine Anwesenheit im Atomkern erklärt die großen Massen und liefert gleichzeitig eine kohäsive Kraft, die die Kernbauteile zusammenhält. Diese

³Die Massen von Atomen können in kg oder in relativen Massen, der *atomaren Masseneinheit* *ame* bzw. *atomic mass unit* *amu*, angegeben werden. ¹²C ist dabei das Atomgewicht von 12 zugewiesen worden. Damit ergibt sich für eine atomare Masseneinheit (auch als Dalton bezeichnet) $1.6601 \cdot 10^{-24}$ g. Auf dieser Basis ist das Gewicht eines Neutrons 1.008665 amu, das eines Protons 1.007276 amu und das Gewicht eines Elektrons 0.000549 amu. Das Energieäquivalent einer atomaren Masseneinheit beträgt 931 MeV.

Wechselwirkung	Dauer τ/sec	Querschnitt σ/cm^2	Kopplungs-konstante α	Reichweite cm
starke WeWi	10^{-23}	$10^{-23} - 10^{-26}$	1 - 10	10^{-13}
elektromag. WeWi	$10^{-18} - 10^{-16}$	$10^{-23} - 10^{-33}$	1/137	∞
schwache WeWi	$10^{-10} - 10^{-3}$	10^{-44}	10^{-14}	10^{-15}
Gravitation			10^{-41}	∞

Tabelle 2.2: Die vier Wechselwirkungen, nach [73].

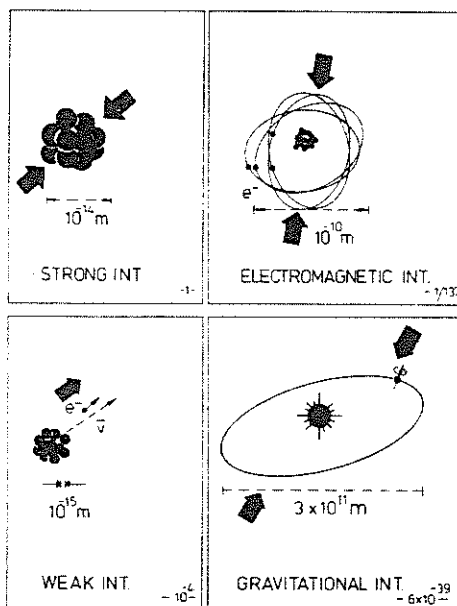


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Längen-Skalen der vier fundamentalen Wechselwirkungen mit Illustration des typischen Auftretens. Die relativen Stärken sind ebenfalls angegeben [30].

starke Wechselwirkung hat eine sehr kurze Reichweite (vergl. Tabelle 2.2), sie ist im Vergleich zu den anderen Kräften in Abbildung 2.6 dargestellt.

In Analogie zu gewöhnlichen geladenen Teilchen kann man sich vorstellen, daß Neutronen und Protonen nukleare Ladungen tragen. Daraus ergibt sich ein Kraftfeld um den Kern, wobei alle Kräfte anziehend sind. Diese Anziehung ist in der Lage, die abstoßenden elektrostatischen Kräfte zu überwinden. Da die Reichweite der starken Wechselwirkung wesentlich geringer ist als die der elektromagnetischen, wechselwirken die Neutronen nur mit den Nukleonen in unmittelbarer Nachbarschaft, während Protonen auch mit weiter entfernten Protonen des Kerns wechselwirken können. Daher nimmt die Zahl der Neutronen schneller zu als die Zahl der Protonen (vergl. Abbildung 2.7). Die Elementarkräfte unterscheiden sich nicht nur in den in Tabelle 2.2 gegebenen Reichweiten und Stärken, sondern auch in den Teilchenarten, auf die sie wirken: Die starke WeWi wirkt auf Hadronen⁴, die elektromagnetische WeWi auf ge-

⁴Oberbegriff für alle Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen; die Nukleonen gehören

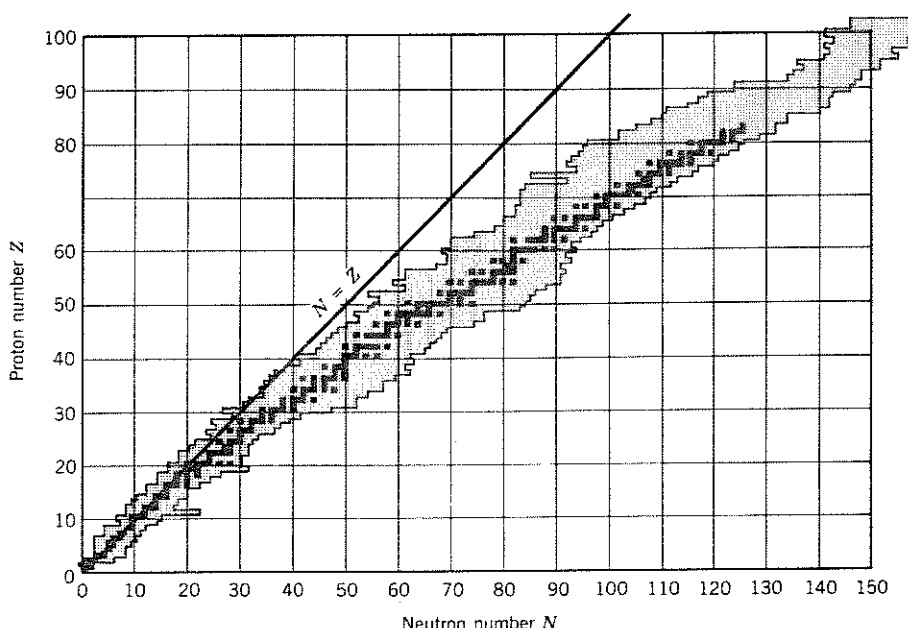


Abbildung 2.7: Zusammenhang zwischen der Protonen- und der Neutronenzahl. Stabile Isotope sind in schwarz gezeichnet, instabile in grau [39].

ladene Teilchen, die schwache WeWi auf Leptonen⁵ und Hadronen, die Gravitation wirkt auf alle Teilchen.

2.2.2 Klassifikation von Nukliden

Allerdings ist die Zahl der Neutronen innerhalb verschiedener Kerne eines bestimmten Elements nicht konstant, sondern es bilden sich *Isotope*⁶, deren Kerne jeweils aus der gleichen Zahl Protonen aber leicht variierenden Zahlen von Neutronen bestehen. Die elektronische Struktur dieser Isotope ist identisch, d.h. sie sind mit chemischen Mitteln nicht voneinander zu trennen, ihre Massen dagegen unterscheiden sich aufgrund der unterschiedlichen Nukleonenzahlen. Das Atomgewicht des Elements ist das gewichtete Mittel der Atomgewichte der einzelnen Isotope. So gibt es vom Kohlenstoff (Protonenzahl 6) Isotope mit Nukleonenzahlen zwischen 9 und 15, wobei ¹²C und ¹³C die stabilen Isotope sind. Das radioaktive ¹⁴C wird in der Altersbestimmung verwendet, ¹¹C in der Positronen-Emissions-Tomographie PET. Die große Zahl unterschiedlicher Isotope zeigt sich in der Breite des Bandes in Abbildung 2.7.

als Hadronen mit einem Spin in ungeradzahigen Vielfachen von 1/2 zur Untergruppe der *Fermionen*.

⁵Oberbegriff für Teilchen mit Spin 1/2, die nicht der starken Wechselwirkung unterliegen; zu den Leptonen zählen Elektronen, Myonen, das τ -Lepton und deren Neutrinos.

⁶Nuklide mit gleicher Ladungszahl Z werden als *Isotope* bezeichnet, Nuklide gleicher Massenzahl A als *Isobare*, Nuklide gleicher Neutronenzahl N als *Isotone*. Nuklide mit gleichem Neutronenüberschuß $A - 2Z$ werden als *Isodiaphere* bezeichnet, Nuklide mit gleicher Anregungsenergie bei konstantem N und Z als *Isomere*. Meistens werden Nuklide eines Elements X über die Massenzahl A gekennzeichnet als ${}^A X$, in einigen Fällen werden auch die Schreibweisen ${}^A_2 X$ oder ${}^A_2 X_N$ verwendet. *Spiegelkerne* sind Paare von Isobaren, in denen die Neutronenzahl des einen Nuklids gleich der Protonenzahl des anderen ist.

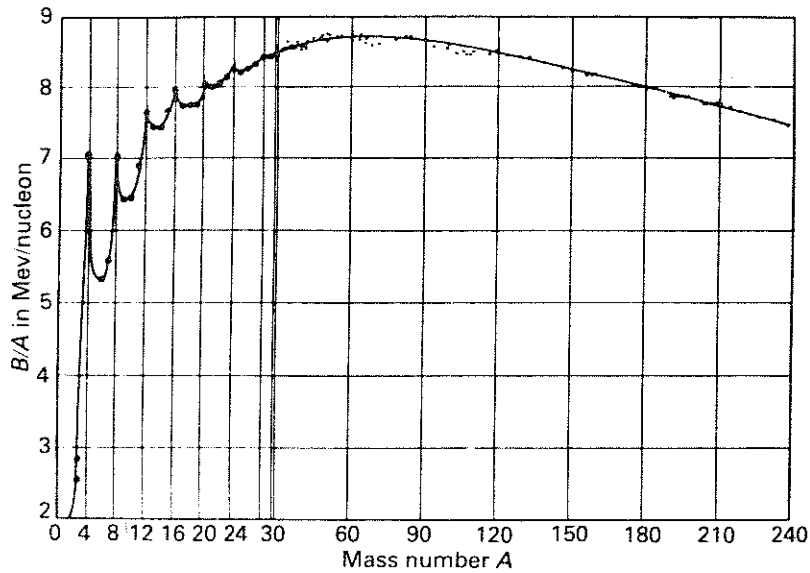


Abbildung 2.8: Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit von der Atommassenzahl [19].

2.2.3 Massenbilanz und Bindungsenergie

Die Masse eines Isotops der Ordnungszahl Z und der Atommassenzahl A läßt sich mit m_n als der Neutronenmasse und m_H als der Masse des Wasserstoffatoms bestimmen zu

$$W = Zm_H + (A - Z)m_n. \quad (2.5)$$

Diese Summe ist größer als die Masse $M(Z, A)$ des Isotops. Die Differenz

$$\delta = W - M \quad (2.6)$$

wird als *Massendefekt* bezeichnet. Dieser Massendefekt entspricht dem Massenäquivalent der Arbeit, die aufgebracht werden müßte, um den Kern in seine Bestandteile zu zerlegen und wird daher als *Bindungsenergie* bezeichnet, berechnet als

$$E_B(Z, A) = (W - M)[\text{amu}] \cdot 931 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{amu}} \right].$$

Die Bindungsenergie gibt ein Maß für die kohäsiven Kräfte im Kern. Da sie von der Gesamtzahl der Nukleonen im Kern abhängt, ist die mittlere Bindungsenergie E_b pro Nukleon ein besseres Maß für die zusammenhaltenden Kräfte.

Die Bindungsenergie pro Nukleon steigt mit der Massenzahl bis auf 8.5 MeV bei $A = 60$ und fällt danach langsam mit zunehmendem A ab. Im Bereich geringer Massenzahlen ($A \leq 28$) finden sich deutliche lokale Maxima immer dann, wenn die Zahl der Nukleonen ein Vielfaches von 4 ist. Andere lokale Maxima finden sich in Bereichen geschlossener Schalen bei Z oder N gleich 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (*magische Zahlen*).

Die Abhängigkeit der Bindungsenergie von A und Z wurde durch Weizsäcker [77] und Bethe [4] vorgenommen. Diese *semi-empirische Massenformel* oder Weizsäcker-Massenformel ist gegeben als

$$M(A, Z) = Nm_n + Zm_p + Zm_e - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_a \frac{(N - Z)^2}{4A} + \frac{\delta}{A^{1/2}}. \quad (2.7)$$

Die genaue Wahl der Parameter a_v , a_s , a_c , a_a und δ ist vom Massenbereich abhängig, über den die Formel optimiert werden soll. Segré [62] gibt als eine mögliche Wahl:

$$\begin{aligned} a_v &= 15.67 \text{ MeV}/c^2 \\ a_s &= 17.23 \text{ MeV}/c^2 \\ a_c &= 0.714 \text{ MeV}/c^2 \\ a_a &= 93.15 \text{ MeV}/c^2 \\ \delta &= \begin{cases} -11.2 \text{ MeV}/c^2 & \text{falls } Z \text{ und } N \text{ gerade (gg-Kerne)} \\ 0 \text{ MeV}/c^2 & \text{falls } A \text{ ungerade ist (ug-Kerne)} \\ +11.2 \text{ MeV}/c^2 & \text{falls } N \text{ und } Z \text{ ungerade sind (uu-Kerne)} \end{cases} \end{aligned}$$

Die Masse des Atoms ist im wesentlichen durch die Summe über seine Bausteine (Neutronen, Protonen und Elektronen) gegeben. Die anderen Terme repräsentieren Masse-Energie-Beiträge, die aus einfachen Annahmen über die zwischen den Nukleonen wirkenden Kräfte hergeleitet werden. Diese Kräfte werden als ‘gesättigt’ angenommen, d.h. die Kräfte zwischen zwei benachbarten Nukleonen werden als unbeeinflusst durch die Nähe der anderen Nukleonen angenommen, entsprechende den Kräften in einem Flüssigkeitströpfchen⁷. Aufgrund dieser Sättigung ist der *Volumenterm* (1) nur direkt proportional der Zahl der Nukleonen und nimmt nicht proportional zu $A(A-1)$ zu. Im Inneren eines großen Kerns liefert jedes Nukleon einen Beitrag von etwa 16 MeV. Für Nukleonen an der Oberfläche des Kernes ist die Bindungsenergie reduziert, da diese nur von wenigen anderen Nukleonen umgeben sind (*Oberflächenterm*, 2). Die elektrostatische Abstoßung zwischen den Protonen wird durch den *Coulombterm* (3) beschrieben. Der vierte Term (*Asymmetrieterm*) verschwindet, wenn die Zahl der Neutronen gleich der der Protonen ist. Dies tritt nur bei leichten Kernen auf, da in schweren Kernen relativ mehr Neutronen angehäuft werden, so daß eine Asymmetrie zwischen der Zahl der Neutronen und Protonen entsteht (vergl. Abbildung 2.7). (5) *Paarungsterm*: Eine gerade Zahl von Protonen und/oder Neutronen erhöht die Stabilität des Kerns, was auf eine Kopplung von Protonen und Neutronen zu Paaren führt.

2.2.4 Modelle des Kerns

Formal erlaubt die Massenformel eine einfache Analogie, das *Tröpfchenmodell*. Der Formel liegen einige Eigenschaften zugrunde, die man auch bei Flüssigkeitstropfen betrachtet: konstante Dichte, Sättigung, Kurzreichweitigkeit der Kräfte, Deformierbarkeit und Oberflächenspannung. Allerdings sind Nukleonen in einem Kern wesentlich beweglicher als Moleküle in einem Wassertropfen: Nukleonen im Kern können sich mit Impulsen von 250 MeV/c bewegen.

Eine Weiterentwicklung des Tröpfchenmodells ist das *Fermigas-Modell*. Die Bindungsenergien können im Rahmen dieses Modells verstanden werden, die wesentlichen Terme der semi-empirischen Massenformel ergeben sich zwangsläufig. Neutronen und Protonen werden in diesem Modell als zwei unabhängige Systeme angesehen, die als

⁷Die semi-empirische Massenformel führt daher auch direkt auf das Tröpfchenmodell des Atomkerns.

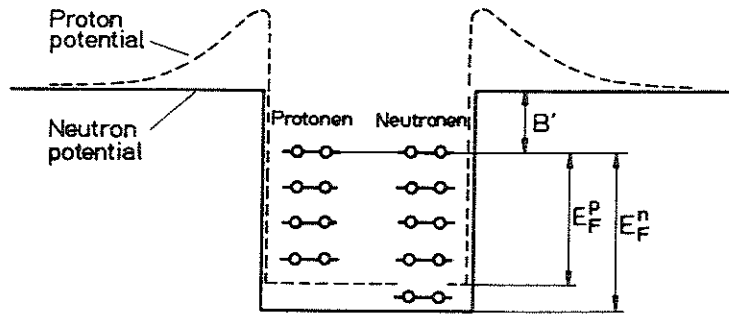


Abbildung 2.9: Schematischer Potentialverlauf und Zustände für Protonen und Neutronen im Fermigasmodell [53].

Spin-1/2-Teilchen beide der Fermi-Dirac-Statistik⁸ unterliegen. Das Potential, dem jedes Nukleon unterliegt, wird durch die anderen Nukleonen gebildet. Dieses Potential sei an den Rändern scharf begrenzt, im Innern des Kernes aber konstant (vergl. Abbildung 2.9). In diesem Potentialtopf gibt es Zustände, die von jeweils zwei Nukleonen besetzt werden können. Im Grundzustand werden die niedrigsten Zustände aufgefüllt bis zu einem maximalen Impuls p_F (*Fermi-Impuls*). Dieser beträgt ungefähr $250 \text{ MeV}/c$. Die Energie des höchsten besetzten Zustandes (*Fermi-Energie*) ergibt sich als $E_F = p_F^2/2M \approx 33 \text{ MeV}$. Die Differenz B' zwischen der Kante des Potentialtopfes und der Fermikante ist für die meisten Kerne konstant und gleich der mittleren Bindungsenergie pro Nukleon. Daher gibt die Fermi-Energie auch die Tiefe des Potentials $V_0 = E_F + B' \approx 40 \text{ MeV}$. Ähnlich wie beim freien Elektronengas in Metallen haben wir es in Kernmaterie mit einem Nukleonengas zu tun, dessen kinetische Energie in der gleichen Größenordnung liegt, wie die Tiefe des Potentials, d.h. Kerne sind verhältnismäßig schwach gebundene Systeme.

Schwere Kerne haben einen Neutronen-Überschuß. Die Fermikanten von Neutronen und Protonen müssen sich aber auf dem gleichen Niveau befinden, da sonst der Kern durch β -Zerfall in einen energetisch günstigeren Zustand übergehen würde. Daher muß der Potentialtopf des Neutronengases tiefer sein als der des Protonengases (vergl. Abbildung 2.9). Oder in anderen Worten: Protonen sind im Mittel schwächer gebunden als Neutronen, was sich aus der elektrostatischen Abstoßung erklärt und zum Coulomb-Term der semi-empirischen Massenformel führt. Die Überlegungen zur Herleitung des Volumen- und Asymmetrieterms in diesem Modell sind in [53] dargestellt.

Experimentelle Untersuchungen der Energieniveaus im Kern (Hyperkernspektroskopie) weisen darauf hin, daß jedes Nukleon im Kern wohldefinierte Energiezustände einnimmt. In Analogie zur Atomhülle hat man auf dieser Basis ein *Schalenmodell* entwickelt, in dem die Zustände nach dem Pauli-Prinzip besetzt sind. Wie im Fermigas-Modell wird das Potential durch die übrigen Nukleonen erzeugt. Allerdings sind die Längen- ebenso wie die Energieskalen deutlich verschieden von denen in der Atomhülle (vergl. Abbildung 2.10). Dieses Modell wird durch eine Vielzahl von Beobachtungen

⁸Beschreibt die Verteilung einer Vielzahl identischer Fermionen in einem System, so daß das Paulische Ausschließungsprinzip bewahrt wird. Sie ersetzt die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beim Übergang von einem normalen Gas zu einem aus Elementarteilchen bestehenden Gas. Anwendung z.B. in der Beschreibung der Valenzelektronen in einem Metall.

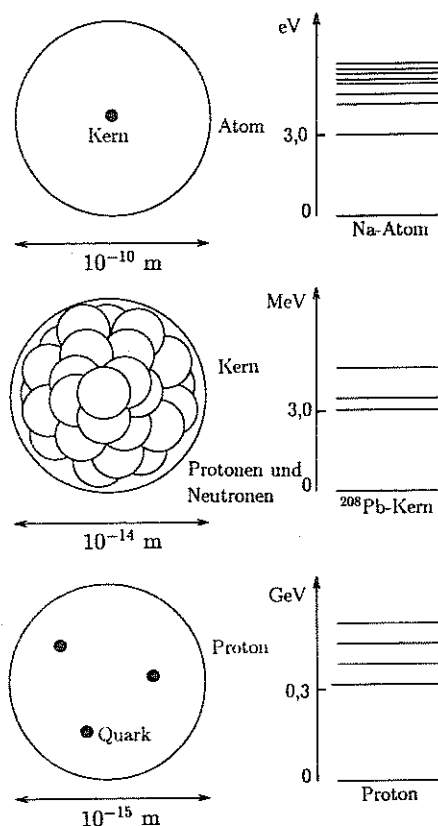
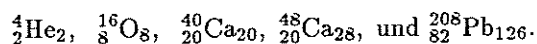


Abbildung 2.10: Längenskalen und Hierarchie der Strukturen im Atom. Daneben sind typische Anregungsenergien und -spektren gezeigt. Je kleiner die Systeme sind, um so größer sind ihre Anregungsenergien [53].

unterstützt:

(1) Nuklide mit bestimmten Protonen- und/oder Neutronen-Zahlen sind besonders stabil (magische Zahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, vergl. Abbildung 2.8). Kerne mit einer Neutronenzahl um eins über einer magischen Zahl dagegen halten dieses 'überschüssige' Nukleon nicht sehr stark fest (Analogie in der Atomhülle: Edelgase und Alkali-Metalle). Besonders stabil sind die doppelt-magischen Kerne, die sowohl eine magische Protonen- als auch eine magische Neutronenzahl aufweisen:



(2) Unter den stabilen Isotopen sind die (gg)-Kerne (gerade Zahlen von Protonen und Neutronen) am häufigsten, die (ug)-Kerne (eine Nukleonensorte in ungerader, die andere in gerade Anzahl) am zweithäufigsten und die (uu)-Kerne kaum vertreten.

(3) Auch Nukleonen im Kern können angeregt werden, d.h. auf ein höheres Energieniveau angehoben werden. Fällt das Nukleon zurück, emittiert es ein γ -Quant. Da die Niveaus im Kern in der Regel größere Abstände haben als in der Atomhülle, sind die γ -Quanten in der Regel (aber nicht notwendigerweise) energiereicher als die cha-

rakteristischen Röntgenquanten⁹.

2.3 Zusammenfassung

In einfachster Näherung kann ein Atom durch das Bohr'sche Atommodell als ein von einer Elektronenhülle umgebener Kern beschrieben werden. Übergänge innerhalb der Atomhülle sind mit charakteristischen Linienspektren verbunden. In Atomen hoher Ordnungszahl kann beim Übergang eines Hüllenelektrons in ein Loch in der K-Schale Röntgenstrahlung entstehen, die einerseits zur Elementidentifikation verwendet werden kann, die andererseits jedoch auch als Störstrahlung in Absorbern entsteht. Im Atomkern bewirkt die starke Wechselwirkung zwischen den Nukleonen eine Überwindung der elektrostatischen Abstoßungskräfte zwischen den Protonen. Der Massendefekt zwischen der Masse der Atombausteine und der Atommasse steht als Bindungsenergie des Kerns zu Verfügung. Diese Bindungsenergie hat Maxima bei gewissen magischen Zahlen, d.h. dort gibt es besonders stabile Kerne. Zur Beschreibung des Kerns und der wichtigsten Beobachtungen eignet sich das Tröpfchenmodell oder das Schalen-Modell. In letzterem wird der Kern in Analogie zur Elektronenhülle als aus diskreten Energiezuständen aufgebaut beschrieben.

2.4 Aufgaben

2.1 Bestimmen Sie die Bahnradien des Wasserstoffelektrons für verschiedene Schalen. Wie groß ist die kinetische Energie bzw. die Gesamtenergie des Elektrons in diesen Bahnen? Leiten Sie daraus die empirische Gleichung 2.3 ab.

2.2 Rechenübung zum Umgang mit dem Elektronenvolt: (a) Was ist die Ruhemasse eines Elektrons in Elektronenvolt? Wieviele Elektronenvolt müssen aufgebracht werden, um 1 l Wasser von 50°C vollständig zu verdampfen (spezifische Wärme von Wasser 1 cal/g, Verdampfungswärme 539 cal/g, Umrechnung 4.186 J/cal). (c) Ein α -Teilchen (Ladung $2e = 3.2 \cdot 10^{-19} \text{C}$, Masse $6.6 \cdot 10^{-27} \text{kg}$) wird über eine Potentialdifferenz von 100 000 V beschleunigt. Geben Sie die kinetische Energie in Joule und Elektronenvolt an. Wie schnell ist das Teilchen?

2.3 Berechnen Sie die de Broglie-Wellenlängen für folgende bewegte Objekte: (a) ein 1000-kg Automobil mit einer Geschwindigkeit von 100 m/s, (b) ein 10-g Geschosß mit einer Geschwindigkeit von 500 m/s, (c) ein Rauchteilchen der Masse 10^{-9}g mit einer Geschwindigkeit von 1 cm/s, (d) ein Elektron mit einer kinetischen Energie von 1 eV, und (e) ein Elektron mit einer kinetischen Energie von 100 MeV.

2.4 Gemessene Energien von Röntgenphotonen in Silber betragen K_α : 21.990 keV und K_β : 25.145 keV. Die Bindungsenergie des K-Schalen Elektrons in Silber beträgt 25.514 keV. Bestimmen Sie aus diesen Daten (a) die Energie des L_α Röntgenphotons und (b) die Bindungsenergie des L-Schalen Elektrons.

2.5 Schätzen Sie die gesamte Bindungsenergie und die Bindungsenergie pro Nukleon für ${}^{56}_{26}\text{Fe}_{30}$ und ${}^{238}_{92}\text{U}_{146}$ ab.

⁹In den beiden folgenden Kapiteln werden wir genauer auf diesen Punkt eingehen: Zwar wird häufig in einfacher Näherung zwischen Röntgen- und γ -Strahlung in der Form unterschieden, daß γ -Strahlung energiereicher ist, korrekterweise besteht der Unterschied zwischen den beiden Arten von Strahlen jedoch in ihrem Entstehungsort: Röntgenstrahlung entsteht im Zusammenhang mit Vorgängen in der Atomhülle, γ -Strahlung ist stets an Vorgänge im Atomkern gekoppelt.

2.6 Ein UV Photon mit einer Wellenlänge von 200 nm trifft auf das äußere Elektron eines Natrium-Atoms (Ionisierungspotential 5.41 eV). Wie groß ist die Energie des Photoelektrons?

2.7 Erklären Sie das scheinbare Paradoxon, daß sich Nukleonen in Energiezuständen zwischen -40 MeV und -7 MeV befinden, andererseits aber die mittlere Bindungsenergie bereits 7 MeV beträgt.

2.8 Die Atommasse von Tritium beträgt 3.017005 amu. Wieviel Energie benötigt man, um das Tritium in seine Komponenten zu zerlegen?

2.9 Berechnen Sie den Strom, der mit der Bewegung des Wasserstoffelektrons im Grundzustand verbunden ist.

2.10 Die Bindungsenergie des α -Teilchens beträgt 23.8 MeV. Schätzen Sie aus der Massenformel ab, von welcher Massenzahl A an der α -Zerfall für alle Kerne energetisch möglich ist.

Literatur:

- Hellwege, K.H., 1974: *Einführung in die Physik der Atome*, Springer, Berlin
- Heyde, K., 1994: *Basic ideas and concepts in nuclear physics*, Inst. of Physics Publishing, Bristol
- Krane, K.S., 1988: *Introductory nuclear physics*, Wiley and Sons, New York
- Krane, K.S., 1996: *Modern physics*, Wiley and Sons, New York
- Povh, B., K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche, 1995: *Teilchen und Kerne*, Springer, Berlin
- Segré, E., 1977: *Nuclei and particles*, Benjamin, New York

Kapitel 3

Natürliche Radioaktivität

Die semi-empirische Massenformel und die Variation der Bindungsenergie mit der Nukleonenzahl haben gezeigt, daß es einerseits stabile¹ Kerne gibt, andererseits aber auch nur schwach gebundene. Letztere können auf verschiedene Weisen zerfallen. In diesem Kapitel soll zuerst die Kinetik dieser Übergänge untersucht werden (Zerfallsgesetz, Aktivität). Anschließend wird auf die verschiedenen Zerfälle eingegangen. Ergänzend wird die Reaktion von Kernen bei Beschuß mit anderen Teilchen betrachtet.

3.1 Zerfallsgesetze

Drei Jahre nach der Entdeckung des radioaktiven Zerfalls im Jahre 1896 stellte man fest, daß die Zerfallsrate reiner radioaktiver Substanzen im Laufe der Zeit abnimmt. Etliche Jahre später erkannte man, daß Radioaktivität eine Eigenschaft einzelner Atome ist, nicht jedoch der gesamten Materieprobe. Noch einige weitere Jahre vergingen bis man die *statistische* Natur des radioaktiven Zerfalls erkannte: es ist nicht möglich vorherzusagen, wann welcher Kern zerfallen wird. Hieraus ergibt sich direkt das exponentielle Zerfallsgesetz, zuerst von Rutherford und Soddy formuliert.

3.1.1 Zerfallskonstante, Halbwertzeit und Aktivität

Ein radioaktives Isotop kann durch die Rate, mit der die darin befindlichen Kerne zerfallen, charakterisiert werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Kern in einem Zeitintervall dt zerfällt ist gegeben durch $\lambda \cdot dt$, worin λ [T^{-1}] die *Zerfallskonstante* ist. Da der Zerfall ein statistischer Prozeß ist, macht es keinen Sinn, einzelne Teilchen zu betrachten. Stattdessen gehen wir von einer Zahl von N_0 Teilchen zum Zeitpunkt t_0 aus. Die Zahl der zerfallenden Kerne ist gegeben durch

$$dN = -\lambda N dt, \quad (3.1)$$

bzw. nach Integration

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (3.2)$$

¹Stabil bedeutet, daß die Lebensdauer der Kerne in der Größenordnung des Alters des Universums liegt.

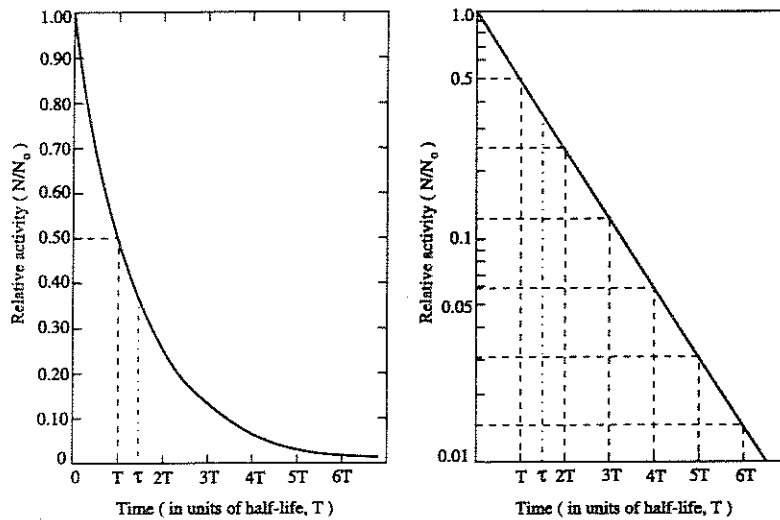


Abbildung 3.1: Zerfallsgesetz im linearen (links) und halb-logarithmischen (rechts) Maßstab [39].

Die Zerfallzeit τ gibt an, in welcher Zeit die Zahl der zerfallenden Kerne auf $1/e$ abgesunken ist. Alternativ kann die Halbwertszeit T

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 = 0.69... \cdot \tau \quad (3.3)$$

eingeführt werden, die angibt, wann die Hälfte der Kerne zerfallen ist, vergl. Abbildung 3.1.

Für die biologischen Konsequenzen ebenso wie meßtechnisch von größerer Bedeutung ist die *Aktivität*, definiert als die Rate, mit der eine radioaktive Substanz Zerfallsprodukte erzeugt:

$$dN_a = -dN = \lambda N(t) dt. \quad (3.4)$$

Diese werden im Detektor nachgewiesen mit einer Rate

$$\frac{dN_a}{dt} = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.5)$$

oder

$$A = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (3.6)$$

Die Aktivität zerfällt mit dem gleichen Exponentialgesetz, mit dem auch die aktive Substanz zerfällt. Die Aktivität ist jedoch über $\lambda N(t)$ definiert, nicht über $dN(t)/dt$. Für den einfachen radioaktiven Zerfall sind beide Größen gleichwertig.

Die Maßeinheit für die Aktivität ist das Becquerel. 1Bq entspricht einem Zerfall pro Sekunde. 10^6 Bq werden in älteren Arbeiten als 1R (R für Rutherford) bezeichnet. Die alte Einheit der Aktivität ist das Curie. 1Ci entspricht $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq.

Aktivitäten, Halbwertszeiten und Zerfallskonstanten werden auch dann eingeführt, wenn ein Kern auf verschiedene Weisen zerfallen kann. In diesem Falle ist die Gesamtzerfallswahrscheinlichkeit λ_T die Summe über die Einzelwahrscheinlichkeiten

$$\lambda_T = \sum \lambda_i$$

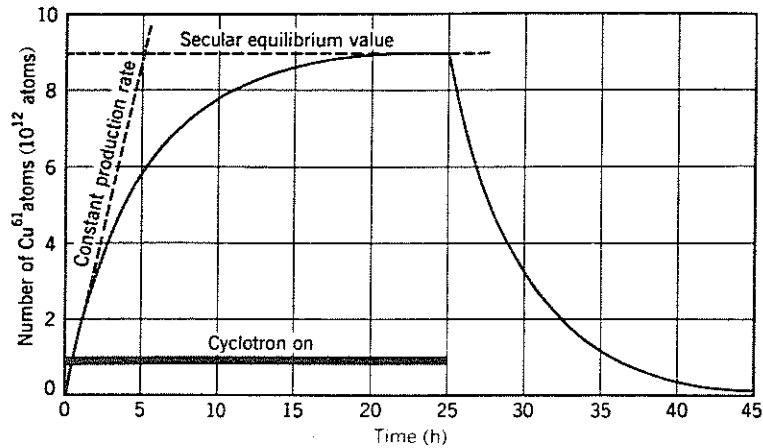


Abbildung 3.2: Zahl radioaktiver ^{61}Cu Atome in einem Nickel-Target für verschiedene Zeiten während und nach der Bestrahlung mit Deuterium in einem Zyklotron [39].

und das Zerfallsgesetz wird zu

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_T t} = N_0 e^{-(\Sigma \lambda_i) t}.$$

Führt man Verzweigungsverhältnisse (branching-ratios) λ_i/λ_T ein, so ergeben sich *partielle Aktivitäten* zu

$$A_i = \frac{\lambda_i}{\lambda_T} \cdot A_T \quad (3.7)$$

und die Gesamtaktivität zu

$$A_T = A_0 e^{-\lambda_T t}. \quad (3.8)$$

3.1.2 Produktion einer radioaktiven Substanz

Der Unterschied zwischen Zerfall und Aktivität wird deutlicher, wenn man von einer Situation ausgeht, in der N_0 nicht konstant ist, sondern z.B. von dem Fall, daß eine Substanz in einem Reaktor aktiviert wird. Die Änderung der Zahl der aktiven Kerne $dN(t)/dt$ ist eine Funktion der Produktionsrate Q und des Zerfalls $-\lambda N(t)$:

$$\frac{dN(t)}{dt} = Q - \lambda N. \quad (3.9)$$

Für eine konstante Produktionsrate Q kann die Gleichung umgeschrieben werden zu

$$\frac{d(Q - \lambda N)}{Q - \lambda N} = -\lambda dt. \quad (3.10)$$

Integration dieser Differentialgleichung mit der Randbedingung, daß bei Beginn der Bestrahlung $N(t=0) = 0$ aktive Atome vorhanden sind, liefert

$$Q - \lambda N(t) = (Q - \lambda N(t=0)) e^{-\lambda t} \quad (3.11)$$

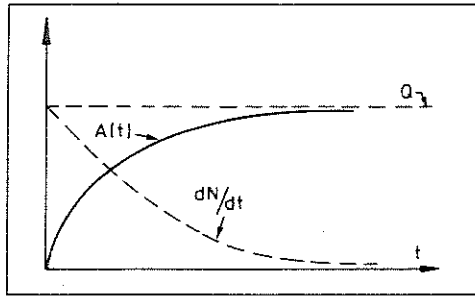


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung von Aktivität $A(t) = \lambda N(t)$ und der Ableitung $dN(t)/dt$ in einem System, in dem aktive Elemente mit einer konstanten Rate Q erzeugt werden [30].

oder

$$N(t) = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (3.12)$$

$N(t)$ läuft in eine Sättigung, wie sie sich typischerweise für den Fall ergibt, daß Erzeugung und Abbau konkurrieren, vergl. Abbildung 3.2.

Diese Sättigung bedeutet, daß $dN(t)/dt$ gegen Null geht. Die Aktivität, d.h. die Zahl der zerfallenden Atome, konvergiert ebenfalls, allerdings nicht gegen Null sondern gegen die Produktionsrate Q , wie in Abbildung 3.3 dargestellt:

$$A(t) = \lambda_1 N_1(t) = Q(1 - e^{-\lambda_1 t}). \quad (3.13)$$

Daran wird deutlich, daß die Aktivität λN und die Größe dN/dt zwei völlig unterschiedliche Dinge beschreiben.

3.1.3 Zerfallsketten: Mutter- und Tochterisotope

Ein radioaktives Isotop zerfällt nicht zwingend in einen stabilen Kern, sondern kann in ein anderes aktives Isotop zerfallen, das seinerseits in ein aktives Isotop zerfällt usw. Abbildung 3.4 zeigt die Thorium-Kette als ein Beispiel für eine sehr lange, natürliche Kette². Hier wird das Ausgangsnuklid als Mutternuklid bezeichnet, die folgenden Nuklide als Tochter- bzw. Enkelnuklide usw.

Ist zur Zeit $t = 0$ nur eine Zahl N_0 von Kernen des Mutterisotops vorhanden, so läßt sich mit den Zerfallskonstanten $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$ der verschiedenen Generationen ein Satz gekoppelter linearer Differentialgleichungen aufstellen:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ \frac{dN_3}{dt} &= \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \end{aligned} \quad (3.14)$$

²Lange Zerfallsketten ergeben sich insbesondere bei den Aktiniden, vergl. Abbildungen 3.4 und 3.13.

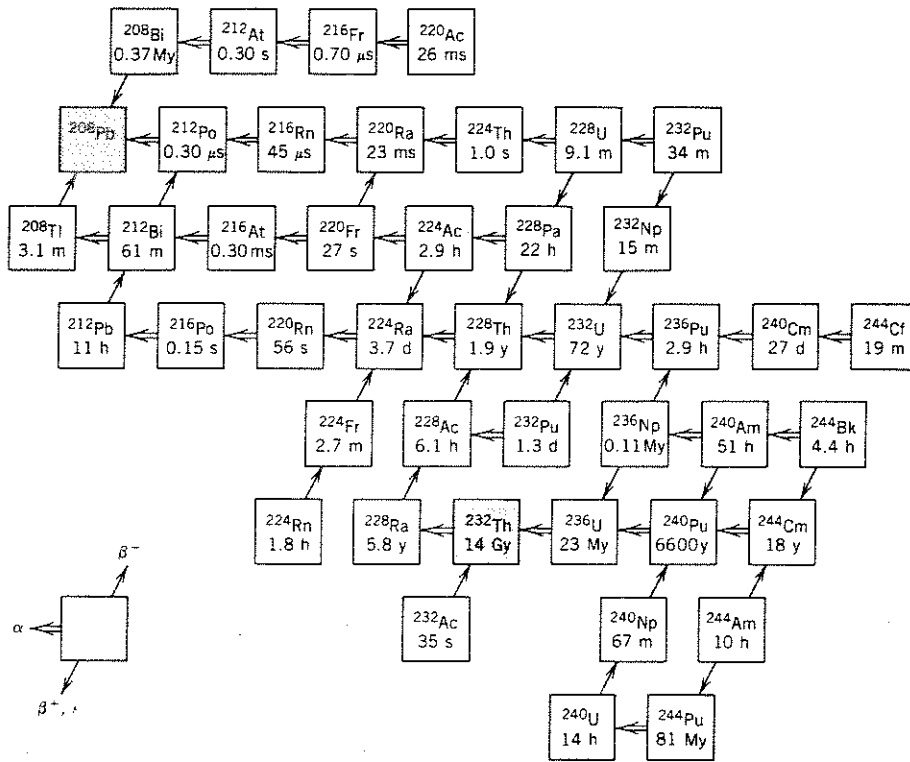


Abbildung 3.4: Thorium-Kette der natürlichen Zerfälle. Einige Halbwertzeiten sind angegeben (My = 10⁶Jahre, Gy = 10⁹Jahre), die Art des Zerfalls ergibt sich aus der Richtung des Pfeiles, vergl. auch Abbildung 3.7 [39].

usw. Da die Koeffizienten in diesen Differentialgleichungen konstant sind, gibt es eine allgemeine Lösung (*Bateman-Gleichungen*, vergl. [30, 39]). Dabei ist

$$A_n = N_o \sum_{i=1}^n c_i e^{-\lambda_i t} \tag{3.15}$$

mit

$$c_m = \frac{\prod_{i=1}^n \lambda_i}{\prod_{i=1, i \neq m}^n (\lambda_i - \lambda_m)} \tag{3.16}$$

wobei im Produkt im Nenner der Term für $i = m$ nicht berücksichtigt wird.

Für den einfachen Fall, daß es nur Mutter- und Tochterisotop gibt, kann man die Lösung $N_1(t) = N_o e^{-\lambda_1 t}$ der ersten der Gleichungen 3.14 in die zweite einsetzen:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_o e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2. \tag{3.17}$$

Mit einen Lösungsansatz der Form $N_2(t) = Ae^{-\lambda_1 t} + Be^{-\lambda_2 t}$ und der Randbedingung

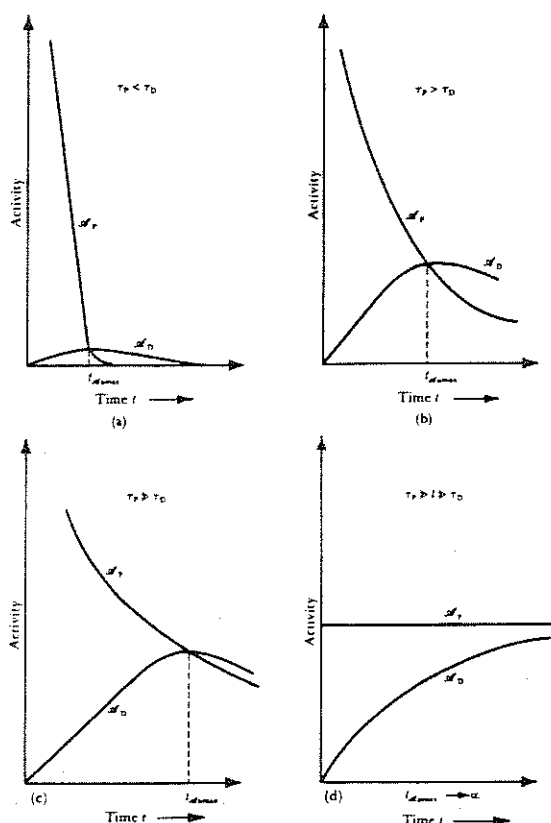


Abbildung 3.5: Aktivitäten für verschiedene Beziehungen zwischen Mutter- und Tochterisotop: (a) kurzlebiges Mutterisotop, (b) langlebiges Mutterisotop, (c) sehr langlebiges Mutterisotop und (d) nahezu stabiles Mutterisotop [30].

$N_2(0) = 0$ ergibt sich

$$N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.18)$$

bzw. für die Aktivität

$$A_2(t) = \lambda_2 N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (3.19)$$

In Abhängigkeit von der Lebensdauer der beiden Isotope lassen sich verschiedene Fälle unterscheiden:

1. $\lambda_1 > \lambda_2$

In diesem Fall zerfällt das Mutterisotop sehr schnell, die Tochteraktivität steigt auf ein Maximum und zerfällt dann mit ihrer eigenen Zerfallskonstante (vergl. Abbildung 3.5a). Für $t \gg 1/\lambda_1$ kann man den ersten Exponentialterm vernachlässigen und es ergibt sich

$$N_2(t) \approx N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t}. \quad (3.20)$$

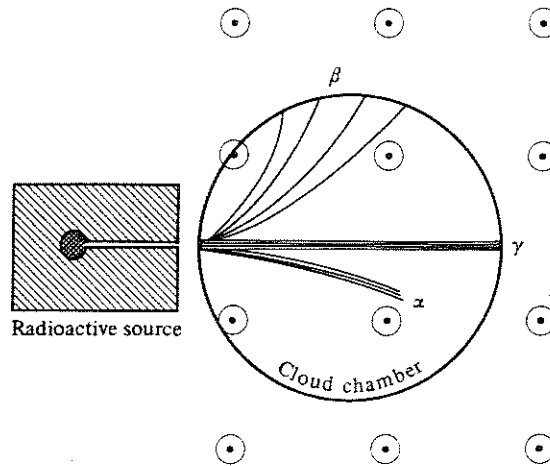


Abbildung 3.6: Die drei Haupt-Komponenten des radioaktiven Zerfalls, wie sie sich in einer Nebelkammer darstellen würden. Das Magnetfeld weist senkrecht aus der Papierebene heraus [13].

2. $\lambda_1 < \lambda_2$

Hier läßt sich das Verhältnis der beiden Aktivitäten bestimmen zu

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t} \right). \quad (3.21)$$

Mit zunehmender Zeit wird der Exponentialterm kleiner und das Verhältnis der Aktivitäten A_1/A_2 strebt gegen den Grenzwert $\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1)$. Die Aktivitäten selbst sind nicht konstant, aber die Kerne des Tochterisotops zerfallen mit der Zerfallskonstante des Mutterisotops (vergl. Abbildung 3.5c). Dieser Zustand wird als *transientes Gleichgewicht* bezeichnet.

3. $\lambda_1 \ll \lambda_2$

In diesem Fall ist das Mutterisotop so langlebig, daß es mit praktisch konstanter Rate zerfällt, so daß für alle Zeiten $e^{-\lambda_1 t} \approx 1$ ist und

$$N_2(t) \approx N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.22)$$

gilt, vergl. Glg. 3.13. Die Aktivität nähert sich also einem Grenzwert, wie in Abbildung 3.5d dargestellt. Der Zustand wird als *sekuläres Gleichgewicht* bezeichnet, vergl. auch Abbildung 3.2

3.2 Zerfallsarten

1896 entdeckte Becquerel bei der Untersuchung von Uransalzen eine Strahlung, die der von Röntgen entdeckten Strahlung sehr ähnlich war, jedoch im Gegensatz zur Röntgenstrahlung ohne Anregung spontan entsteht. Die ersten Nachweise erfolgten über die Schwärzung von Photoplatten. Erst 1912 wurde es durch die Entwicklung der Blaskammer (Wilson) möglich, die drei Hauptkomponenten im radioaktiven Zerfall

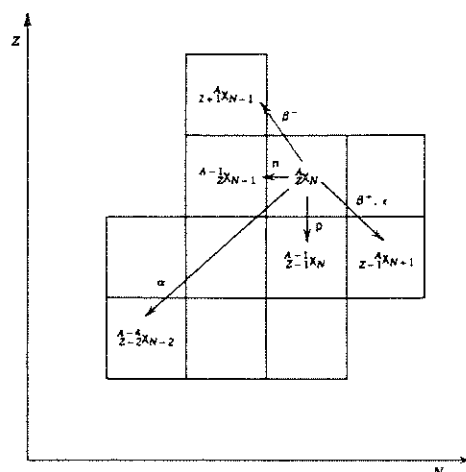


Abbildung 3.7: Darstellung von Zerfallstypen in der Isotopenkarte [30].

zu identifizieren (vergl. Abbildung 3.6): α -Strahlung hinterläßt eine leicht gekrümmte Spur (d.h. die Strahlung muß elektrische Ladung tragen, um im Magnetfeld abgelenkt zu werden, und relativ schwer sein, da der Krümmungsradius nur gering ist) und endet recht abrupt an einer bestimmten Stelle (was einen Hinweis darauf liefert, daß die Strahlung immer auf die gleiche Weise erzeugt wird und nur begrenzt weit in Materie eindringen kann). Die γ -Strahlung wird nicht vom Magnetfeld beeinflusst (ist also elektrisch neutral) und wird nicht durch Stöße mit den Luftmolekülen der Kammer gestoppt. γ -Strahlung wurde als ein enger Verwandter der Röntgenstrahlung erkannt. Die β -Strahlen werden im Magnetfeld sehr stark abgelenkt in eine Richtung entgegengesetzt zu der der α -Strahlung, was auf ein leichtes Teilchen mit negativer Ladung schließen läßt. In einer Isotopenkarte wandern die Nuklide nach dem Zerfall in einer typischen, von der Art des Zerfalls abhängigen Weise (vergl. Abbildung 3.7 und die folgenden Abschnitte).

Der radioaktive Zerfall beruht darauf, daß sich ein instabiler Kern in einen stabilen umwandeln will. Entscheidend ist dabei die Minimierung der Energie, d.h. ob ein Zerfall auftritt hängt ebenso von der semi-empirischen Massenformel 2.7 (bzw. der ihr zugrunde liegenden physikalischen Realität) ab, wie die Art des Zerfalls.

3.2.1 α -Zerfall

Beim α -Zerfall wird ein ${}^4_2\text{He}$ -Kern emittiert. Da dieser eine sehr hohe Bindungsenergie hat (vergl. Abbildung 2.8), ist die Energiefreisetzung für den Kern maximal. Für den typischen α -Strahler ${}^{232}\text{U}$ (Halbwertszeit 72 y) gibt Tabelle 3.1 die Energien, die bei der Emission verschiedener leichter Teilchen freigesetzt würden. Für die in der Tabelle angegebenen Teilchen ist nur der α -Zerfall energetisch möglich. Etwas schwerere Kerne wie ${}^8\text{B}$ oder ${}^{12}\text{C}$ wären energetisch ebenfalls möglich, wie aus Abbildung 2.8 zu vermuten ist. Diese Zerfallsarten sind so selten, daß sie praktisch überhaupt nicht beobachtet werden. Obwohl die meisten der Kerne mit $A > 190$ (und viele mit $150 < A < 190$) energetisch instabil sind gegen α -Zerfall, zerfällt nur die Hälfte von ihnen auf diese Weise. Da β -Zerfall eine wesentlich größere partielle Zerfallskonstante hat, kann der α -Zerfall oftmals dadurch überdeckt sein.

emittierte(s)			
Teilchen	Energie (MeV)	Teilchen	Energie (MeV)
n	-7.26	⁴ He	+5.41
¹ H	-6.12	⁵ He	-2.59
² H	-10.70	⁶ He	-6.19
³ H	-10.24	⁶ Li	-3.79
³ He	-9.92	⁷ Li	-1.94

Tabelle 3.1: Energiefreisetzung für verschiedene Annahmen über die Emission leichter Teilchen aus einem ²³²U-Kern, auf der Basis von [39].

α -Zerfall findet statt, wenn das Verhältnis von Neutronen zu Protonen zu klein ist, d.h. die starke WeWi die Coulomb-Abstoßung nicht ausreichend kompensieren kann. Zwar gehen dem Kern durch die Aussendung des α s auch zwei Neutronen verloren, jedoch ist das Verhältnis $n - 2/p - 2$ etwas günstiger als n/p , da die Zahl der Neutronen mit zunehmender Masse überproportional wächst. α -Zerfall findet erst ab $A > 82$ statt.

Die typischerweise beim α -Zerfall freiwerdende Energie beträgt 5 MeV, wobei ca. 98% der Energie auf das α -Teilchen übergehen, die anderen 2% auf den Kern. Die kinetische Energie des α -Teilchens läßt sich mit Hilfe der mittleren Bindungsenergie E_b des Isotops abschätzen [40] zu

$$E_\alpha \approx \frac{A-4}{A} \cdot E_b. \quad (3.23)$$

α -Zerfall hat eine Eigenschaft, die so auffallend ist, daß sie bereits 1911, vor der Entdeckung des Atomkerns durch Rutherford, bemerkt wurde: α -Strahler mit kurzer Halbwertszeit emittieren hohe Energien, bei langer Halbwertszeit sind die Energien geringer (*Geiger-Nuttall-Regel*, vergl. Abbildung 3.8). Grenzfälle sind ²³²Th mit einer Halbwertszeit von $1.4 \cdot 10^{10}$ y und einer α -Energie von 4.08 MeV und ²¹⁸Th mit einer Halbwertszeit von $1 \cdot 10^{-7}$ s und einer α -Energie von 9.85 MeV: ein Faktor 2 in der Energie entspricht 24 Größenordnungen in der Lebensdauer! In Abbildung 3.8 sind nur (gg)-Kerne berücksichtigt. Plottet man alle Kerne, so ergibt sich eine breite Streuung um diesen Trend. (ug) und (uu)-Kerne folgen dem gleichen allgemeinen Trend, allerdings sind ihre Halbwertszeiten um einen Faktor 2 - 1000 größer als die für (gg)-Kerne mit gleichem Z und Q .

Die theoretische Erklärung der Geiger-Nuttall Regel im Jahre 1928 durch Gamow einerseits und durch Gurney und Condon andererseits war einer der ersten Erfolge der Quantenmechanik. Dabei wird von der Idee ausgegangen, daß sich innerhalb des Kerns ein α -Teilchen formt³. Dieses α -Teilchen befindet sich innerhalb des Potentialtopfes 'Kern' und muß eine hohe Energie erreichen, um sich daraus zu befreien. Dies geschieht durch das 'Leihen' von Energie von anderen Nukleonen mit Hilfe der Heisenberg'schen Unschärferelation und führt zum Verlassen des Kernes mit Hilfe des *Tunneleffekts*. Der Tunneleffekt erklärt auch, warum nicht alle Kerne sofort zerfallen: ein α -Teilchen muß sich immer und immer wieder an der Barriere zeigen, bevor es irgendwann einmal die

³Es gibt keinen Grund, die Existenz von kleinen Einheiten wie α -Teilchen innerhalb eines Kerns anzunehmen. Der Erfolg der Erklärung besagt nicht, daß es wirklich α -Teilchen im Kern gibt, sondern nur, daß sie sich so verhalten, als wären sie im Kern geformt worden.

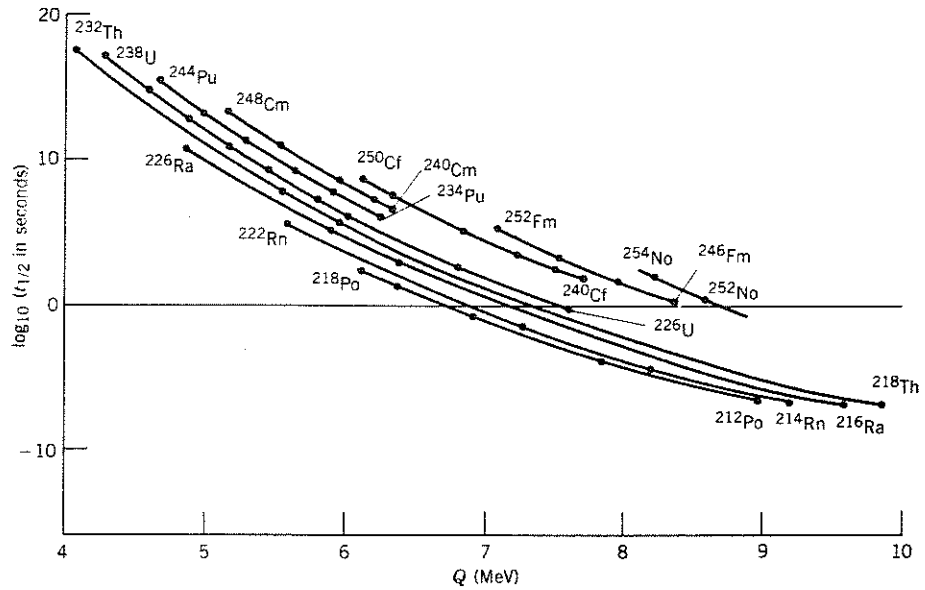


Abbildung 3.8: Zusammenhang zwischen der Halbwertszeit und der Energie des α -Teilchens (Geiger-Nuttall-Regel). In der Abbildung sind nur Kerne mit geraden Neutronen- und Protonenzahlen (gg) berücksichtigt [39].

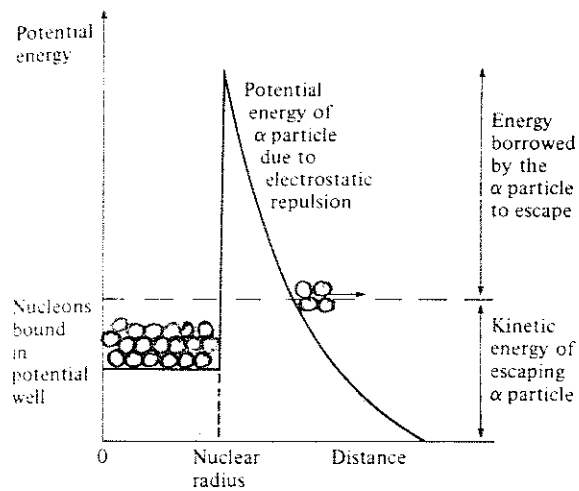


Abbildung 3.9: α -Zerfall: Ein α -Teilchen innerhalb des Kerns 'leiht' sich mit Hilfe der Heisenberg'schen Unschärferelation genug Energie um die Bindungsenergie durch die starke Wechselwirkung zu überkommen und kann so entweichen [13].

Isotop	E_α (MeV)	$T_{1/2}$	λ (1/s)
^{232}Th	4.01	$1.4 \cdot 10^{10}$ y	$1.6 \cdot 10^{-18}$
^{238}U	4.19	$4.5 \cdot 10^9$ y	$4.9 \cdot 10^{-18}$
^{230}Th	4.69	$8.0 \cdot 10^4$ y	$2.8 \cdot 10^{-13}$
^{241}Am	5.64	433 y	$5.1 \cdot 10^{-11}$
^{230}U	5.89	20.8 d	$3.9 \cdot 10^{-7}$
^{210}Rn	6.16	2.4 h	$8.0 \cdot 10^{-5}$
^{220}Rn	6.29	56 s	$1.2 \cdot 10^{-2}$
^{222}Ac	7.01	5 s	0.14
^{215}Po	7.53	1.8 ms	$3.9 \cdot 10^2$
^{218}Th	9.85	0.11 μs	$6.3 \cdot 10^6$

Tabelle 3.2: Beispiele für natürliche α -Strahler. Die Isotope sind in der Tabelle so geordnet, daß die Geiger-Nuttall-Regel deutlich wird.

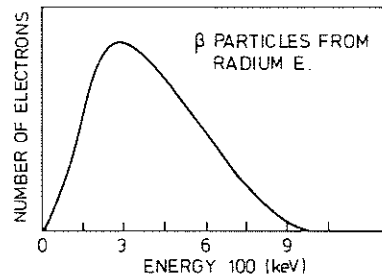


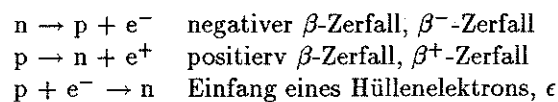
Abbildung 3.10: Kontinuierliches Spektrum der Energieverteilung der Elektronen beim Zerfall von Radium E, Ellis und Wooster (1927) in [30].

Chance zum Entweichen erhält – α -Zerfall ist daher, wie jeder radioaktive Zerfall, ein statistischer Prozeß.

Tabelle 3.2 gibt einige α -Strahler mit der kinetischen Energie des entstehenden α s, der Halbwertzeit $T_{1/2}$ und der Zerfallskonstante λ .

3.2.2 β -Zerfall

β -Zerfall dient der Korrektur eines Protonen- oder Neutronenüberschusses, d.h. es wird ein Neutron in ein Proton umgewandelt oder umgekehrt. Drei Prozesse sind möglich:



Die Emission eines Elektrons aus dem Kern war eines der ersten beobachteten Phänomene des radioaktiven Zerfalls. Die Emission eines positiven Elektrons (Positrons) wurde erstmalig 1934 von den Joliot-Curies beobachtet, zwei Jahre nachdem das Positron in der kosmischen Strahlung entdeckt worden war. Der Einfang eines Hüllenelektrons wurde erst 1938 von Alvarez durch die charakteristische Röntgenstrahlung entdeckt, die beim Auffüllen der Lücke des eingefangenen Elektrons emittiert wird.

Zerfall	Art	E_β (MeV)	$T_{1/2}$
$^{19}\text{O} \rightarrow ^{19}\text{F} + e^- + \bar{\nu}$	β^-	4.82	27 s
$^{176}\text{Lu} \rightarrow ^{176}\text{Hf} + e^- + \bar{\nu}$	β^-	1.19	$3.6 \cdot 10^{10}$ y
$^{25}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu$	β^+	3.26	7.2 s
$^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te} + e^+ + \nu$	β^+	2.14	4.2 d
$^{15}\text{O} + e^- \rightarrow ^{15}\text{N} + \nu$	ϵ	2.75	122 s
$^{170}\text{Tm} + e^- \rightarrow ^{170}\text{Er} + \nu$	ϵ	0.31	129 d

Tabelle 3.3: Beispiele für β -Zerfälle unterschiedlicher Art.

Während sich beim α -Zerfall ein Linienspektrum ergibt, ist die Verteilung der β -Energien kontinuierlich bis zu einem Maximalwert E_{max} , vergl. Abbildung 3.10. Anfangs wurde angenommen, daß der Kern wie beim α -Zerfall β s ausschließlich bei einer festen Energie emittiert und die gemessene Energieverteilung durch die Wechselwirkung des Elektrons mit den Hüllenelektronen bzw. anderen Atomen entsteht. Genauere kalorimetrische Messungen legten jedoch den Schluß nahe, daß der Materie auf diese Weise keine Energie zugeführt wurde, das Energiespektrum daher das Spektrum der Quelle ist. Pauli schlug 1931 vor, daß beim β -Zerfall ein zweites Teilchen emittiert werden sollte, das *Neutrino*⁴. Das Neutrino sollte die fehlende Energie tragen und aufgrund seines großen Durchdringungsvermögens nicht in Materie (d.h. innerhalb des Kalorimeters) gestoppt werden. Die Ladungserhaltung fordert, daß das Neutrino elektrisch neutral sein muß, die Drehimpulserhaltung fordert einen Spin von $1/2$. Beim β -Zerfall werden unterschiedliche Neutrinos emittiert, das Antineutrino $\bar{\nu}$ beim β^- -Zerfall und das Neutrino ν beim β^+ -Zerfall. Das Neutrino ist masselos⁵.

Die theoretische Beschreibung des β -Zerfalls muß auf andere Weise erfolgen als beim α -Zerfall. Dabei sind die folgenden Randbedingungen zu berücksichtigen: (1) das Elektron und das Neutrino existieren vor dem Zerfall nicht innerhalb des Kerns, sie müssen daher erzeugt werden. (2) Elektron und Neutrino müssen relativistisch behandelt werden. (3) Die kontinuierliche Verteilung der Elektronenenergien muß sich ergeben. 1934 stellte Fermi auf der Basis von Pauli's Neutrino-Hypothese eine erfolgreiche Theorie zum β -Zerfall auf. β -Zerfall soll dabei durch eine relativ schwache Störung des Grundzustandes erfolgen (*Fermi's goldene Regel*). Dabei ergibt sich ein statistischer Prozeß, ähnlich wie er beim α -Zerfall durch den Tunneleffekt bewirkt wird. Die Zerfallszeiten ergeben sich aus der Art der Störung, die Störung selbst wird durch die schwache Wechselwirkung (vergl. Tabelle 2.2 und Abbildung 2.6) vermittelt.

Abbildung 3.3 gibt Beispiele für verschiedene Typen von β -Zerfällen zusammen mit der maximal erreichbaren Energie des β s und der Halbwertszeit des zerfallenden Isotops.

⁴Der Name selbst wurde erst etwas später von Fermi eingeführt.

⁵Die Aussage ist nicht ganz korrekt. Mit bestehenden Meßtechniken kann man nur aussagen, daß die Ruhemasse des Neutrinos klein sein muß; so wird für die Ruhemasse des Elektronneutrinos ν_e eine Obergrenze von ca. 10 eV angegeben [40]. Für eine Vielzahl kosmologische Fragestellungen ist es von Interesse, ob das Neutrino nicht doch eine kleine Restmasse hat, vergl. z.B. [16, 3, 15, 40].

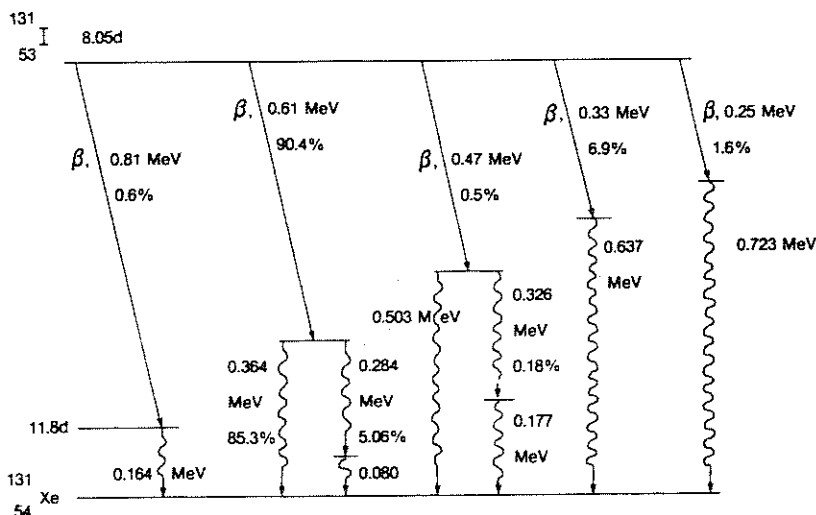


Abbildung 3.11: Zerfallschema des ^{131}Jod [12].

3.2.3 γ -Strahlung

γ -Strahlung wird in der Folge radioaktiver Zerfallsprozesse (meist α - oder β -Zerfall) emittiert⁶. Dabei geht der Kern des Zerfallsproduktes vom angeregten in den Grundzustand oder einen energetisch niedriger liegenden angeregten Zustand über (vergl. Abbildung 3.11). Die Halbwertzeiten beim γ -Zerfall sind sehr kurz (kleiner 10^{-9}s), es können sich gelegentlich auch Halbwertzeiten von Stunden oder gar Tagen ergeben. Diese Übergänge werden als *isomere Übergänge* bezeichnet, die lang-lebigen angeregten Zustände als *isomere Zustände* oder *metastabile Zustände*. Metastabile Zustände werden oftmals durch ein hochgestelltes *m* markiert: $^{110}\text{Ag}^m$ oder ^{110m}Ag .

γ -Emission hat häufig mit *interner Konversion* zu konkurrieren. Hier transferiert der angeregte Kern seine Energie direkt auf ein Hüllenelektron, daß anschließend als ein freies Elektron (*Konversionselektron*) nachgewiesen werden kann. Dieser Prozeß unterscheidet sich vom β -Zerfall dadurch, daß das *N* und das *Z* des Kerns nicht geändert werden, dafür aber das Atom ionisiert wird. Die kinetische Energie des Konversionselektrons entspricht der Energie des γ -Quants, vermindert um die Bindungsenergie des Hüllenelektrons. Interne Konversion kann man sich daher als eine Art internen Photoeffekt (vergl. Abschnitt 5.1.2) vorstellen. Der freie Platz in der Elektronenhülle wird von Elektronen aus äußeren Schalen aufgefüllt, wobei charakteristische Röntgenstrahlung emittiert wird. Werden diese Röntgenstrahlen innerhalb der Atomhülle absorbiert, so wird ein Elektron mit geringer kinetischer Energie emittiert (*Auger-Elektron*).

^{137}Cs ist ein Beispiel für interne Konversion: durch β -Zerfall entsteht ein angeregter Zustand des ^{137}Ba , der durch die Emission eines 0.661 MeV Photons in den Grundzustand übergeht. In 11% der Fälle wird statt des γ -Quants ein Konversionselektron emittiert, so daß sich das in Abbildung 3.12 gezeigte Spektrum ergibt.

Von den natürlichen radioaktiven Isotopen haben die γ -Strahler in der Medizin

⁶ Während beim α -Zerfall starke WeWi und Tunneleffekt bzw. beim β -Zerfall die schwache WeWi die entscheidenden Kräfte vermitteln, ist es beim γ -Zerfall die elektromagnetische Wewi.

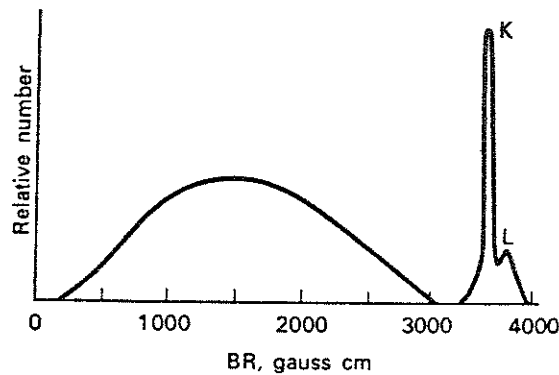


Abbildung 3.12: β -Spektrum des ^{137}Cs mit Konversionselektronen aus der K- und L-Schale [12].

die weiteste Verbreitung: sie werden in der Nuklearmedizin und der Single-Photon-Emission-Computer-Tomographie SPECT zur Darstellung von Körper- oder Organfunktionen verwendet. Ein anderer Anwendungsbereich ist die Strahlentherapie, hier aufgrund der eher geringen Aktivitäten und Energien meist die Brachytherapie. Tabelle 9.3 gibt einige in der Nuklearmedizin verwendete Gammastrahler, Tabelle 10.3 einige in der Strahlentherapie angewandte.

3.2.4 Spontane Kernspaltung

Kernspaltung weckt leicht Assoziationen mit komplexen technischen Einrichtungen und hochgradig erzwungenen physikalischen Situationen. Der Ablauf der spontanen Spaltung ist analog dem der Neutronen-induzierten Spaltung im Reaktor: ein Kern mit großem Neutronenüberschuß wird (ohne den Empfang eines zusätzlichen Neutrons) instabil und zerbricht in zwei ungefähr gleich große Bruchstücke. Im Gegensatz zum α - und β -Zerfall sind die Spaltprodukte nicht genau definiert sondern statistisch über den Bereich der Kerne mittlerer Masse verteilt.

3.2.5 Nukleonen-Emission

Radioaktiver Zerfall durch Nukleonenemission erfolgt meistens bei Spaltprodukten, da diese einen großen Neutronenüberschuß haben. Nukleonenemission erzeugt die sogenannten verzögerten⁷ Neutronen, die zur Aufrechterhaltung und Kontrolle der Kettenreaktion in Kernreaktoren benötigt werden.

3.2.6 Beschuß von Kernen mit Teilchen

Beim Beschuß von Kernen mit energiereichen Teilchen kann eine breite Palette verschiedener nuklearer Reaktionen erzeugt werden, die von der Art und Energie des einfallenden Teilchens abhängen sowie davon, ob es sich um einen Kern mittlerer Masse oder einen schweren Kern handelt. Tabelle 3.4 listet exemplarisch einige dieser Reaktionen auf.

⁷ Verzögert bedeutet hier um die Halbwertszeit des Zerfalls verzögert.

Energy of incident particle	Intermediate nuclei ($30 > A > 90$)				Heavy nuclei ($A > 90$)			
	Incident particle							
	n	p	α	d	n	p	α	d
Low, 0–1 keV	$n(\text{el.})$ γ (res.)	No appreciable reaction	No appreciable reaction	No appreciable reaction	γ $n(\text{el.})$ (res.)	No appreciable reaction	No appreciable reaction	No appreciable reaction
Intermediate, 1–500 keV	$n(\text{el.})$ γ (res.)	n γ (res.)	n γ (res.)	p n	$n(\text{el.})$ γ (res.)	Very small reaction cross section	Very small reaction cross section	Very small reaction cross section
High, 0.5–10 MeV	$n(\text{el.})$ $n(\text{inel.})$ p α (res. for lower energies)	n $p(\text{inel.})$ α (res. for lower energies)	n p $\alpha(\text{inel.})$ (res. for lower energies)	p n $p\alpha$ $2n$	$n(\text{el.})$ $n(\text{inel.})$ p γ	n $p(\text{inel.})$ γ	n p γ	p n $p\alpha$ $2n$
Very high, 10–50 MeV	$2n$ $n(\text{inel.})$ $n(\text{el.})$ p np $2p$ α Three or more particles	$2n$ n $p(\text{inel.})$ np $2p$ α Three or more particles	$2n$ n p np $2p$ $\alpha(\text{inel.})$ Three or more particles	p $2n$ pn $d(\text{inel.})$ tritons Three or more particles	$2n$ $n(\text{inel.})$ $n(\text{el.})$ p pn $2p$ α Three or more particles	$2n$ n $p(\text{inel.})$ np $2p$ α Three or more particles	$2n$ n p np $2p$ $\alpha(\text{inel.})$ Three or more particles	p $2n$ np $3n$ $d(\text{incl.})$ tritons Three or more particles

Tabelle 3.4: Kernreaktionen nach Beschuß mit energiereichen Teilchen: Der Beschuß von Kernen mit energiereichen Teilchen kann ebenfalls zu Reaktionen führen, hier allerdings nicht zu natürlichen sondern zu erzwungenen Zerfällen [62] in [30].

Der Beschuß stabiler Kerne mit leichten Teilchen wird durchgeführt, um die in der Nuklearmedizin benötigten kurzlebigen Isotope zu erzeugen. Einige Beispiele sind in Tabelle 9.4 gegeben.

3.3 Häufige natürliche radioaktive Quellen

Das Wort ‘häufig’ in dieser Überschrift ist auf zwei Weisen zu lesen, einerseits häufig im Sinne von natürlich vorkommend, andererseits häufig in der Anwendung in medizinischer Diagnostik und Therapie. Tabellen 3.2 und 3.3 geben Beispiele für typische α - und β -Strahler.

Einige Beispiele für häufig vorkommende natürliche Isotope sind in Tabelle 3.5 aufgeführt. Thorium-232 ist das häufigste radioaktive Element und ‘Stammvater’ einer langen Zerfallskette (vergl. Abbildung 3.4) zu der auch einige der Uran-Isotope gehören. Das für den Strahlenschutz bzw. die Strahlenbelastung wichtigste Element ist das Edelgas Radon⁸ (${}^{222}_{86}\text{Rn}$ ist Element der Uran-Familie und wird als Radon bezeichnet, ${}^{220}_{86}\text{Rn}$ wird als Mitglied der Thorium-Kette als Thoron bezeichnet, ${}^{219}_{86}\text{Rn}$ ist Aktinon, das zur Aktiniden-Serie gehört; zu den Familien vergl. Abbildung 3.13).

Natürliche Radioaktivität ist unter den schweren Kernen besonders ausgeprägt: für Isotope oberhalb von Blei gibt es – abgesehen von einem Wismuth-Isotop – keine

⁸vergl. die natürliche Strahlenbelastung in Tabelle 1.1.

N _Z	Z	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn	87 Fr	88 Ra	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	A
54		Uran - Radium - Reihe (A = 4n + 2)												
52												Ux ₁ 2,41d	U I 4,510 ⁹ a	238
50			Ra B 268m		Ra A 305m		Rn 3823d		Ra 1600a		Io 7510 ³ a		U II 2510 ⁶ a	
48		RaC 130m		RaC' 19,8m		At -2s								234
46			RaD 22a		RaC'' 162·10 ⁻⁵ s				222		226		230	
44					RaE 50d			218						
42			RaG stabil		Po(Ra) 138d									
					206		210		214					
51		Actinium - Reihe (A = 4n + 3)												
49								AcK 22m		Ac 22a		Pa 3,410 ⁴ a	AcU 71·10 ⁵ a	235
47			Ac B 361m		Ac A 1840 ⁻⁵ s		An 4,0s		Ac X 11,4d		Ra Ac 185d			
45		AcC'' 479m		Ac C 2,1m		At 110 ⁻⁵ s								231
43			Ac D stabil		Ac C' 0,56s									227
					207		211		215		219		223	
52		Thorium - Reihe (A = 4n)												
50									MsTh1 6,7a		Th 14·10 ¹⁰ a			
48			Th B 106h		Th A 0,15s		Tn 55s		Th X 364d		Rd Th 191a			
46		ThC'' 3,1m		Th C 606m										232
44			Th D stabil		Th C' 3·10 ⁻⁵ s									228
					208		212		216		220		224	

Abbildung 3.13: Die drei natürlichen Umwandlungsreihen [20].

Strahlung	typische Energie	Reichweite in Luft	Abschirmung	Beispiel
α -Strahler	5 MeV	4 cm	1 Blatt Papier	Radon-222, Radium-226 Plutonium-Isotope
β -Strahler	1 MeV	3 m	0.5 cm Plexiglas	Kalium-40, Cäsium-137 Strontium-90
γ -Strahler	1 MeV	700 m	10 cm Blei	nahezu alle Radionuklide

Tabelle 3.5: Strahlungsarten, -eigenschaften und -abschirmung.

stabilen Kerne mehr. Natürliche Radioaktivität gibt es jedoch auch im Bereich der Kerne mit geringer Atomzahl. Die wichtigsten Vertreter sind Kalium-40⁹, das aufgrund seiner häufigen Verbreitung auch im menschlichen Organismus vorkommt (Aktivität ca. 4 000 Bq, Halbwertszeit $1.27 \cdot 10^9$ a) und von seiner strahlenbiologischen Wirkung nicht zu vernachlässigen ist, sowie Caesium-137 und Strontium-90.

Die in der Medizin verwendeten radioaktiven Isotope lassen sich in zwei Gruppen einteilen: in der nuklearmedizinischen Diagnostik werden Isotope von Elementen verwendet, die im Stoffwechsel umgesetzt werden und auf diese Weise einen Einblick in dynamische Vorgänge geben (vergl. Tabelle 9.2). In der Strahlentherapie werden die Isotope nach der Art der emittierten Strahlung ausgewählt (vergl. Tabelle 10.3). In beiden Fällen können natürliche Isotope verwendet werden, in der Nuklearmedizin müssen die gewünschten Isotope jedoch häufig erst erzeugt werden, da sie nur eine kurze Halbwertszeit haben sollen, um die Strahlenbelastung im Patienten gering zu halten.

3.4 Zusammenfassung

Tabelle 3.5 fasst die wesentlichen Arten natürlicher energiereicher Strahlung zusammen. Angegeben sind die typischen Energien, die Reichweite der Strahlung in Luft, die Abschirmmöglichkeiten und Beispiele für entsprechende Strahler. Bei der Abschirmung von β -Strahlen sollten leichte Materialien verwendet werden (im Beispiel Plexiglas), da die Elektronen in schweren Materialien wie dem gerne für Abschirmungen genutzten Blei zu Röntgenstrahlung führen würden. Dies ist insbesondere beim Umgang mit Strahlern zu beachten, die sowohl γ s als auch β s emittieren!

Abbildung 3.14 setzt die Informationen aus Tabelle 3.5 mit menschlichem Gewebe in Beziehung. α -Strahlung aus natürlichen Zerfällen gibt ihre gesamte Energie in der Oberhaut ab und hat eine Eindringtiefe von einigen zehntel mm. β -Strahlen verteilen die abgegebene Energie auf ein längeres Wegstück: sie haben eine Eindringtiefe von einigen mm und dringen bis in die Unterhaut vor. γ -Quanten wechselwirken ebenfalls mit Körpergewebe, jedoch läßt sich für sie keine Reichweite (Eindringtiefe) angeben, in der die Strahlung vollständig absorbiert wird, sondern nur eine Halbwerttiefe (vergl. Abschnitt 5.1.6).

⁹Halten Sie mal eine Tüte mit Backpulver vor einen Geigerzähler.

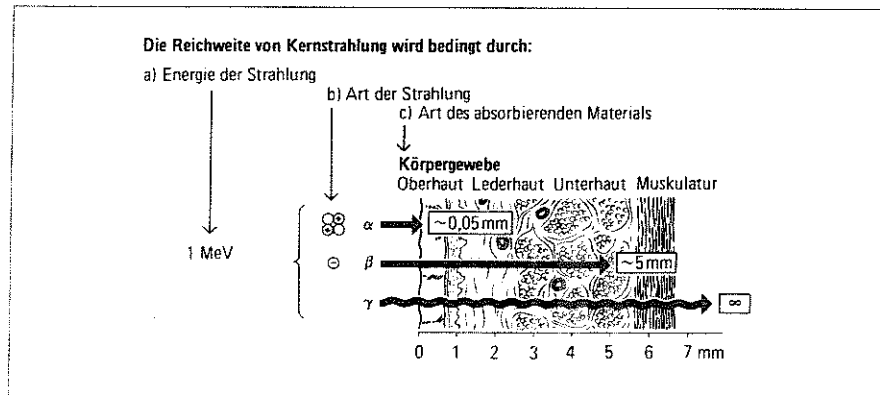


Abbildung 3.14: Gewebe-Eindringtiefe verschiedener Strahlen [54].

3.5 Aufgaben

3.1 Beim α -Zerfall von ^{238}Pu ($\tau=127\text{a}$) in den langlebigen Tochterkern ^{234}U ($\tau = 3.5 \cdot 10^5\text{a}$) wird kinetische Energie von 5.49 MeV frei. Die entstehende Wärme kann durch radiothermische Generatoren (RTG) zur Erzeugung von Elektrizität benutzt werden. Die Raumsonde Voyager 2 (gestartet 20.08.1977) flog am 26.08.1981 am Saturn (Abstand von der Sonne 9.5 AE, 1AE = mittlerer Abstand Sonne - Erde = 146 Mio. km) vorbei. (a) Mit wieviel Plutonium mußten die RTG von Voyager 2 bei einem Wirkungsgrad von 5.5% bestückt sein, um beim Vorbeiflug am Saturn eine elektrische Leistung von 395 W zu liefern? (b) Wieviel elektrische Leistung stand beim Vorbeiflug am Neptun (24.08.1989; 30.1 AE) zur Verfügung? (c) Zum Vergleich: die größten jemals im All benutzten Sonnenpaddel waren die des Raumlabors Skylab, die 10.5 kW auf einer Fläche von 730 m² erzeugen sollten. Welche Fläche hätte für Voyager 2 mit Solarzellen belegt werden müssen?

3.2 Radon-Aktivität: Nachdem ein Hörsaal mit Wänden, Fußboden und Decke aus Beton (10 x 10 x 4 m³) tagelang nicht gelüftet wurde, mißt man in der Luft eine spezifische Aktivität A für ^{222}Rn von 100 Bq/m³ (1 Bq = 1 Zerfall/sec). Wie groß ist die Konzentration des ^{238}U im Beton, wenn die effektive Dicke, aus der das Zerfallsprodukt ^{222}Rn herausdiffundiert, 1.5 cm beträgt.

3.3 Ergänzen Sie die folgenden Prozesse:

- (a) $\bar{\nu} + {}^3\text{He} \rightarrow$
- (b) ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + e^-$
- (c) $e^- + {}^8\text{B} \rightarrow$
- (d) $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow$
- (e) ${}^{40}\text{K} \rightarrow \nu$
- (f) ${}^{40}\text{K} \rightarrow \bar{\nu}$

3.4 Kohlenstoff-14 wird in der Atmosphäre durch die Reaktion ${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$ aus der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit dem Stickstoff der Atmosphäre produziert. Die Produktionsrate beträgt $1.4 \cdot 10^{15}\text{Bq/y}$. Bestimmen sie die globale Menge an ${}^{14}\text{C}$ im stationären Zustand (Halbwertszeit 5700 y).

3.5 Wie lange dauert es, bis 99.9% ${}^{137}\text{Cs}$ s zerfallen sind (Halbwertszeit 30 y)?

3.6 Die Halbwertszeit von ${}^{198}\text{Au}$ beträgt 2.70 Tage. (a) Wie groß ist die Zerfallskonstante? (b) Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß irgendein ${}^{198}\text{Au}$ -Kern innerhalb

einer Sekunde zerfallen wird? (c) Wie groß ist die Aktivität einer 1 μg -Probe von ^{198}Au ? (d) Wieviele Zerfälle pro Sekunde ergeben sich, wenn diese Probe eine Woche alt ist?

3.7 Die Halbwertszeit von ^{235}U beträgt $7.04 \cdot 10^8 \text{y}$. In einem Gesteinsstück, daß sich vor $4.55 \cdot 10^9 \text{y}$ bei der Entstehung des Planetensystems verfestigte, befinden sich heute N Atome ^{235}U . Wieviele Atome waren es zu der Zeit, als das Gestein sich verfestigte?

3.8 Bestimmen Sie die Energie eines α -Teilchens beim Zerfall von ^{226}Ra .

3.9 Ein ^{226}Ra -Kern hat eine Halbwertszeit von 1602 Jahren. Er zerfällt durch Emission eines α -Teilchens, gelegentlich auch durch Emission eines ^{14}C . Bestimmen Sie die Energie des ^{14}C und vergleichen sie sie mit der des α (vergl. Aufgabe 3.8).

3.10 ^{23}Ne zerfällt unter β^- -Aussendung in ein ^{23}Na . Bestimmen Sie die maximale Energie des emittierten Elektrons.

3.11 ^{40}K ist ein ungewöhnliches Isotop, das auf über drei Pfade des β -Zerfalls zerfallen kann: Emission eines Elektrons oder eines Positrons oder Elektroneneinfang. Bestimmen Sie für alle drei Zerfallstypen die Energiebilanz.

Literatur:

- Heyde, K., 1994: *Basic ideas and concepts in nuclear physics*, Institute of Physics Publishing, Bristol
- Krane, K.S., 1988: *Introductory nuclear physics*, Wiley, New York
- Krane, K.S., 1996: *Modern physics*, Wiley, New York
- Stolz, W., 1996: *Radioaktivität*, teubner, Stuttgart

Kapitel 4

Künstlich erzeugte energiereiche Strahlung

In diesem Kapitel sollen Methoden zur Erzeugung energiereicher Strahlung zusammen mit den Eigenschaften dieser Strahlung vorgestellt werden. Harte elektromagnetische Strahlung wird durch Röntgenanlagen erzeugt, energiereiche Teilchen durch Beschleuniger.

4.1 Röntgenstrahlung

Das Grundprinzip bei der Erzeugung von Röntgenstrahlung ist noch das gleiche, wie das ursprünglich von Röntgen¹ verwendete: beschleunigte Elektronen werden auf ein Target-Material geschossen, in dem sie durch Ablenkung Bremsstrahlung erzeugen.

4.1.1 Die Röntgenröhre

Abbildung 4.1 illustriert dieses Prinzip: Elektronen werden von der Kathode auf die Anode beschleunigt und erzeugen dort Röntgenstrahlung. Das Prinzip der Erzeugung der Röntgenstrahlung² ist in Abbildung 4.2 dargestellt: das auf die Anode auftreffende Elektron wird im Coulomb-Feld eines Kerns abgelenkt. Als beschleunigtes geladenes

¹Röntgen untersuchte Gasentladungen bei hoher Betriebsspannung als er die Röntgenstrahlung als unbeabsichtigten Nebeneffekt entdeckte.

²Eine korrekte Bezeichnung wäre Röntgenbremsstrahlung.

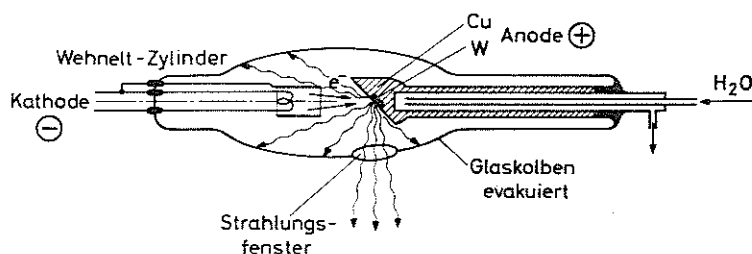


Abbildung 4.1: Prinzip einer Röntgenröhre mit Glühkathode und fester Anode [33].

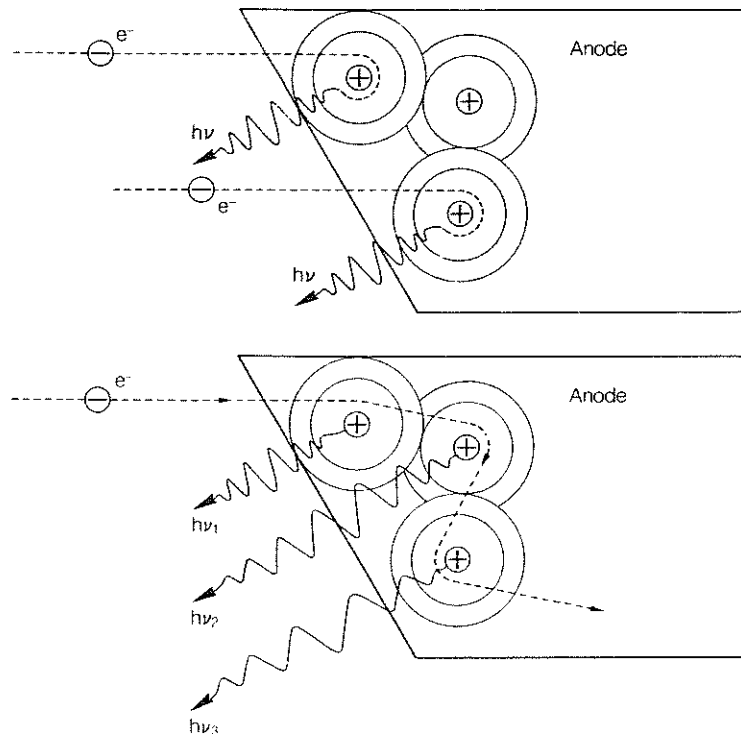


Abbildung 4.2: Erzeugung von Bremsstrahlung in der Anode einer Röntgenröhre in einem einstufigen (oben) und einem mehrstufigen (unten) Vorgang [25].

Teilchen strahlt es dabei Energie ab, die *Bremsstrahlung*. Je näher das Elektron an den Atomkern kommt, um so größer ist die Abbremsung und damit auch die Energie des entstehenden Photons. Die Energieabgabe kann in einem einstufigen Vorgang erfolgen (Abbildung 4.2 oben), wobei das Elektron im Feld des ersten Atoms so abgelenkt wird, daß es die Anode wieder verläßt, oder in einem mehrstufigen Vorgang (Abbildung 4.2 unten), wobei das Elektron in den Feldern verschiedener Kerne abgelenkt wird. Die Wahrscheinlichkeit für eine mehrstufige Abbremsung ist größer als für eine einstufige, so daß mehr niederenergetische Photonen entstehen als hochenergetische.

Der Energieverlust des Elektrons durch Bremsstrahlung kann im Rahmen der klassischen elektromagnetischen Theorie beschrieben werden, wobei allerdings das Konzept einer 'mittleren Strahlungsrate' durch die quantenmechanische Wahrscheinlichkeit der Emission eines Photons ersetzt werden muß. Die Beschleunigung im Abstand r vom Kern ist gleich der Kraft dividiert durch die Elektronenmasse:

$$a = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{m_e r^2}. \quad (4.1)$$

Die Rate, mit der Energie abgestrahlt wird, ist proportional zum Quadrat der Beschleunigung, d.h. der Energieverlust des geladenen Teilchens ist proportional der Ordnungszahl Z des Anodenmaterials und umgekehrt proportional der Masse m des einfallenden Teilchens. Daher werden schwere Target-Materialien (z.B. Wolfram oder Wolfram legiert mit Rhenium) und leichte Teilchen (Elektronen) verwendet.

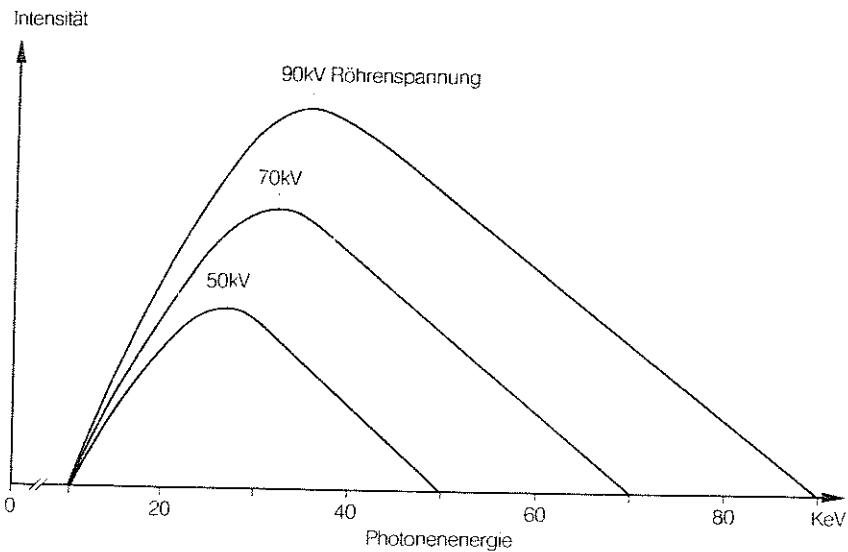


Abbildung 4.3: Röntgenbremsstrahlungsspektren für verschiedene Erzeugerspannungen [25].

4.1.2 Das Röntgenbremsstrahlungsspektrum

Das Elektron kann maximal seine gesamte kinetische Energie in Form von Bremsstrahlung abgeben, d.h. die Beschleunigungsspannung³ der Röntgenröhre legt die Maximalenergie der Röntgenstrahlung fest. Allerdings geben nicht alle Elektronen ihre Energie vollständig ab, so daß ein kontinuierliches Röntgenspektrum (Bremsstrahlungsspektrum) entsteht. Theoretisch würde man erwarten, daß die Intensität mit zunehmender Frequenz kontinuierlich abnimmt (vergl. Kurve A in Abbildung 4.4).

Abbildung 4.3 zeigt Röntgenbremsstrahlungsspektren für verschiedene Erzeugerspannungen. Mit zunehmender Spannung verschieben sich die maximale Photonenenergie sowie die Photonenenergie der maximalen Intensität zu höheren Werten und die Intensität der Röntgenemission nimmt zu. Bei geringen Photonenenergien ist die Intensität der Röntgenstrahlung gering, da Photonen sehr geringer Energie in der Anode absorbiert werden. Die Röntgenröhre selbst sorgt also dafür, daß der Strahl gehärtet wird ('beam hardening').

Einige der auf das Anodenmaterial fallenden Elektronen können ein Elektron aus einer der unteren Schalen eines Targetatoms herausschlagen. Beim Auffüllen dieser Schalen durch andere Hüllenelektronen entsteht charakteristische Röntgenstrahlung (vergl. Abbildung 2.5), die sich dem Röntgenbremsstrahlungsspektrum in Form diskreter Linien überlagert (vergl. Kurve B in Abbildung 4.4).

Da Röntgenstrahlung geringer Energien im Patienten absorbiert werden (vergl.

³In modernen Röntgenröhren werden Beschleunigungsspannungen von 200 kV bis 300 kV verwendet, d.h. es ergeben sich Maximalenergien, die im unteren Bereich der Energien liegen, die typischerweise beim γ -Zerfall auftreten. Benötigt man höhere Energien, z.B. in der Therapie, so verwendet man Telegammageräte, die einen natürlichen Gammastrahler verwenden. In diesem Falle wird die Strahlung nicht künstlich erzeugt sondern nur auf die Anforderungen zugeschnitten. Alternativ können auch Megavolt-Röntgenröhren mit Beschleunigungsspannungen von 4 bis 45 MV und entsprechend hohen Maximalenergien verwendet werden. Die Elektronen müssen in diesem Falle in einem Linearbeschleuniger (bis 25 MV) oder einem Betatron erzeugt werden.

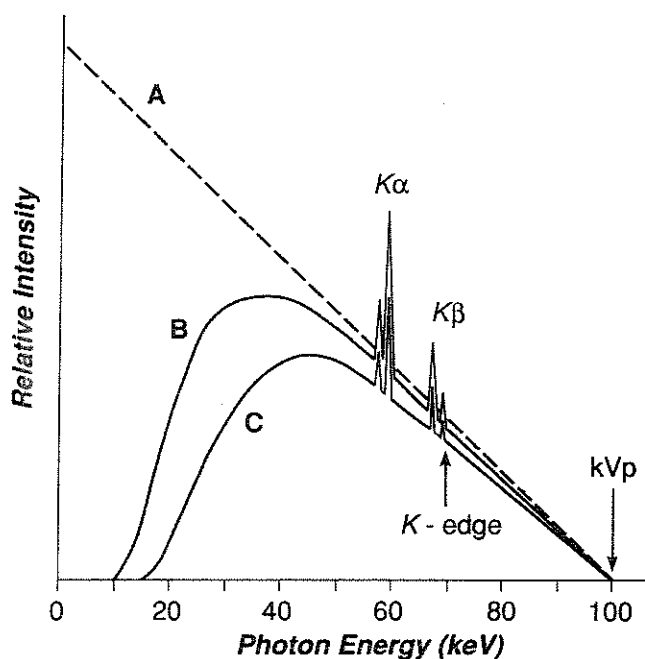


Abbildung 4.4: Ideales und reales Röntgenspektrum [79]. Kurve A ist ein hypothetisches, reines Bremsstrahlungsspektrum. In Kurve B ist berücksichtigt, daß Photonen niedriger Energie bereits im Anodenmaterial absorbiert werden und daß die Linien der charakteristischen Röntgenstrahlung überlagert sind. Kurve C zeigt die Verschiebung des Spektrums zu höheren Photonenergien durch Verwendung eines Filters.

Abbildungen 8.2 und 8.3), haben sie keine diagnostische Information, tragen aber zur Strahlenbelastung bei. Durch Filter wird daher der Nutzstrahl der Röntgenröhre nochmals gehärtet (vergl. Kurve C in Abbildung 4.4).

4.1.3 Technische Probleme

Die Bremsstrahlungsphotonen werden im Anodenmaterial isotrop in alle Richtungen emittiert, Photonen niedriger Energie werden absorbiert und Atome können durch das eindringende Elektron angeregt werden. Nur ca. 1% der auf die Anode auftreffenden Elektronenenergie wird zur Erzeugung nutzbarer Röntgenstrahlung verwendet, die anderen 99% werden in Wärme umgewandelt. Von der Röntgenstrahlung gelangen wiederum nur 1% in den Nutzstrahl, der Rest wird in der Anode absorbiert oder im Gehäuse, so daß nur 0.01% der auftreffenden Elektronenenergie in den Nutzstrahl gehen.

Die daraus resultierende Erwärmung ist eines der größten technischen Probleme in Röntgeneinrichtungen. In der in Abbildung 4.1 gezeigten Röntgenröhre ist daher die Anode mit Wasser gekühlt. Dieses Verfahren ist nur für relativ kleine Anlagen mit geringer Leistung sinnvoll, in modernen Röntgenröhren werden Drehanoden verwendet: der Fokus des Elektronenstrahls ändert auf dem rotierenden Teller der Anode beständig seine Position, so daß eine bessere Wärmeverteilung erzielt wird. Die starke Anstrahlung des Anodentellers erlaubt es, aus einem relativ großen thermischen

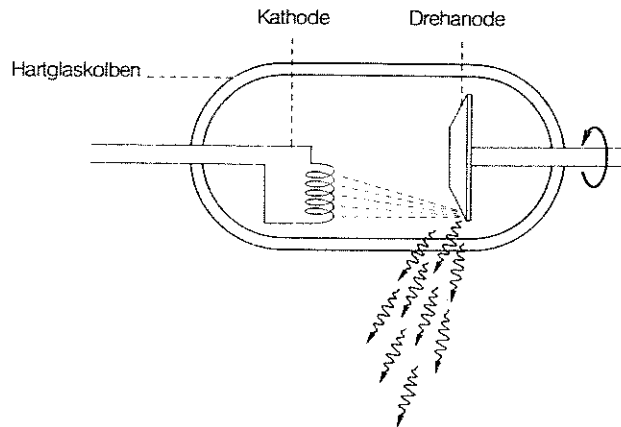


Abbildung 4.5: Prinzip einer Röntgenröhre mit Drehanode [25].

Brennfleck mit günstiger Wärmeverteilung trotzdem einen relativ kleinen optischen Brennfleck in Richtung des Zentralstrahls zu erzeugen. Die Begrenzung des Nutzstrahls erfolgt durch die Größe des Austrittsfensters; Röntgenstrahlung, die nicht durch dieses Fenster fällt, wird im Gehäuse absorbiert.

Die Dosisleistung⁴ ist über den Nutzstrahl nicht konstant: anodennah ist die Dosisleistung geringer als anodenfern, da die Röntgenphotonen im anodennahen Teil des Nutzstrahls einen größeren Weg im Anodenmaterial zurückgelegt haben (vergl. Abbildung 4.6). Gemessen am Zentralstrahl können diese Differenzen $\pm 20\%$ betragen. Dieser *Heeeffekt* ist im Normalfall störend, wird in der Mammographie jedoch gezielt ausgenutzt.

4.2 Beschleuniger für den therapeutischen Einsatz

Energierreiche Teilchenstrahlung läßt sich durch Verwendung von Beschleunigern erzeugen. Die einfachste Form der Beschleunigung ist das Durchlaufen eines Spannungsgefälles, wie es auch in der Röntgenröhre angewendet wird. Beschleunigt werden können im Prinzip alle energiereichen Teilchen, von Elektronen und Protonen über α -Teilchen bis hin zu schweren Kernen. Die Teilchen werden dabei auf höhere Energien beschleunigt als sie sich im natürlichen radioaktiven Zerfall ergeben.

4.2.1 Linearbeschleuniger

Linearbeschleuniger finden in der Medizin Anwendung in der Strahlentherapie mit energiereichen Teilchen oder in der Megavolt-Therapie als Beschleuniger für Elektronen zur Erzeugung von Röntgenstrahlen sehr hoher Energie (*ultraharte Röntgenstrahlung*⁵).

⁴Der Begriff wird in Kapitel 7 - Dosimetrie - genauer definiert. Dosisleistung ist Dosis/Zeit, wobei unter Dosis die im Gewebe absorbierte Energie verstanden wird.

⁵Hier erkennt man sehr deutlich, daß eine Unterscheidung zwischen Röntgen- und γ -Strahlung nicht alleine auf der Basis der Energie erfolgen kann: natürliche γ -Strahler können Energien bis hinab zu 80 keV haben, vergl. Zerfallsschema des Jod-131 in Abbildung 3.11, während die Röntgenphotonen in Megavoltanlagen Energien bis zu 45 MeV haben, fast drei Größenordnungen darüber.

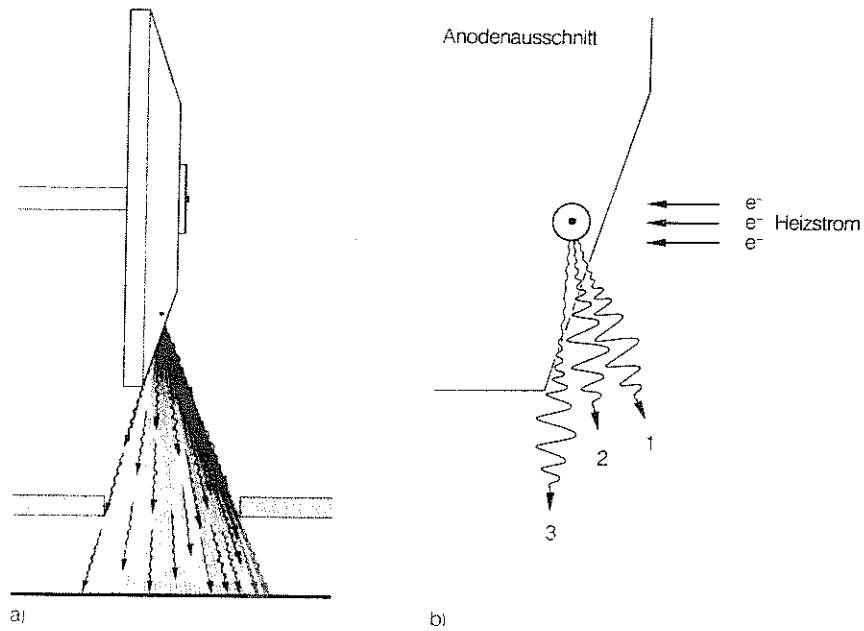


Abbildung 4.6: Heeffekt: Anodennah ist die Dosisleistung des Nutzstrahlbündels geringer als anodенfern, die Differenzen können $\pm 20\%$ betragen [25].

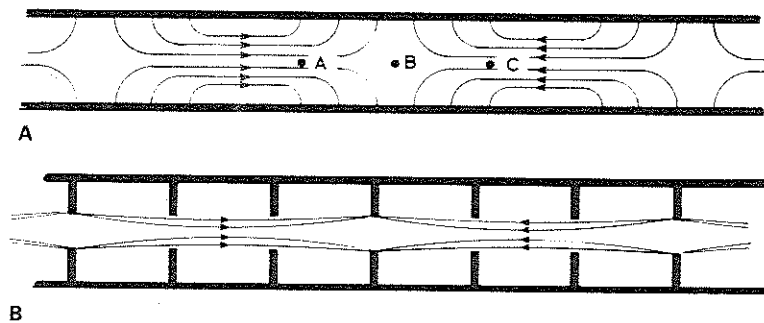


Abbildung 4.7: Elektrisches Feld in einem Hohlleiter (oben) und in einer Runzelröhre ('corrugated waveguide', unten) [8].

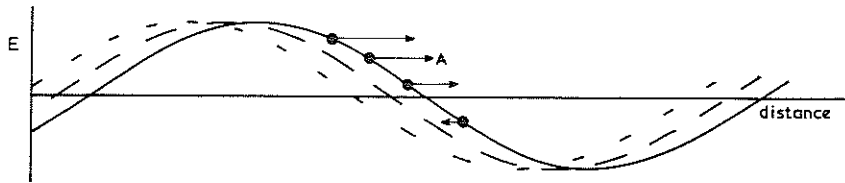


Abbildung 4.8: Wanderwelle im Linearbeschleuniger [8].

Im Linearbeschleuniger werden die Teilchen entlang einer gradlinigen Strecke beschleunigt. Das Prinzip wurde bereits 1928 von Wideroe erprobt. Ein Linearbeschleuniger besteht aus vielen, hintereinanderliegenden Beschleunigungsstrecken; im Zirkularbeschleuniger gibt es nur eine Beschleunigungsstrecke, die mehrfach durchlaufen wird. Die Beschleunigungsstrecken liegen abwechselnd an den beiden Polen einer Wechselspannungsquelle⁶. Wenn sich diese Wellen in einem Rohr mit einem Durchmesser vergleichbar der Wellenlänge ausbreiten, ergibt sich ein elektrisches Feld wie in Abbildung 4.7 gezeigt: Elektronen im Punkt A werden nach rechts beschleunigt. Diese Beschleunigung kann jedoch nur andauern, wenn sich das Feld mitbewegt (in B würden die Elektronen nicht beschleunigt werden, in C würden sie in die Gegenrichtung beschleunigt). Da das Teilchen beschleunigt wird, müßte auch das Feld beschleunigt werden. Elektromagnetische Wellen bewegen sich jedoch mit der konstanten Lichtgeschwindigkeit. Sie können jedoch durch die Einführung von Blenden in den Wellenleiter verzögert werden, eine Konfiguration, die als *Runzelröhre* oder englisch *corrugated waveguide* bezeichnet wird, vergl. unteren Teil von Abbildung 4.7. Die Wellengeschwindigkeit wird durch den Lochdurchmesser und die Abstände zwischen den Blenden bestimmt, wodurch die Welle erst stark verzögert und dann wieder beschleunigt werden kann. Um mit der Welle 'schritt halten' zu können, müssen die Elektronen bereits vorbeschleunigt eingeschossen werden⁷. Fokussierungsspulen um das Rohr herum sorgen für die Bündelung des Elektronenstrahls.

Insgesamt ergeben sich folgende Forderungen an die elektromagnetische Welle:

- die Welle muß in vorgegebener Richtung entlang des Rohres laufen.
- die Welle muß möglichst hohe elektrische Feldstärken in Richtung des Teilchenstrahls haben.
- die Phasengeschwindigkeit der Welle muß überall im Beschleunigungsrohr gleich der Geschwindigkeit der Teilchen sein.
- die Leistung der elektromagnetischen Welle soll mit hohem Wirkungsgrad auf den Teilchenstrahl übertragen werden, damit die Verlustleistung und damit die Erwärmung des Beschleunigers in Grenzen gehalten wird.

Die Beschleunigung kann durch eine *stehende Welle* oder eine *Wanderwelle* erfolgen. Im Falle einer Wanderwelle bewegt sich die elektromagnetische Welle entlang des Rohres, wobei sie aufgrund des zunehmenden Blendenabstandes beschleunigt wird und

⁶Als 'Taktgeber' werden Radiowellen im Bereich von 10 cm verwendet, die in einem Magnetron oder Klystron erzeugt werden.

⁷Die Welle ist auf ca. $0.4c$ verzögert. Ein Elektron, das sich mit dieser Geschwindigkeit bewegt, hat bereits eine Energie von ca. 100 keV.

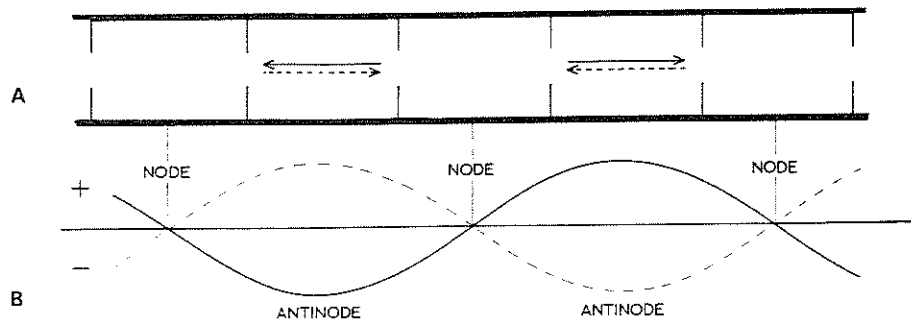


Abbildung 4.9: Wellenleiter und stehende Welle im Linearbeschleuniger [8].

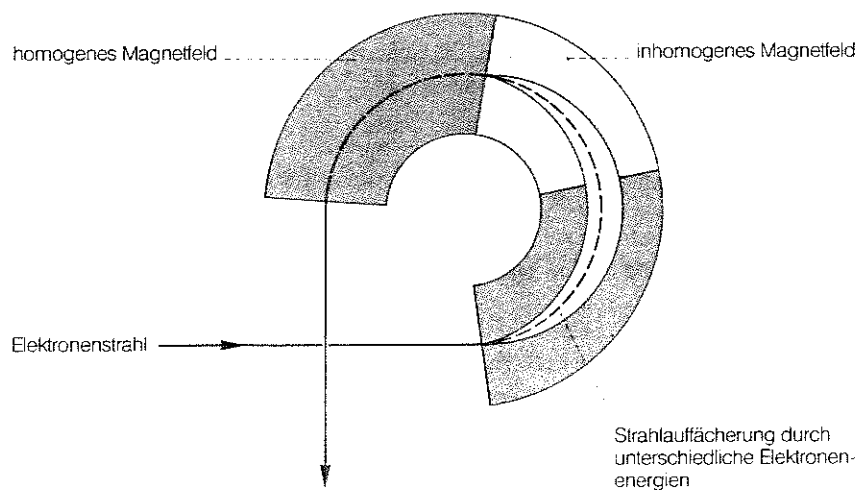


Abbildung 4.10: Umlenk-Fokussiermagnet am Ende eines Linearbeschleunigers [25].

das Elektron mit sich führt (vergleichbar einem Surfer). Abbildung 4.8 zeigt wie diese Konfiguration sogar zu einer Bündelung der Elektronen in einer bestimmten Phasenlage zur Welle führt: ein Elektron links von A erfährt ein stärkeres elektrisches Feld und damit eine stärkere Beschleunigung während ein Elektron rechts von A ein geringeres Feld und damit eine geringere Beschleunigung erfährt: die Teilchen werden in diskrete Pakete gebündelt, wobei der stabile Bereich um das Maximum der Welle liegt.

Ist der Wellenleiter am Ende geschlossen, so bildet sich eine stehende Welle aus (vergl. Abbildung 4.9). In jedem zweiten Hohlraum ist ein Schwingungsknoten und das elektrische Feld verschwindet. In den dazwischenliegenden Hohlräumen variiert die Richtung des Feldes in den Wellenbergen mit der Zeit. Wenn das Feld jedesmal dann seine Richtung ändert, wenn sich das Elektron in einem Knoten befindet, so erfährt es in den Bäuchen jeweils eine Beschleunigung. Auch hier muß die Länge jeden Hohlraumes so angepaßt werden, daß die Welle in Phase mit dem Elektronenstrahl liegt.

Am Ende des Leiters wird die Welle absorbiert (Wanderwelle) oder reflektiert (stehende Welle) und die Teilchen können entweichen. Die gewonnene Energie hängt von

der Frequenz der elektromagnetischen Welle und der Länge des Leiters ab. Größere Linearbeschleuniger können Elektronenenergien⁸ bis 25 MeV erreichen. Das weitere Schicksal des Teilchenstrahls hängt von der gewünschten Anwendung ab: zur Erzeugung von Röntgenstrahlung kann er auf ein Target gelenkt werden, für eine Verwendung als Strahl energiereicher Teilchen wird er durch einen Umlenk-Fokussierungsmagneten (achromatische Umlenk-Elektronenoptik, vergl. Abbildung 4.10) gebündelt, so daß auch Elektronen unterschiedlicher Energie am gleichen Ort und unter gleicher Richtung im Ziel eintreffen.

4.2.2 Kreisbeschleuniger

Geladene Teilchen beschreiben in einem Magnetfeld aufgrund der Ablenkung durch die Lorentz-Kraft eine Kreisbahn. Damit besteht die Möglichkeit, daß Teilchen eine Beschleunigungsstrecke mehrfach durchlaufen können.

Betatron

Das Prinzip des Betatrons ist das eines Transformators, wobei die Sekundärspule durch eine ringförmige, mit Elektronen gespeiste Vakuum-Röhre ersetzt wird. Das durch die Primärspule erzeugte magnetische Feld ist einerseits das Führungsfeld für die Elektronen, erzeugt andererseits bei seinem Anwachsen ein elektrisches Wirbelfeld, das die Elektronen beschleunigt.

Ein Betatron wird zur Beschleunigung von Elektronen bis hin zu Energien von 45 MeV⁹ verwendet. Bei jedem Umlauf gewinnt das Elektron nur eine Energie zwischen 10 und 100 eV, so daß eine große Anzahl (ca. 1 Million) Umläufe notwendig sind bis die Maximalenergie erreicht wird. Ist diese erreicht, so werden die Elektronen durch ein Störfeld tangential nach außen gelenkt. Der Radius der Vakuumröhre ist konstant, d.h. die Stärke des magnetischen Führungsfeldes muß der Zunahme der Teilchengeschwindigkeit so angepaßt werden, daß der Larmorradius konstant bleibt. Mit einem Betatron läßt sich zwar eine höhere Elektronenenergie erreichen als mit einem Linearbeschleuniger, jedoch sind die Intensitäten im Elektronenstrahl deutlich geringer.

Zyklotron

Das Zyklotron ist ein Kreisbeschleuniger für Protonen und Ionen, in dem die Teilchen in einem räumlich und zeitlich konstanten Magnetfeld umlaufen und durch ein elektrisches Hochfrequenzfeld bei jedem Umlauf zweimal beschleunigt werden. Ein Zyklotron funktioniert nur bei nicht-relativistischen Energien¹⁰.

⁸Ionen können in Linearbeschleunigern bis auf Energien von 1000 MeV beschleunigt werden. Aufgrund ihrer geringeren Geschwindigkeit wird jedoch keine Runzelröhre verwendet, sondern das oszillierende Feld wird nur in jeder zweiten Halbphase genutzt: die gegenläufige Phase wird durch die Verwendung von Triftröhren ausgeblendet.

⁹Da Elektronen in der Strahlentherapie relativ wenig verwendet werden, vergl. Kapitel 10, wird das Betatron meistens als Vorbeschleuniger in der Megavolt-Therapie eingesetzt, d.h. die Elektronen werden auf ein Target gelenkt und erzeugen dort Röntgenstrahlung.

¹⁰Die Energie muß klein sein gegenüber der Ruheenergie m_0c^2 des zu beschleunigenden Teilchens. Da Elektronen nur eine Ruheenergie von 511 keV haben, ist ihre Beschleunigung in einem Zyklotron nicht sinnvoll. Will man höhere Energien erreichen, so muß die relativistische Massenzunahme berücksichtigt werden, was eine Synchronisation des elektrischen und magnetischen Feldes mit der Teilchenenergie erfordert. Dieser Beschleunigertyp wird daher auch als *Synchrotron* bezeichnet.

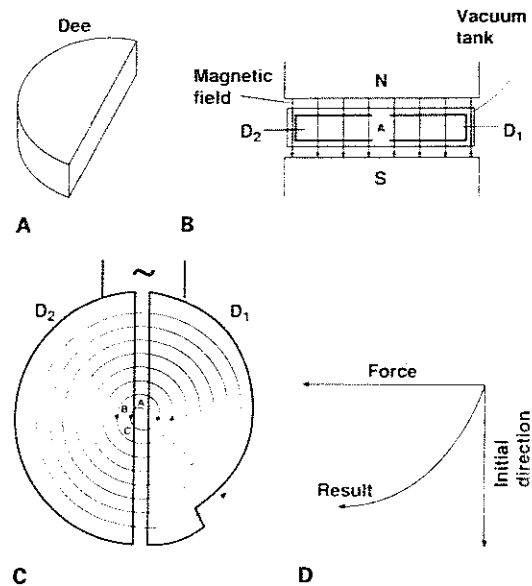


Abbildung 4.11: Aufbau und Funktionsweise eines Zyklotrons [8].

Abbildung 4.11 zeigt den Aufbau und die Funktionsweise eines Zyklotrons. Das Zyklotron besteht aus zwei D-förmigen Hohlelektroden (Dee's genannt), die sich in einem evakuierten Bereich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten befinden, so daß das Magnetfeld senkrecht auf der durch die Elektroden gegebenen Ebene steht. Zwischen den Elektroden liegt ein Wechselfeld an. Positiv geladene Teilchen werden im Punkt A injiziert (erzeugt) und vom elektrischen Feld (bei korrekter Phasenlage) in Richtung B beschleunigt, wobei sie durch das angelegte Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen werden. Eine geeignete Wahl der Frequenz des Wechselfeldes zwischen D_1 und D_2 sorgt dafür, daß sich das Feld gerade in dem Moment, in dem das Teilchen Punkt C erreicht, umpolt und das Teilchen über die Lücke zwischen den beiden Elektroden beschleunigt wird. Innerhalb der Elektrode bewegt sich das Teilchen wieder auf einer Kreisbahn; wenn es die Lücke erreicht, so hat sich das elektrische Feld umgepolt, was zu einer weiteren Beschleunigung führt. Da die Zeit, die das Teilchen für einen Halbkreis innerhalb einer Elektrode benötigt, konstant ist (vergl. Aufgabe 4.1), trifft das Teilchen stets in der richtigen Phasenlage auf die Lücke zwischen den Elektroden und damit auch auf das elektrische Feld. Das Teilchen bewegt sich daher auf einer Spiralbahn nach außen, bis es den Beschleuniger verläßt.

In einem typischen Zyklotron beträgt das Spannungsgefälle zwischen den Elektroden 20 000 V. Da die Teilchen jedoch ca. 800-mal über die Lücke zwischen den Elektroden beschleunigt werden, entspricht dies einem Gesamtspannungsgefälle von 16 MV.

Die aus dem Zyklotron entnommenen Teilchen können entweder direkt als Nutzstrahl verwendet werden oder auf ein Target gelenkt werden und dort durch Kernreaktionen (vergl. auch Tabelle 3.4) für die jeweilige Anwendung benötigte Radionuklide erzeugen.

Mit dem Zyklotron kann man durch Einsatz unterschiedlicher Ionenquellen ver-

schiedene Teilchen (Protonen, α -Teilchen, Deuteronen) beschleunigen. Da man die Frequenz der Beschleunigungsspannung aufgrund der festen Anordnung der D-Elektroden nicht verändern kann, muß das Magnetfeld proportional der Teilchenmasse erhöht werden. Damit wächst die Endenergie proportional der Teilchenmasse.

4.3 Zusammenfassung

In der Medizin kommen künstliche Strahlenquellen in Diagnostik und Therapie zum Einsatz. Energiereiche elektromagnetische Strahlung wird als Röntgenbremsstrahlung beim Auftreffen schneller Elektronen auf ein Targetmaterial erzeugt. Dem sich aus der Energieverlustverteilung ergebenden Röntgenspektrum sind die für das Targetmaterial charakteristischen Röntgenlinien überlagert. Für sehr hohe Röntgenenergien müssen die Elektronen in einem Linearbeschleuniger oder Betatron beschleunigt werden. Protonen und Ionen können in einem Zyklotron beschleunigt werden.

4.4 Aufgaben

4.1 Zum Zyklotron: zeigen Sie, daß die Umlaufzeit des Teilchens in der Elektrode konstant ist. (Hinweis: außer der Lorentz-Kraft benötigen sie eigentlich nichts weiter).

4.2 Erklären Sie, wie ein reales Röntgenspektrum entsteht. Erläutern Sie dabei die Bedeutung des 'beam hardening'.

4.3 Was ist der Heel-Effekt?

4.4 Warum arbeitet ein Zyklotron nur bis zu Energien kleiner als der Ruheenergie des beschleunigten Teilchens?

4.5 Warum sollte der Nutzstrahl einer Röntgenröhre gehärtet werden, obwohl das die Intensität deutlich reduziert?

4.6 Welche Bedeutung hat die charakteristische Röntgenstrahlung des Targets, wenn Sie Beschleunigungsspannungen von einigen MV haben?

4.7 Bestimmen Sie die minimale Wellenlänge der Röntgenbremsstrahlung, wenn die Elektronen durch ein Spannungsgefälle von $2.5 \cdot 10^4$ V beschleunigt werden.

Literatur:

- Goretzki, G., 1987: *Medizinische Strahlenkunde*, Urban & Schwarzenberg, München
- Stolz, W., 1996: *Radioaktivität*, Teubner, Stuttgart
- Wolbarst, A.B., 1993: *Physics of radiology*, Prentice-Hall Intern. London

Kapitel 5

WeWi energiereicher Strahlung mit Materie

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Wechselwirkung (WeWi) harter elektromagnetischer Strahlung und beschleunigter energiereicher Teilchen mit Materie vorgestellt. Prozesse bei der WeWi sind *Ionisation* und *Anregung*.

5.1 Elektromagnetische Strahlung

Harte elektromagnetische Strahlung kann in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Photonen auf unterschiedliche Weise mit Materie wechselwirken. Man unterscheidet zwischen *Streuprozessen* und *Absorption*. Streuprozesse bewirken eine Änderung der Flugrichtung des Photons, Absorption ‘vernichtet’ das Photon. Die wichtigen Prozesse sind *elastische Streuung*, *Photoeffekt*, *Compton-Effekt* und *Paarerzeugung*. In den letzten drei Fällen erzeugt die einfallende Neutralstrahlung geladene Teilchen (Elektronen, bei Paarerzeugung auch Positronen).

5.1.1 Elastische Streuung (Streuung ohne Energieabgabe)

Bei der *elastischen Streuung* regt das Photon ein Atomelektron zu Schwingungen mit der entsprechenden Frequenz an. Das Elektron strahlt die gleiche Photonenenergie wieder ab, wobei es an seinem Platz verbleibt, die Ausstrahlung des Photons allerdings in einer anderen Richtung erfolgt (vergl. Abbildung 5.1a). Bei diesem Prozeß kommt es insgesamt nur zu einer Richtungsänderung, Anregung oder Ionisation finden nicht statt. Elastische Streuung hat bei Photonenenergien oberhalb 10 keV keine Bedeutung mehr.

5.1.2 Photoeffekt (Vollständige Absorption des Photons)

Beim *Photoeffekt* löst das auftreffende Photon ein Hüllenelektron aus der Materie. Das Photon wird dabei vollständig absorbiert (vergl. Abbildung 5.1c), seine Energie geht über in die kinetische Energie der Elektrons abzüglich der Bindungsenergie E_B ¹:

$$E_{kin} = h\nu - E_B. \quad (5.1)$$

¹Für typische Ionisierungsenergien vergl. Abbildungen 2.1 und 2.2.

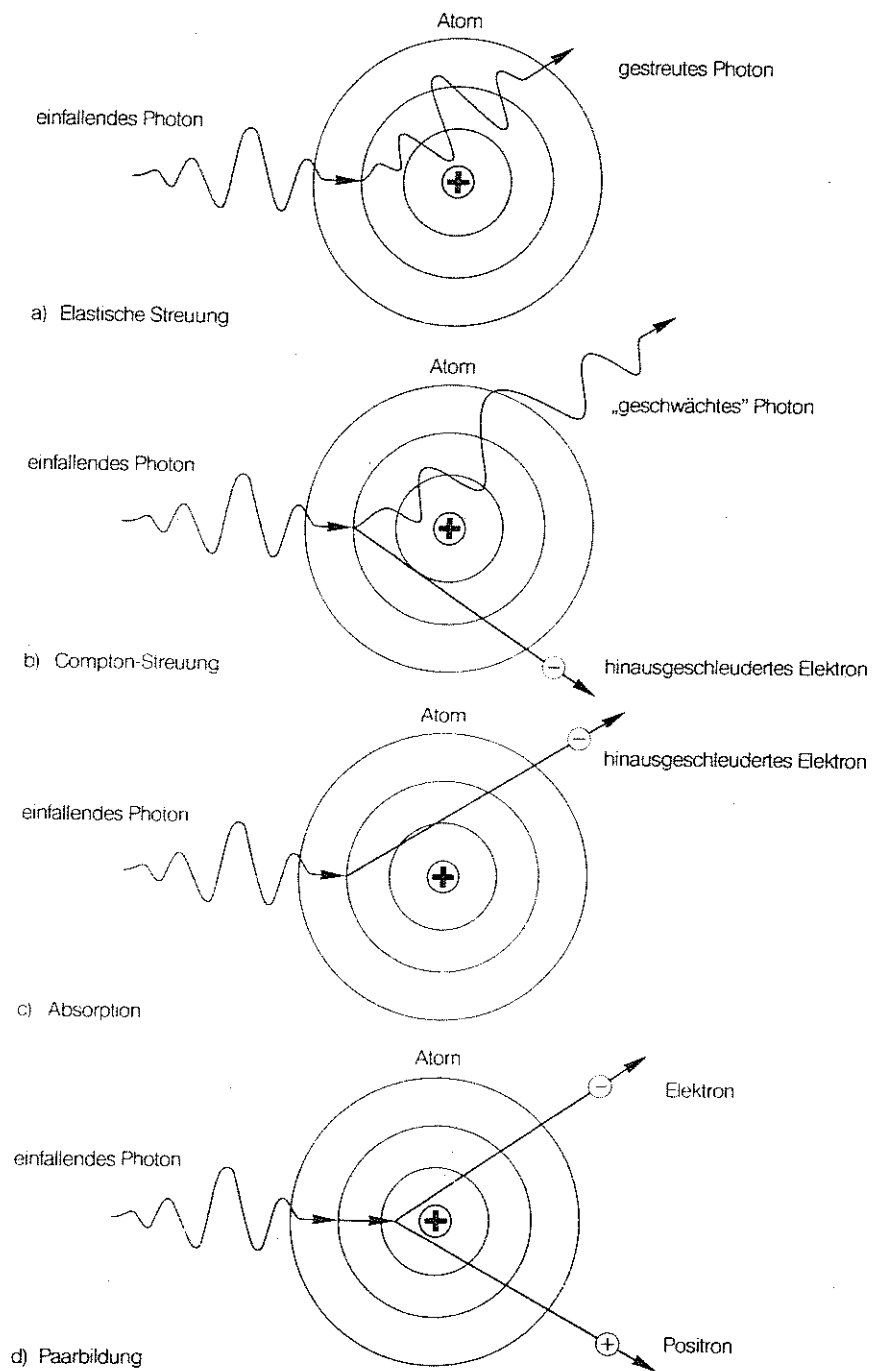


Abbildung 5.1: Wechselwirkung von Photonen mit Materie. Dargestellt sind (a) elastische Streuung, (b) Compton-Streuung, (c) Absorption durch Photoeffekt und (d) Paarbildung [25].

Das Photon verschwindet bei diesem Prozeß vollständig, jedoch steht nun ein energiereiches Elektron zur Verfügung, daß in der Materie für weitere Ionisation sorgen kann (vergl. Abschnitt 5.2). Der Photoabsorptionskoeffizient τ sinkt mit wachsender Photonenenergie, weist aber auch Sprünge auf: an diesen Stellen übersteigt die Photonenenergie den Wert, der für die Ionisation in der nächst-tieferen Schale benötigt wird (vergl. unteren Teil von Abbildung 5.2).

5.1.3 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt beschreibt die inelastische Streuung eines Photons an einem Hüllenelektron. Die Streuung an Atomelektronen kann als reiner Compton-Effekt angesehen werden, wenn deren Bindungsenergie klein ist gegen die des einfallenden Photons. Die ist für die äußeren Schalen in der Regel gegeben, vergl. die Bindungsenergien in Abbildungen 2.1 und 2.2. Das Photon überträgt einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Dieses wird dadurch aus dem Atom gelöst (Ionisation). Das Photon ändert seine Richtung und fliegt unter einem Winkel θ_γ relativ zu seiner ursprünglichen Richtung mit verminderter Energie weiter, vergl. Abbildung 5.1b.

Bei diesem Stoß verschiebt sich die Wellenlänge λ des Photons um die vom Streuwinkel θ_γ abhängige Größe

$$\delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos \theta_\gamma) \tag{5.2}$$

mit

$$\lambda_c = \frac{h}{mc} \tag{5.3}$$

als der *Compton-Wellenlänge* des Elektrons. Das Verhältnis aus Photonenenergie vor und nach dem Stoß ist

$$\frac{h\nu^*}{h\nu} = \frac{1}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)} \tag{5.4}$$

mit

$$\epsilon = \frac{h\nu}{mc^2}. \tag{5.5}$$

Die Energieabgabe ist um so größer, je größer die Anfangsenergie und der Streuwinkel des Photons sind. Bei kleinen Photonenenergien wird nahezu keine Energie abgegeben und die Streuung ist elastisch. Abbildung 5.3 zeigt die Abhängigkeit der Photonenenergie nach dem Stoß von der Einfallenergie und vom Streuwinkel.

Die vom Photon abgegebene Energie $h\nu - h\nu^*$ wird in die kinetische Energie des Elektrons (abzüglich der nahezu zu vernachlässigenden Bindungsenergie) umgesetzt. Energetisch gesehen schließt sich der Compton-Effekt an den Photoeffekt an, vergl. oberen Teil von Abbildung 5.2 und 5.6. Würde man die Bindungsenergie des Elektrons berücksichtigen, so würde sich der Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung bei kleinen Photonenenergien etwas verringern, vergl. Abbildung 5.4.

5.1.4 Paarerzeugung

Mit weiter zunehmender Energie überwiegt die Paarbildung den Compton-Effekt (vergl. oberes Teilbild in Abbildung 5.2). Dabei werden aus der Photonenenergie zwei Teilchen, ein Elektron und ein Positron², gebildet. Für Paarbildung muß die Energie des

²Das Positron ist das Anti-Teilchen des Elektrons und unterscheidet sich von diesem durch das Ladungsvorzeichen. In Materie vereinigt sich das Positron schnell wieder mit einem Elektron und sendet dabei zwei bis drei Photonen mit einer Gesamtenergie von 1.022 MeV, dem Doppelten der Ru-

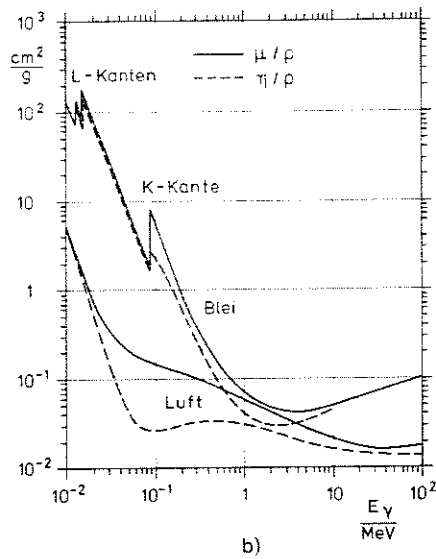
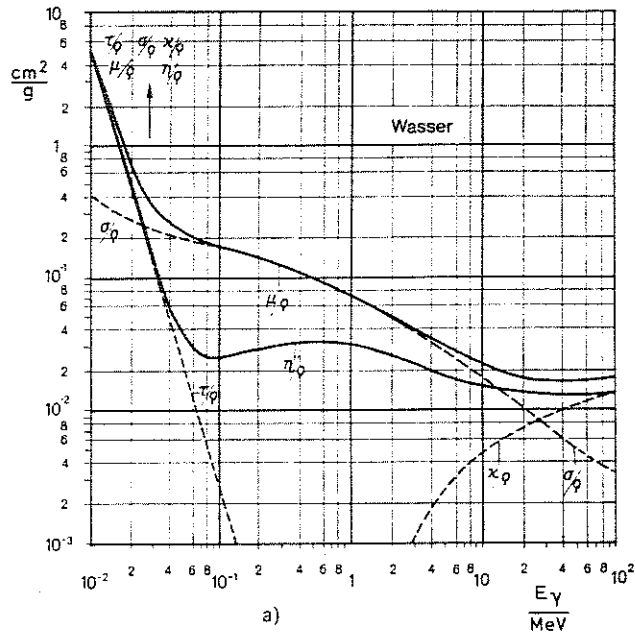


Abbildung 5.2: Massen-Schwächungskoeffizienten für Röntgen- oder γ -Strahlung in Wasser (a) und Luft und Blei (b) als Funktion der Photonenenergie. μ/ρ gibt die Gesamtschwächung, τ/ρ den Photoeffekt, σ/ρ den Compton-Effekt und κ/ρ die Paarbildung. Die Differenz $\mu/\rho - \eta/\rho = \mu_{streu}/\rho$ stellt den Massen-Schwächungskoeffizienten für die Schwächung durch Streuung dar [33].

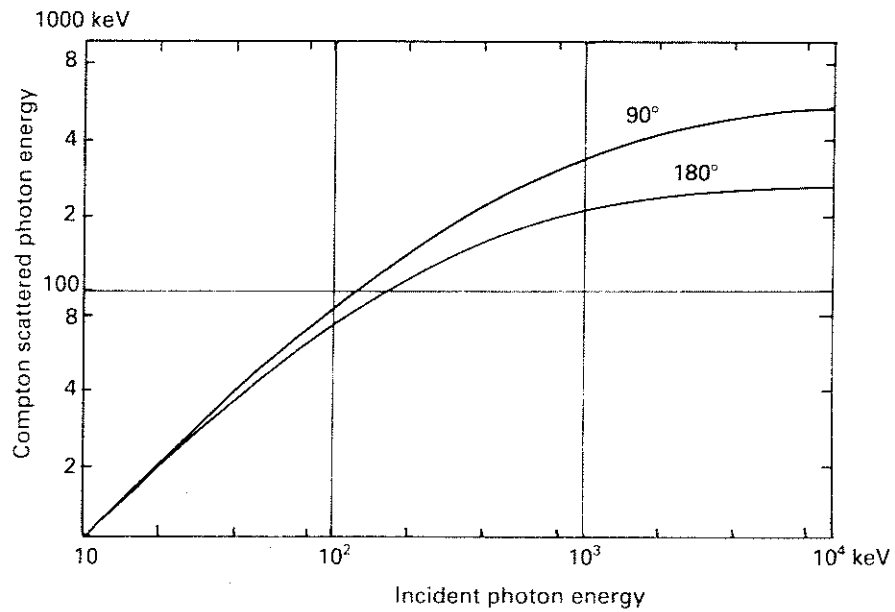


Abbildung 5.3: Photonenenergie nach Compton-Streuung in Abhängigkeit von der Einfallenergie und dem Einfallswinkel [19].

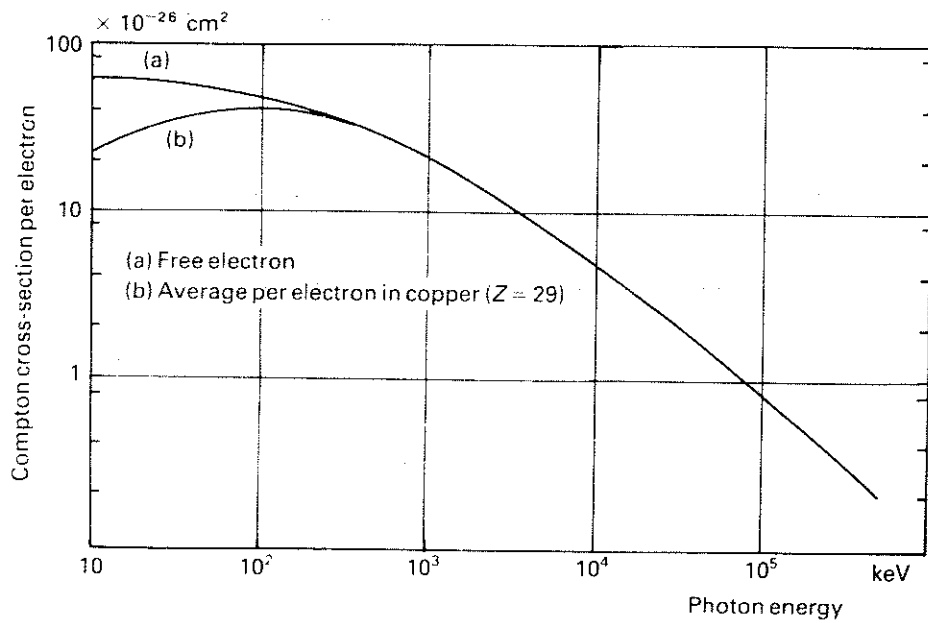


Abbildung 5.4: Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung für freie (a) und (in Kupfer) gebundene Elektronen (b) [19].

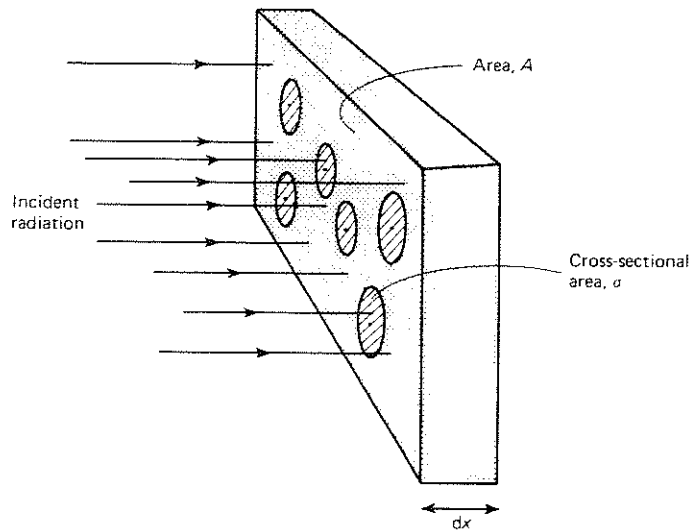


Abbildung 5.5: Veranschaulichung des Wirkungsquerschnitts [69].

Photons mindestens das Doppelte der Ruhemasse des Elektrons (511 keV) betragen. Steht ein Kern als ein schwerer Partner zur Impulserhaltung zur Verfügung, so ist diese Energie zur Paarbildung ausreichend. Steht kein Rückstoßpartner zur Verfügung, so beträgt die Minimalenergie für Paarerzeugung das Vierfache der Ruhemasse des Elektrons.

Bei Paarbildung verschwindet das Photon und steht damit nicht für weitere Wechselwirkung zur Verfügung. An seiner Stelle entsteht jedoch ein Elektron, das ionisierend wirkt, sowie ein Positron, daß in Materie durch Aussendung von Vernichtungsstrahlung mindestens zwei neue Photonen erzeugt, die ihrerseits auch wieder ionisierend sind.

5.1.5 Kernphotoeffekt

Bei sehr hohen Photonenenergien (oberhalb 10 MeV) kann das Photon direkt mit dem Atomkern wechselwirken und ihn so stark anregen, daß der Kern ein Neutron oder ein Proton emittiert. Die beim *Kernphotoeffekt* entstehenden Neutronen werden nach ihrer Abbremsung von Atomkernen des umgebenden Materials eingefangen. Dieses kann dadurch u.U. instabil werden, ebenso wie auch der Atomkern, der vom Photon getroffen wurde. Der Kernphotoeffekt tritt in der Medizin nur im energiereichen Ausläufer der Hochvolttherapie auf.

5.1.6 Absorptionsgesetz

Die Abschwächung eines Röntgenstrahls beim Durchgang durch Materie läßt sich analog zu der von Licht in Materie durch ein Abschwächungs- oder Absorptionsgesetz beschreiben.

heenergie, als Vernichtungsstrahlung aus. Entstehen zwei Photonen, so fliegen sie in entgegengesetzte Richtung. Auf diesem Prinzip basiert die Positronen-Emissions-Tomographie.

Die Wechselwirkungen energiereicher elektromagnetischer Strahlung und geladener Teilchen mit Materie sind statistisch, d.h. die einzelnen Reaktionen sind nicht im Detail vorhersagbar, sondern es läßt sich nur eine Wahrscheinlichkeitsaussage treffen bzw. über eine Vielzahl von Quanten/Teilchen eine Verteilungsfunktion angeben. Zur anschaulichen Darstellung ordnet man jedem Atom des Targets eine zur Wahrscheinlichkeit des Prozesses proportionale Fläche σ_w , den Wirkungsquerschnitt³, zu. Die jeweilige Reaktion findet genau dann statt, wenn ein Quant/Teilchen innerhalb dieser Fläche σ_w einfällt; außerhalb findet keine Wechselwirkung statt.

Trifft ein homogener Photonenstrahl auf die Grundfläche A eines Targets der Dicke Δx und der Teilchendichte n_o pro Einheitsvolumen, so ergibt sich mit dem Wirkungsquerschnitt σ_w eine aktive Fläche

$$A_{aktiv} = \sigma_w N = \sigma_w n_o A \Delta x, \quad (5.6)$$

innerhalb derer eine Reaktion stattfindet⁴. Die Reaktionswahrscheinlichkeit ist der Quotient aus aktiver Fläche zu gesamter Fläche

$$P = \frac{A_{aktiv}}{A} = \frac{n_o \sigma_w A \Delta x}{A} = n_o \sigma_w \Delta x, \quad (5.7)$$

d.h. die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion ist proportional dem Wirkungsquerschnitt σ_w . Wird das Photon vollständig absorbiert, so läßt sich die Reduktion der Strahlintensität bei Durchqueren einer Materieschicht schreiben als

$$-dI = \mu I(x) dx \quad (5.8)$$

mit $\mu = n_o \sigma$ als dem linearen Abschwächungskoeffizienten. Für konstantes μ hat diese Differentialgleichung die Lösung⁵

$$I(x) = I_o \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \rho x\right). \quad (5.9)$$

Dieses Gesetz ist äquivalent zum Lambert-Bouguer-Beer'schen Gesetz für elektromagnetische Strahlung im sichtbaren Bereich. Im Gegensatz zum sichtbaren Licht ist jedoch die Annahme eines von der durchquerten Schichtdicke unabhängigen Absorptionskoeffizienten etwas problematischer: wir können aus den bisher gemachten Betrachtungen nicht annehmen, daß ein Strahlungsquant seine Eigenschaften bis zum Ausscheiden aus dem Strahlenbündel nicht verändert. Stattdessen müßten wir berücksichtigen, daß die Abnahme der Energie beim Durchsetzen der Materie zu einer Verschiebung der wahrscheinlichsten Wechselwirkungsprozesse führt (vergl. Abbildung 5.6) und damit μ nicht konstant bleibt. Trotzdem ist das durch Gleichung 5.9 gegebene Abschwächungsgesetz eine brauchbare Näherung.

Im Zusammenhang mit der Absorption elektromagnetischer Strahlung in Materie können wir noch den Begriff der *Eindringtiefe* angeben. Die Eindringtiefe ist diejenige Dicke x_e , in der die Strahlintensität auf $1/e$ des Anfangswertes abgesunken ist:

$$x_e = \frac{1}{\mu} \quad (5.10)$$

³Die Einheit für den Wirkungsquerschnitt ist das barn. $1\text{b(arn)} = 10^{-28}\text{m}^2 = 10^{-24}\text{cm}^2$.

⁴In der Gleichung gibt N die Zahl der Targetatome im Volumen $A \Delta x$.

⁵In der Gleichung wird nicht der Abschwächungskoeffizient μ verwendet sondern der *Massenabschwächungskoeffizient* μ/ρ , der mit der Dichte ρ des Targetmaterials gewichtet wird. Entsprechend wird statt der linearen Schichtdicke x eine Massenbedeckung ρx verwendet, deren Einheit g/cm^2 ist.

Der Ausdruck Eindringtiefe ist in Anlehnung an die optische Tiefe im Strahlungstransport gewählt und ist hier wie dort irreführend: die Strahlung selbst durchdringt beliebige Schichtdicken wobei ihre Intensität exponentiell abnimmt. Die Eindringtiefe ist nur ein ungefähres und handliches Maß, ähnlich wie die Halbwertszeit beim radioaktiven Zerfall nur ein grobes Maß für die Lebensdauer der Teilchen ist. In einigen älteren Büchern wird anstelle des Begriffes Eindringtiefe noch der Begriff *Halbwerttiefe* verwendet als die Tiefe, in der die Intensität der Strahlung auf die Hälfte abgeklungen ist.

Der in Gleichung 5.9 verwendete lineare Abschwächungskoeffizient μ/ρ setzt sich zusammen aus der Summe der Abschwächungskoeffizienten der einzelnen Prozesse:

$$\mu = \mu_{photo} + \mu_{Compton} + \mu_{paar} + \mu_{elastisch} = \tau + \sigma + \kappa + \mu_a \quad (5.11)$$

bzw. als Massenabschwächungskoeffizient

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau + \sigma + \kappa + \mu_a}{\rho} \quad (5.12)$$

Den Abschwächungskoeffizienten kann man in einen Energieabschwächungs- und einen Streukoeffizienten zerlegen:

$$\mu = \eta + \mu_{streu} \quad (5.13)$$

Die Energieabhängigkeit des Massenabschwächungskoeffizienten für γ - oder Röntgenstrahlung ist in Abbildung 5.2 im oberen Teil für Wasser, im unteren für Luft und Blei dargestellt. Wasser ist ein für unsere Zwecke gutes Beispiel, da man den menschlichen Körper als ein Wasserphantom annähern kann, bei dem die Knochen Inhomogenitäten sind. In den Abbildungen ist jeweils der Massenabschwächungskoeffizient als eine Funktion der Quantenenergie $E_\gamma = h\nu$ aufgetragen. Die Teilkurven bezeichnen:

μ/ρ	Schwächung
η/ρ	Energieabsorption
τ/ρ	Photoeffekt
σ/ρ	Compton-Effekt
κ/ρ	Paarbildung
$\mu_{streu}/\rho = \mu/\rho - \eta/\rho$	Streuung

Die unterschiedlichen Verläufe für die verschiedenen Materialien legen die Annahme einer von Z abhängigen Wahrscheinlichkeit der einzelnen Effekte nahe. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die Massenabschwächungskoeffizienten für verschiedene Materialien in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der einer der bisher besprochenen Wechselwirkungsprozesse stattfindet, hängt von der Energie des Photons und von der Kernladungszahl der durchsetzten Materie ab, vergl. Abbildung 5.6. Die Wahrscheinlichkeit eines Wechselwirkungsprozesses hängt zwar in komplizierter Weise von der Ordnungszahl des Materials ab, jedoch lassen sich einige einfache Abschätzungen geben: die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt ist proportional zu Z^4 bis Z^5 , die für Comptoneffekt proportional Z und die für Paarbildung ungefähr proportional Z^2 . Abbildung 5.7 zeigt dazu noch einmal die relativen Anteile der Abschwächung elektromagnetischer Strahlung durch die drei Effekte in Wasser (oben) und Blei (unten). Deutlich erkennbar ist die große Bedeutung des Compton-Effektes in Wasser, während sich in Blei

E_γ in MeV	Al	Luft	H ₂ O	Ca	Fe m ² /kg	Cu	Sn	W	Pb	U
0,010	2,62	0,504	0,521	9,65	17,3	22,4	14,1	9,53	13,7	17,8
0,015	0,790	0,156	0,159	3,02	5,64	7,40	4,59	13,9		6,37
0,020	0,339	0,0757	0,0778	1,29	2,55	3,35	2,11	6,55	8,54	
0,030	0,111	0,0351	0,0370	0,398	0,811	1,09	4,20	2,26	2,91	4,10
0,040	0,0565	0,0247	0,0267	0,177	0,361	0,488	1,87	1,06	1,38	1,96
0,050	0,0368	0,0206	0,0224	0,0994	0,194	0,261	1,02	0,585	0,770	1,10
0,060	0,0277	0,0187	0,0205	0,0646	0,120	0,159	0,634	0,364	0,487	0,691
0,080	0,0201	0,0167	0,0184	0,0363	0,0590	0,0767	0,307	0,788	0,237	0,333
0,10	0,0171	0,0155	0,0172	0,0256	0,0370	0,0461	0,172	0,443	0,579	0,191
0,15	0,0138	0,0136	0,0151	0,0168	0,0197	0,0224	0,0635	0,157	0,207	0,257
0,20	0,0122	0,0123	0,0137	0,0138	0,0146	0,0157	0,0332	0,0777	0,102	0,128
0,30	0,0104	0,0107	0,0120	0,0112	0,0111	0,0112	0,0165	0,0319	0,0406	0,0508
0,40	0,00926	0,00955	0,0106	0,00980	0,00942	0,00943	0,00116	0,0190	0,0233	0,0287
0,50	0,00843	0,00868	0,00966	0,00886	0,00840	0,00835	0,00948	0,0136	0,0161	0,0194
0,60	0,00777	0,00804	0,00894	0,00814	0,00768	0,00762	0,00811	0,0107	0,0126	0,0147
0,80	0,00682	0,00706	0,00785	0,00712	0,00668	0,00659	0,00668	0,00799	0,00886	0,00996
1,0	0,00613	0,00635	0,00706	0,00639	0,00599	0,00589	0,00578	0,00655	0,00709	0,00776
1,5	0,00500	0,00517	0,00575	0,00519	0,00486	0,00478	0,00462	0,00494	0,00518	0,00549
2,0	0,00431	0,00444	0,00493	0,00452	0,00425	0,00419	0,00410	0,00435	0,00456	0,00476
3,0	0,00353	0,00358	0,00396	0,00377	0,00361	0,00359	0,00366	0,00402	0,00417	0,00438
4,0	0,00311	0,00308	0,00340	0,00340	0,00331	0,00332	0,00355	0,00398	0,00414	0,00435
5,0	0,00284	0,00276	0,00303	0,00317	0,00315	0,00318	0,00353	0,00406	0,00424	0,00443
6,0	0,00266	0,00252	0,00277	0,00304	0,00306	0,00310	0,00357	0,00416	0,00436	0,00455
8,0	0,00244	0,00223	0,00243	0,00289	0,00299	0,00307	0,00370	0,00440	0,00467	0,00481
10,0	0,00232	0,00205	0,00222	0,00284	0,00299	0,00310	0,00387	0,00466	0,00496	0,00509

Tabelle 5.1: Massenabschwächungskoeffizienten für verschiedene Materialien in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Photonen [67].

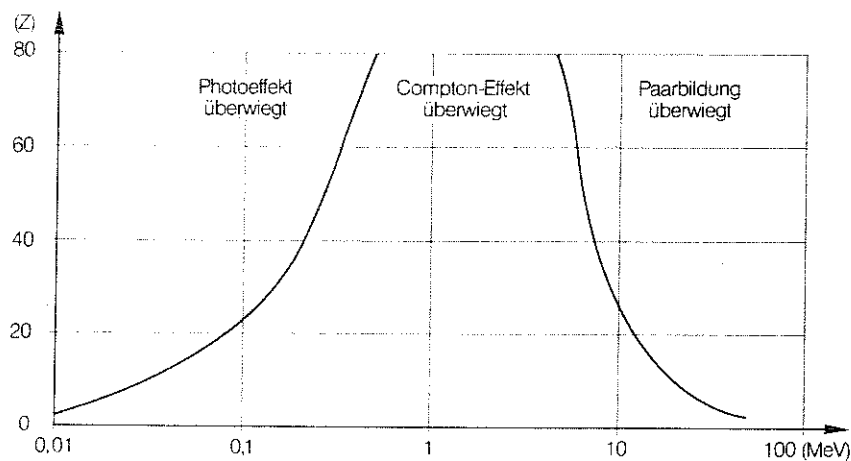


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Wechselwirkungsprozesse von der Photonenenergie und der Kernladungszahl [25].

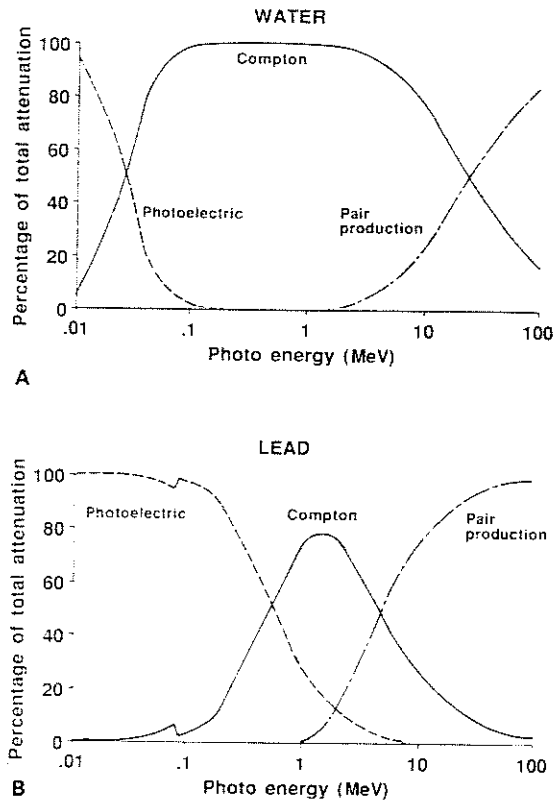


Abbildung 5.7: Relative Abschwächung elektromagnetischer Strahlung durch Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarzerzeugung in Wasser (oben) und Blei (unten) [8].

aufgrund der größeren Bindungsenergie der Hüllenlektronen der Photoeffekt zu ungunsten des Compton-Effektes zu höheren Energien erstreckt. Paarzerzeugung im Blei erreicht bei geringeren Energien als in Wasser eine hohe Bedeutung, da im Blei mehr Rückstoßpartner zur Verfügung stehen und somit Paarzerzeugung auch bei geringeren Photonenenergien häufig stattfindet.

Für Anwendungen in der Medizin bedeutet dies: bei der Röntgendiagnostik (50 keV bis 100 keV) überwiegt im Weichteilgewebe (leichte Kerne) der Compton-Effekt, in Knochen (Kalzium, $Z=20$) dagegen der Photoeffekt. In der Hochvolttherapie (100 keV bis 20 MeV) überwiegt der Compton-Effekt. Erst bei sehr hohen Photonenenergien spielt die Paarbildung eine Rolle, bei noch höheren Energien tritt der Kernphotoeffekt auf, allerdings mit sehr untergeordneter Bedeutung.

5.1.7 Aufbaueffekt

Sekundärelektronen, die durch γ -, Röntgen- oder Teilchenstrahlung im Gewebe ausgelöst wurden, können in Abhängigkeit von ihrer Energie eine relativ große Reichweite haben. So hat ein 1 MeV Elektron in Wasser, d.h. menschlichem Gewebe, eine Reichweite von 3 mm, ein 10 MeV Elektron bereits eine von 3 cm. Bei sehr harter einfallender Strahlung (harte γ -Strahlung oder ultraharte Röntgenstrahlung, entspre-

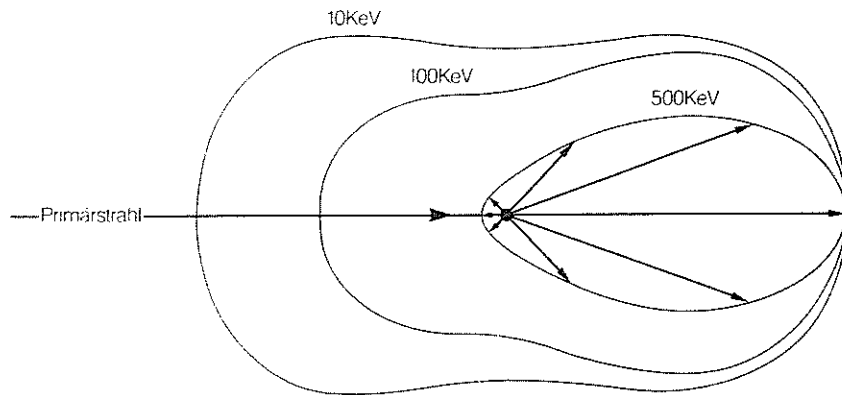


Abbildung 5.8: Energieabhängigkeit der Streustrahlrichtung beim Compton-Effekt: mit steigender Strahlenergie wird die Vorwärtstreue (in Primärstrahlrichtung) bevorzugt [25].

chend hohen Energien der Sekundärelektronen) bewegen sich die Sekundärelektronen überwiegend in Richtung der einfallenden Strahlung weiter, vergl. Abbildung 5.8.

Diese Elektronen sind für die Energieabgabe an das Gewebe, d.h. die Dosis, verantwortlich. Zwei Effekte treten dabei in Konkurrenz: mit zunehmender Eindringtiefe werden von den Photonen einerseits mehr Elektronen ausgelöst, andererseits wird die Intensität der Photonen geringer. Die Lage des Dosismaximums im Gewebe ist daher bestimmt durch die Reichweite der Sekundärelektronen, da die einfallende Photonenstrahlung bereits an der Oberfläche des Gewebes abgeschwächt wird, vergl. Abbildung 5.9. Mit zunehmender Strahlungsenergie verlagert sich das Dosismaximum also immer weiter ins Gewebe: die Dosis steigt innerhalb des Gewebes zunächst relativ stark an und sinkt nach Erreichen des Dosismaximums langsam wieder ab. Dieser *Aufbaueffekt* ist ein in der Strahlentherapie häufig genutzter Effekt.

5.2 Energiereiche geladene Teilchen

Geladene Teilchen mit Energien im MeV-Bereich verlieren ihre Energie im wesentlichen durch inelastische Stöße mit Elektronen der Atomhülle. Die Energieverluste dieser Teilchen werden durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben.

5.2.1 Energieverlustbeziehung (Bethe-Bloch) für schwere Teilchen

Durchsetzt ein geladenes Teilchen Materie, so werden die Atome und Moleküle ange-regt oder ionisiert. Dabei erleidet das Teilchen einen Energieverlust⁶. Bei der Her-leitung der Energieverlustbeziehung ist zwischen leichten Teilchen (Elektronen und Positronen) und schweren Teilchen (alle Teilchen mit $m > m_e$, z.B. Myonen, Pionen, Protonen, α -Teilchen) zu unterscheiden: bei schweren Teilchen sind die Massen von stoßendem und gestoßenem Teilchen unterschiedlich, bei den leichten Teilchen dagegen gleich.

⁶Der Energieverlust eines relativistischen Protons in Luft beträgt z.B. rund $2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^2)$.

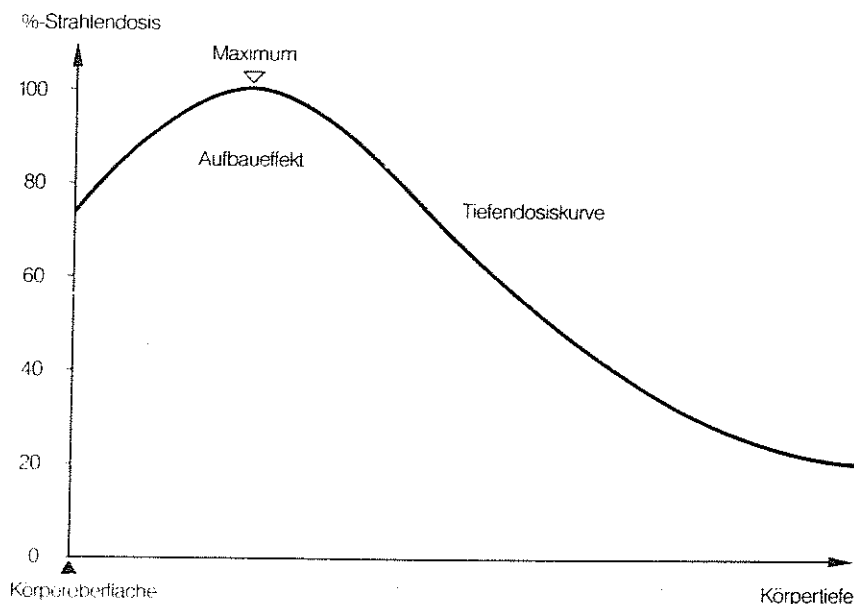


Abbildung 5.9: Durch den Aufbaueffekt kann das Dosismaximum in das bestrahlte Gewebe hinein verlagert werden [25].

Beginnen wir mit schweren Teilchen. Ist Ze die Ladung des einfallenden Teilchens, so gilt für den Energieverlust

$$-\frac{dE}{dx} \sim z^2 f(\beta), \quad (5.14)$$

d.h. der Energieverlust⁷ des Teilchens hängt von seiner Ladung Z und seiner Geschwindigkeit $\beta = v/c$ ab, nicht jedoch von der Teilchenmasse m . Das einfallende Teilchen wechselwirkt mit einem Hüllenelektron über sein Coulomb-Feld. Da wir schwere Teilchen betrachten, wird das Teilchen bei dem Einzelprozeß nicht wesentlich von seiner Bahn abgelenkt, d.h. es fliegt nahezu gradlinig weiter. Der Impulsübertrag auf das Hüllenelektron läßt sich über den Stoßparameter b abschätzen. Damit läßt sich der Energieverlust einer einzelnen Wechselwirkung beschreiben. Den Gesamtenergieverlust erhält man durch Integration über die einzelnen Energieverluste, wobei die unterschiedlichen Stoßparameter b zu berücksichtigen sind.

Führt man diese Rechnung durch und berücksichtigt relativistische Effekte, so ergibt sich die *Energieverlust- oder Bethe-Bloch-Beziehung*

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N e^4 Z^2}{c^2 m_e \beta^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right\}. \quad (5.15)$$

Der Energieverlust hängt also nur von den Teilchenparametern Z und β ab, sowie von den Materieparametern N und $\langle I \rangle$. Die mittlere Ionisationsenergie $\langle I \rangle$ kann mit Hilfe des Fermi-Thomas-Modells des Atoms angenähert werden als

$$\langle I \rangle = 9.1 Z (1 + 1.9 \cdot Z^{-2/3}) [\text{eV}]. \quad (5.16)$$

⁷Der Energieverlust pro Wegstück, wie er durch die Bethe-Bloch-Beziehung beschrieben wird, wird auch als *linearer Energietransfer LET* bezeichnet.

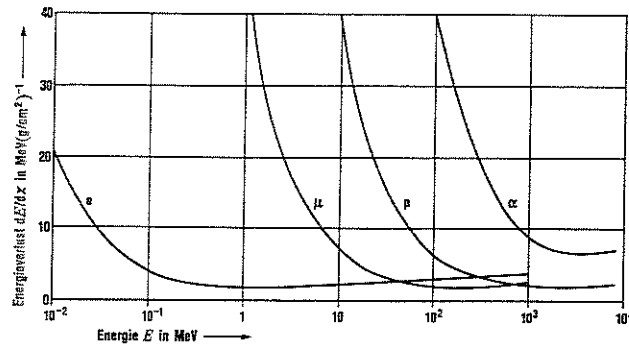


Abbildung 5.10: Energieverlustbeziehung (Bethe-Bloch) in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen für Elektronen, Myonen, Protonen und α -Teilchen [1].

Die Energieverlustbeziehung hängt nicht von der Masse des einfallenden Teilchens ab und ist daher für alle Teilchen, die schwerer sind als Elektronen, eine universelle Kurve in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit (alternativ auch aufgetragen als Energie in Einheiten der Ruheenergie). Für kleine Geschwindigkeiten ist der Term vor dem Logarithmus der bestimmende Term und der Energieverlust ist proportional zu $1/v^2$, vergl. Abbildung 5.10. Physikalisch können wir das so verstehen, daß mit zunehmender Geschwindigkeit die Wechselwirkungszeit abnimmt und sich damit die Wahrscheinlichkeit verringert, Energie zu übertragen. In dem Augenblick, in dem die Teilchen relativistisch werden, ist die Wechselwirkungszeit konstant und damit entfällt diese Abhängigkeit. Dann wird der logarithmische Term wirksam, der zu einem leichten Anstieg mit zunehmender Geschwindigkeit führt.

Da in Abbildung 5.10 der Energieverlust gegen die Teilchenenergie aufgetragen ist, ergeben sich für verschiedene Teilchensorten unterschiedliche Kurven. Ab einer bestimmten Energie, ca. dem zwei- bis dreifachen der Ruheenergie, sind die Teilchen *minimalisierend*. Würde man nicht gegen die Teilchenenergie sondern Teilchenenergie in Einheiten der Ruhemasse auftragen, so würden die Kurven der verschiedenen schweren Teilchen zusammenfallen. Die Energieverlustbeziehung für Elektronen würde bei entsprechender Darstellung nicht mit den anderen Kurven zusammenfallen, da bei den Elektronen die *Vielfachstreuung* zu berücksichtigen ist. Abbildung 5.11 zeigt einen Ausschnitt aus Abbildung 5.10 in dem für medizinische Anwendungen interessanten Energiebereich für verschiedene Teilchensorten.

Fällt ein geladenes Teilchen in Materie ein, so erleidet es entlang seiner Wegstrecke ständig Energieverluste und kommt schließlich zur Ruhe. Jedes Teilchen hat somit eine genau bestimmte⁸ *Reichweite*, die sich aus der Energieverlustbeziehung bestimmen läßt. Dazu setzt man

$$-\frac{dE}{dx} = f(E). \quad (5.17)$$

⁸Genau bestimmt' ist nicht ganz der richtige Ausdruck, da die Wechselwirkung der Teilchen mit Materie ein statistischer Prozeß ist und somit die genaue Bahn eines Teilchens nicht vorhersagbar ist. Trotzdem läßt sich die Reichweite als ein Mittel über ein Teilchenensemble definieren. Die einzelnen Teilchen weichen in ihrer Reichweite nur relativ geringfügig davon ab, vergl. auch die Diskussionen in den Kapiteln über Strahlentherapie und Monte-Carlo-Simulationen.

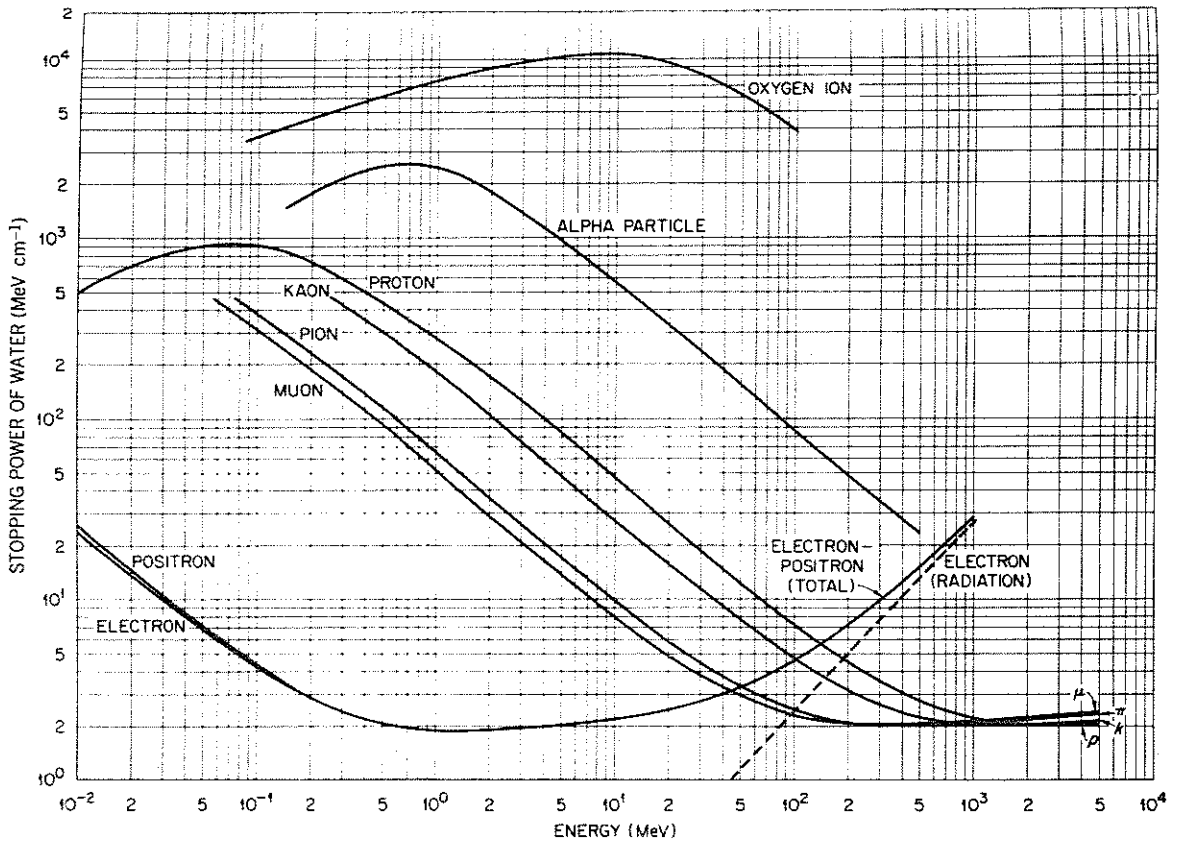


Abbildung 5.11: Bethe-Bloch Beziehung für Energien, die in der medizinischen Anwendung von Interesse sind. Myon, Pion und Kaon sind Elementarteilchen mit Ruhemassen von 207, 270 und 967 Elektronenruhemassen [70].

Die Reichweite des Teilchens ergibt sich daraus zu

$$A = \int_0^R dx = - \int_E^0 \frac{dE}{f(E)} = \int_0^E \frac{dE}{f(E)}. \quad (5.18)$$

Für hoch-relativistische, d.h. minimal-ionisierende, Teilchen kann man $f(E)$ konstant setzen, so daß sich für die Reichweite des Teilchens ergibt

$$R = \text{const} \cdot E. \quad (5.19)$$

Für nicht-relativistische Teilchen gilt

$$f(E) \sim \frac{1}{v^2} \sim \frac{1}{E} \quad (5.20)$$

und damit für die Reichweite

$$R = \text{const} \cdot E^2. \quad (5.21)$$

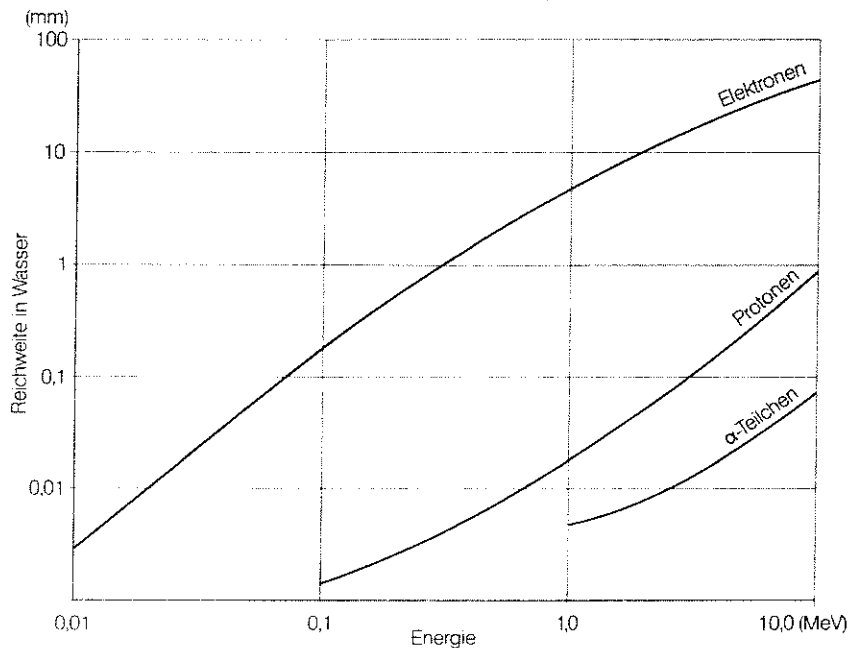


Abbildung 5.12: Maximale Reichweite ionisierender Teilchen in Wasser (entsprechend Weichteilgewebe) in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Teilchensorten [25].

Die Bethe-Bloch-Formel und damit auch die in Abbildung 5.10 gezeigten Kurven sind nicht ganz exakt: zum Ende der Reichweite des Teilchens, d.h. für kleine Teilchenenergien, wird der Energieverlust wieder geringer, da sich Elektronen an dem geladenen Teilchen anlagern und damit die Ladung Z und auch der Energieverlust geringer werden.

Abbildung 5.12 zeigt die maximale Reichweite ionisierender Teilchen in Abhängigkeit von der Energie in Wasser. In dieser Abbildung ist die Reichweite explizit in mm angegeben. Alternativ kann man die Reichweite auch in g/cm^2 angeben, d.h. in Massenbelegung pro Fläche (vergl. Herleitung des Wirkungsquerschnitt). Beide Größen lassen sich unter Berücksichtigung der Dichte ρ direkt ineinander überführen. Abbildung 5.13 und 5.14 zeigen die Reichweiten von Elektronen, Protonen und α -Teilchen in verschiedenen biologischen Geweben und in Luft.

Eine Folge der Energieverlustbeziehung ist die Zunahme der spezifischen Ionisation am Ende der Reichweite. Durch den Energieverlust verlangsamt sich ein Teilchen ständig. Dabei wird im nicht-relativistischen Bereich der Energieverlust immer größer entsprechend $-dE/dx \sim 1/E$. Am Ende der Bahn ist daher der Energieverlust des Teilchens sehr groß und es wird eine maximale Zahl von Ionenpaaren pro Streckeneinheit erzeugt. Diese Zunahme der Ionisationsdichte zum Ende der Reichweite wird durch die *Braggkurve*, vergl. Abbildung 5.15, beschrieben.

Da die Wechselwirkungen der Teilchen statistischer Natur sind, weicht die Kurve jeden einzelnen Teilchens (Beispiel als gestrichelte Kurve in Abbildung 5.15) von dem Mittelwert (Punkte) ab. Daher haben die einzelnen Teilchen auch leicht unterschiedliche Reichweiten, wie in der Reichweitenverteilung in Abbildung 5.16 dargestellt ist.

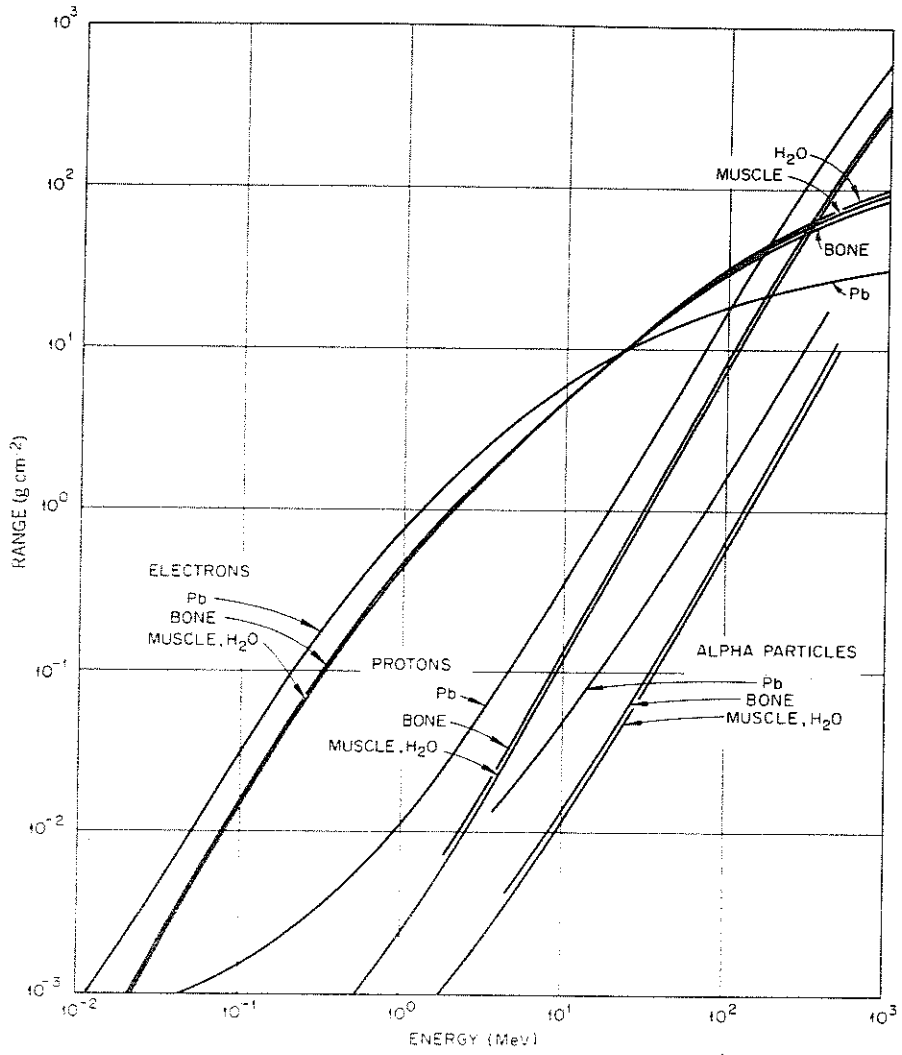


Abbildung 5.13: Reichweiten von Elektronen, Protonen und α -Teilchen in Wasser, Muskel und Blei. Die Reichweiten sind in der Einheit g/cm^2 angegeben. Division durch die Dichte gibt die Reichweiten in cm [70].

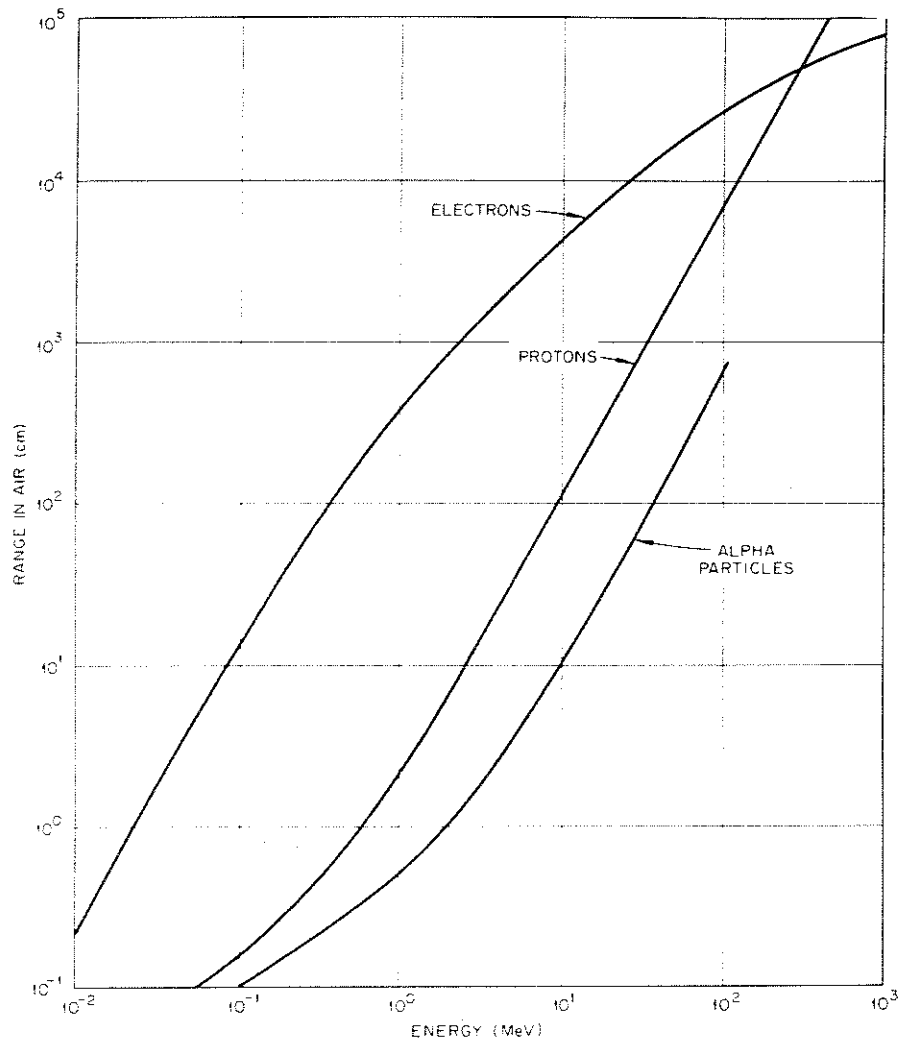


Abbildung 5.14: Reichweiten von Elektronen, Protonen und α -Teilchen in Luft. Die Reichweiten sind in der Einheit g/cm^2 angegeben. Division durch die Dichte gibt die Reichweiten in cm [70].

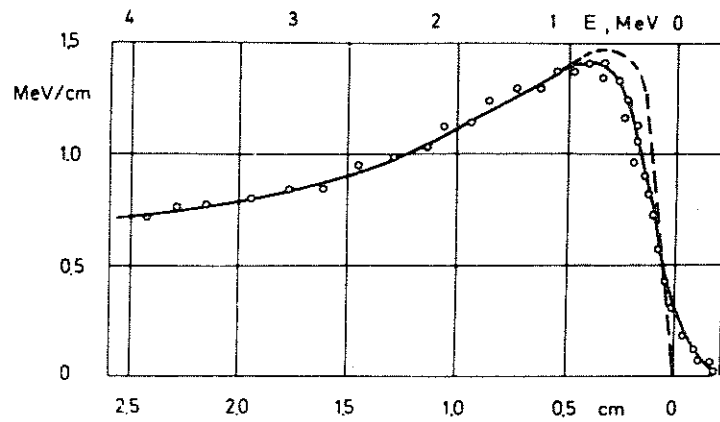


Abbildung 5.15: Bragg-Kurve eines α -Teilchens in Luft. Die Ionisationsdichte ist in Abhängigkeit vom Weg in Materie dargestellt. Die Punkte sind experimentelle Werte, die gestrichelte Linie zeigt die Kurve eines einzelnen Teilchens [19].

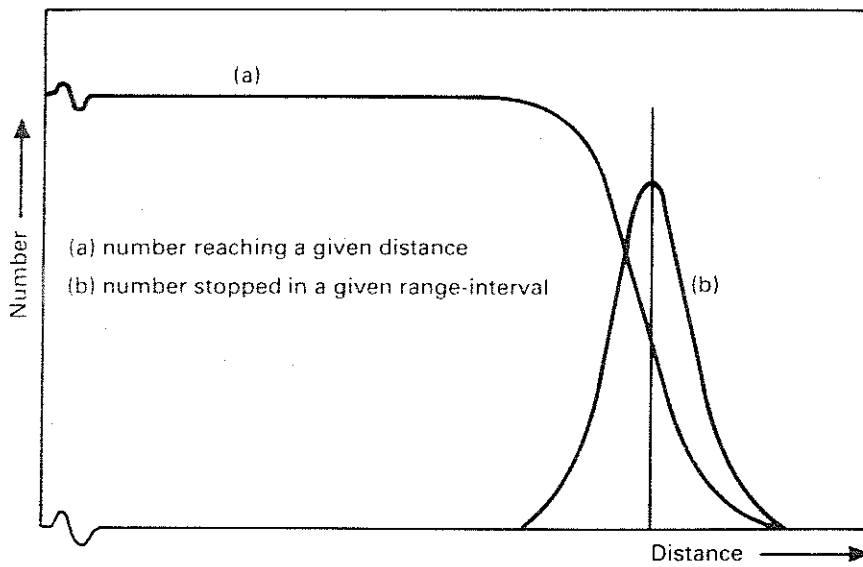


Abbildung 5.16: Reichweitenverteilung für schwere Teilchen in Materie [19].

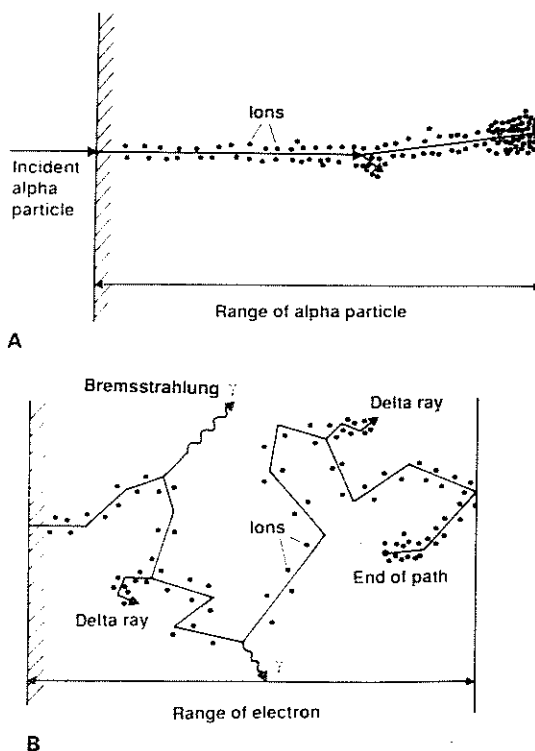


Abbildung 5.17: Bahnen von α -Teilchen (oben) und Elektronen (unten) in Materie [8].

5.2.2 Vielfachstreuung von Elektronen

Ganz am Anfang dieses Abschnittes hatte ich darauf hingewiesen, daß die Bethe-Bloch Formel in der durch Glg. 5.15 gegebenen Beziehung nur für Teilchen mit Massen größer als der Elektronenmasse gilt. Man erkennt dies auch an den unterschiedlichen Verläufen der Kurven in Abbildung 5.10.

Durchsetzt ein geladenes Teilchen Materie, so gibt es nicht nur ineleastische Prozesse wie Anregung und Ionisation, sondern auch elastische Prozesse, die lediglich zu einer Ablenkung der Teilchenbahn führen. Das Wechselwirkungsfeld ist hier ebenfalls das zwischen dem Atomkern und dem einfallenden Teilchen herrschende Coulombfeld, wobei das Kernfeld jedoch je nach Stoßparameter mehr oder weniger stark vom Feld der Hüllenelektronen abgeschirmt wird. Der Wirkungsquerschnitt für einen solchen elastischen Prozeß ist durch die Rutherford-Streuformel gegeben.

Wird eine Materieschicht gegebener Dicke durchsetzt, so finden viele solcher Einzelprozesse statt. Diese Prozesse sind stochastisch. Im Mittel sollte also kein Netto-Streueffekt gefunden werden. In Einzelfällen dagegen kann das Teilchen die Schicht mit einem Streuwinkel $\delta\theta$ verlassen und dabei um eine Strecke δy gegenüber der ursprünglichen Teilchenspur versetzt werden. Die Verteilung der Streuwinkel bei der Vielfachstreuung läßt sich durch eine Gaußfunktion angenähert darstellen. Dabei läßt

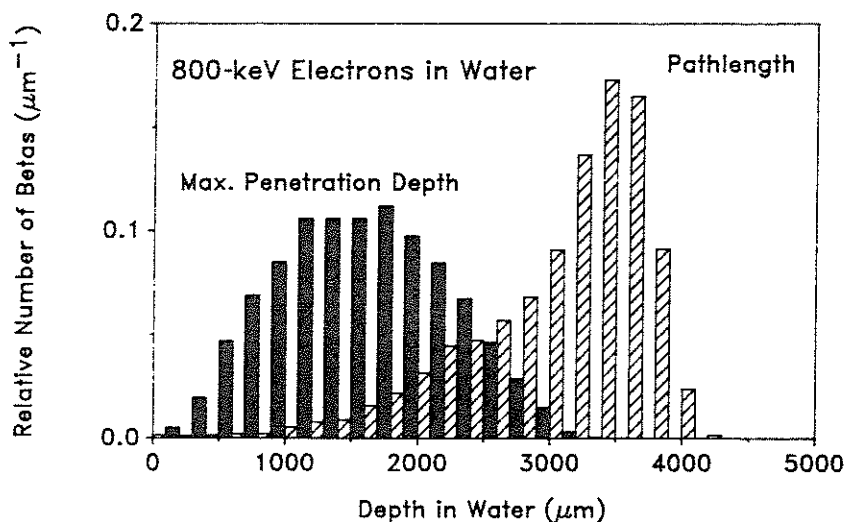


Abbildung 5.18: Pfadlänge und Eindringtiefe von 800 keV Elektronen in Wasser [70].

sich auch das mittlere Streuwinkelquadrat als eine Funktion der Schichtdicke und der Strahlungslänge angeben. Auch die laterale Versetzung des Teilchens läßt sich durch eine Gauß-Funktion beschreiben.

Beide Größen, der mittlere quadratische Streuwinkel und die mittlere quadratische Versetzung, sind proportional zu $(vp)^{-2}$, d.h. beide Größen hängen sowohl von der Geschwindigkeit als auch vom Impuls des Teilchens ab. Die Abhängigkeit von der Schichtdicke ist für den Streuwinkel und die mittlere quadratische Versetzung unterschiedlich: der Streuwinkel hängt linear von der Schichtdicke ab, die laterale Versetzung geht mit der dritten Potenz der Schichtdicke.

Die Abhängigkeit von vp zeigt nochmals, daß die Streuung umso stärker ist, je kleiner die Masse des Teilchens ist, und daß die Streuung für ein vorgegebenes Teilchen mit abnehmender Geschwindigkeit, d.h. zum Ende der Reichweite, zunimmt. Abbildung 5.17 stellt diese schematisch dar: die Bahn eines α -Teilchens (oberes Teilbild) ist relativ gradlinig, erst zum Ende der Bahn, d.h. wenn das Teilchen bereits wesentlich langsamer geworden ist, wird die Streuung stärker. Die Elektronen dagegen werden wesentlich stärker gestreut und legen eine Zick-Zack-Bahn in der Materie zurück. Die starke Ablenkung der Elektronen bewirkt zusätzlich einen Energieverlust durch Bremsstrahlung.

Dieser unregelmäßige Pfad der Elektronen hat auch Folgen für die Eindringtiefe und die Energieabgabe in einer bestimmten Schichttiefe. Zum einen ist der Gesamtweg, den ein Elektron in Materie zurücklegt, weniger genau definiert als bei einem Proton (vergl. gestrichelte Histogramme in Abbildung 5.18), da der Gesamtenergieverlust als Summe aus Verlusten durch Ionisation und durch Bremsstrahlung gegeben ist. Zusätzlich verringert die Vielfachstreuung, d.h. die Ablenkung der Elektronen von einem geraden Weg, die Eindringtiefe (gefüllte Histogramme in Abbildung 5.18): während beim schweren Teilchen Eindringtiefe und Pfadlänge praktisch gleich sind, ist beim Elektron die Eindringtiefe deutlich geringer als die Pfadlänge. Bei den therapeutisch eingesetzten Elektronen beträgt die 'effektive Reichweite' in Zentimetern

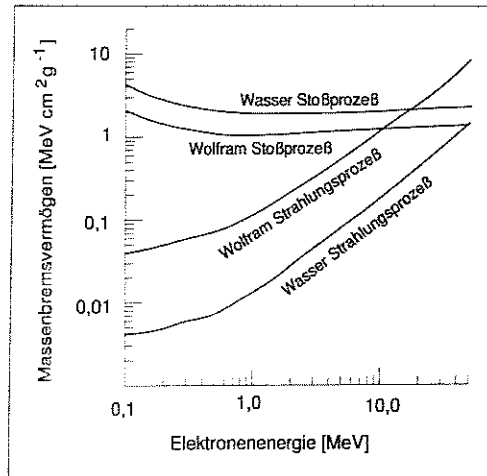


Abbildung 5.19: Massenbremsvermögen von Wasser und Wolfram als Funktion der Elektronenenergie. Die relative Bedeutung von Stoß- und Strahlungsprozessen hängt stark von der Elektronenenergie ab. Für Wasser überwiegt bei fast allen Energien der Stoßprozeß, während für Wolfram bei hohen Energien die Bremsstrahlungsverluste dominieren. Zur Erzeugung von Brems- und Röntgenstrahlung sind Materialien mit hoher Ordnungszahl günstig [45].

ungefähr $1/3$ der Anfangsenergie in MeV.

Der Energieverlust von Elektronen gegenüber dem von schweren geladenen Teilchen wird durch die Erzeugung von Bremsstrahlung modifiziert. Für niedrige Elektronenenergien überwiegt der Energieverlust durch Stoßionisation, mit zunehmender Energie gewinnt die Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung an Bedeutung, vergl. Abbildung 5.19. In Materie mit hoher Ladungs-/Massenzahl wird relativ mehr Bremsstrahlung erzeugt, vergl. Abschnitt 4.1.1 und Glg. 4.1.

5.3 Neutronen

Neutronen haben keine elektrische Ladung und sind daher im Gegensatz zu den bisher betrachteten Teilchen primär nicht ionisierend. Sie können mit einer Halbwertszeit von 10,6 min unter Aussendung eines Neutrinos in ein Elektron⁹ und ein Proton zerfallen. Diese Zerfallsprodukte wechselwirken wie weiter oben beschrieben mit der Materie.

Zerfällt das Neutron nicht, so kann es mit der Materie auf unterschiedliche Weisen wechselwirken:

(1) Ein Neutron kann von einem Atomkern eingefangen werden und dabei Spaltung auslösen oder ein instabiles Isotop erzeugen. In biologischer Materie ist der Einfang eines Neutrons durch einen Wasserstoffkern von Bedeutung. Bei der Bildung des Deuterons wird eine Kernbindungsenergie von 2,225 MeV in Form von γ -Strahlung frei. Wird ein Neutron von einem ^{14}N -Kern eingefangen, so entsteht ein Proton mit einer Energie von 0,6 MeV und der β^- -aktive Kern $^{14}\text{C}^{10}$. In jedem dieser Fälle ist das

⁹Die Maximalenergie des in diesem Zerfall entstehenden Elektrons beträgt 782 keV.

¹⁰Dieser Vorgang findet in der Atmosphäre statt und ist die Quelle des in der Altersbestimmung

Neutron selbst nicht ionisierend, erzeugt bei seiner Wechselwirkung jedoch harte elektromagnetische Strahlung und/oder energiereiche Teilchen, die ihrerseits ionisierend auf das Gewebe wirken.

(2) Ein Neutron kann einen elastischen Stoß mit Materie ausführen, insbesondere mit dem in biologischer Materie dominierendem Wasser: die Wasserstoffkerne haben als Protonen ungefähr die gleiche Masse wie Neutronen. Daher kann bei einem elastischen Stoß jeder Energiebetrag zwischen 0 und der vollen Neutronenenergie auf das Proton übertragen werden, wobei das Neutron eine Restenergie behält. Im Mittel sehr vieler Stöße überträgt ein Neutron bei einem elastischen Stoß mit einem Proton die Hälfte seiner Energie als kinetische Energie auf das Proton. Dieses wirkt dann als geladenes Teilchen ionisierend.

5.4 Zusammenfassung

Harte elektromagnetische Strahlung wechselwirkt mit Materie über drei Prozesse: Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarerzeugung. Die Abschwächung elektromagnetischer Strahlung beim Durchgang durch Materie wird durch ein Exponentialgesetz beschrieben, analog dem Bougert-Lambert-Beerschen Gesetz für elektromagnetische Strahlung im sichtbaren Bereich. Die Wechselwirkung energiereicher Teilchen mit Materie wird durch die Bethe-Bloch-Beziehung beschrieben. Für schwere Teilchen läßt sich damit genau eine Reichweite angeben, zu deren Ende hin der spezifische Energieverlust dE/dx maximal wird. Elektronen erleiden Vielfachstreuung und zusätzliche Energieverluste durch Bremsstrahlung, so daß sie (a) nur einen kürzeren Weg in Materie zurücklegen und (b) die Eindringtiefe geringer ist als der zurückgelegte Weg.

5.5 Aufgaben

5.1 Machen Sie sich die Einheiten und die Bedeutung von Abschwächungs- und Massenabschwächungskoeffizient klar. Überlegen Sie sich, warum zwischen diesen beiden Größen unterschieden wird.

5.2 Ein Röntgenphoton mit einer Wellenlänge von 0.240 nm macht Compton-Streuung. Die Bahn des gestreuten Photons steht in einem Winkel von 60° zur Einfallrichtung. Bestimmen Sie (a) die Wellenlänge und Energie des gestreuten Photons, (b) die kinetische Energie des gestreuten Elektrons und (c) die Richtung des Elektrons.

5.3 Bestimmen Sie die Maximalenergie des gestreuten Elektrons beim Compton-Effekt in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photons.

5.4 Zeigen Sie, daß bei der Compton-Streuung für den Fall $E \gg m_e c^2$ die Energie des rückgestreuten Photons bei einem Streuwinkel von 180° 0.25 MeV beträgt, unabhängig von der Energie des einfallenden Photons.

5.5 Bremszeiten: die Zeit, die ein Teilchen bis zu seiner Abbremsung (im Sinne von Stillstand) in Materie zurücklegt, kann aus seiner Reichweite und seiner mittleren Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ gemäß

$$t = R / \langle v \rangle$$

bestimmt werden. Da ein geladenes Teilchen seine Energie am schnellsten zum Reichweitenende hin verliert, wird seine mittlere Geschwindigkeit mit $0.6v$ angegeben, wobei v aus der Anfangsenergie bestimmt ist. Bestimmen sie die Zeit, nach der ein 10 MeV

verwendeten ^{14}C .

α -Teilchen (1 MeV α , 1 MeV Elektron) in Muskel, Blei und Wasser zur Ruhe kommt (für die Reichweiten siehe Abbildung 5.13).

Literatur:

- Allkofer, O.C., 1971: *Teilchendetektoren*, Thieme, München
- Tait, W.H., 1980: *Radiation Detection*, Butterworths, London
- Turner, J.E., 1995: *Atoms, radiation and radiation protection*, Wiley, New York

Kapitel 6

Biologische Strahlenwirkung

Als physikalische Grundprozesse bei der Wechselwirkung energiereicher Strahlung mit Materie wurden im vorangegangenen Kapitel Ionisation und Anregung besprochen. Während wir uns bisher auf die atomare Ebene beschränkt haben, sollen hier die Folgen der Wechselwirkungsprozesse auf zunehmend höheren Ebenen betrachtet werden: chemische Veränderungen auf molekularer Ebene (d.h. das Aufbrechen chemischer Bindungen, für die dafür benötigten Energien vergl. Tabelle 6.1), Veränderungen der Erbinformation auf zellulärer Ebene und Strahlenschäden auf der Ebene des lebenden Organismus. Um diese Einteilung in verschiedene Ebene zu verstehen, ist es sinnvoll, sich zuerst mit der Struktur biologischer Materie und dem zeitlichen Ablauf der biologischen Wirkung ionisierender Strahlung auseinanderzusetzen.

6.1 Aufbau biologischer Materie

Der menschliche Organismus besteht zu $\sim 70 - 85\%$ aus Wasser, $\sim 10 - 20\%$ aus Proteinen, $\sim 10\%$ aus Kohlenhydraten und $\sim 3\%$ aus Fetten.

Strukturelle Einheiten in Biomaterie sind die Zellen. In den Zellen ebenso wie in der umgebenden interzellulären Flüssigkeit gibt es neben dem Hauptbestandteil Wasser eine Vielzahl verschiedener Moleküle und Unterstrukturen. 'Beschädigungen' dieser Moleküle haben unterschiedliche Folgen für den Organismus.

6.1.1 Die Zelle

Zellen unterscheiden sich je nach ihren Aufgaben in Größe, Form, Aufbau und Lebensdauer. Alle Zellen enthalten als Miniorgane *Organellen*, von denen jede eine bestimmte Funktion ausführt.

Abbildung 6.1 zeigt die schematische Darstellung einer Zelle und der darin befindlichen Organellen. Die Bestandteile der Zelle sind:

- Die *Zellmembran* bzw. *Plasmamembran* besteht aus einer dünnen fortlaufenden Lipid-Schicht, in die Proteine eingebettet sind. Einige dieser Proteine sind Verbindungswege, über die der Stoffaustausch zwischen dem Inneren und dem Äußeren der Zelle abläuft. Sie dienen auch als Rezeptoren für chemische Signale anderer Zellen.

Chemische Bindung	Bindungsenergie (eV)	Grenzwellenlänge (nm)	Strahlungsart
Van-der-Waals-B.	0.04 - 0.08	3102 - 1551	Mikrowellen, IR
Hydrogen-B.	0.13 - 0.30	954 - 414	IR, sichtbares Licht
ionische B.	0.2	620	sichtbares Licht
kovalente B.	2.2 - 4.8	564 - 258	sichtbares Licht, UV

Tabelle 6.1: Bindungsenergie chemischer Bindungen und elektromagnetische Strahlung, mit denen diese Bindungen aufgebrochen werden können. Auch die stärkste Form der chemischen Bindung, die kovalente Bindung, kann bereits mit relativ geringer Energieabgabe, d.h. durch ultraviolettes Licht, aufgebrochen werden.

- Die wichtigste Organelle ist der *Zellkern*, der das genetische Material der Zelle enthält, d.h. die Gene¹, DNS und Chromosomen². Der Zellkern gibt die im Gen enthaltene Erbinformation weiter und dirigiert darüber das tägliche Leben der Zelle und ihre Vermehrung. Der Kern enthält den *Nukleolus*, der aus einer Anzahl dicht gepackter Chromosomen, Proteine und einigen RNS-Strängen³ besteht. Der Nukleolus ist für die Bildung der *Ribosomen* verantwortlich, die für die Proteinsynthese und die Transformation genetischer Informationen benötigt werden. Eine doppelschichtige Membran (Doppellipidschicht), die von Poren unterbrochen ist, umhüllt den Kern. Durch die Poren findet der Stoffaustausch zwischen dem Kern und dem Rest der Zelle statt.
- Das *Zytoplasma* nimmt den Raum zwischen dem Zellkern und der Plasmamembran ein. Es enthält membran-gebundene Organellen, die Ribosomen, um Zytoplasmaproteine zu synthetisieren, sowie ein komplexes Netzwerk aus Filamenten und Tubuli, das Zytoskelett. Der flüssige Teil des Zytoplasmas zwischen diesen Strukturen, das Zytosol, enthält viele Enzyme, die die chemischen Reaktionen in der Zelle katalysieren.
- Die *Mitochondrien* sind die Kraftwerke der Zelle. Sie speichern die in den Nähr-

¹Ein Gen ist ein Abschnitt auf dem Erbmolekül DNS, der für die Ausbildung eines erblich bedingten Merkmals zuständig ist. Ein Gen enthält die Anweisung zum Bau eines Proteins oder eines Nukleinsäuremoleküls. Bei den meisten Arten von Lebewesen kommt jedes Gen in zwei *Allelen* vor, leicht unterschiedlichen Exemplaren des gleichen Gens. Dadurch erhöht sich die genetische Vielfalt eines Individuums. Außerdem kann das gesunde Allel einen defekten Partner kompensieren. Innerhalb des Gens gibt es außer der 'Bauanweisung' auch Abschnitte, die für das Ablesen dieser Information oder die Regulation der Genaktivität wichtig sind.

²Die Zellkerne aller Lebewesen - außer Bakterien, Viren und blaugrünen Algen - enthalten Chromosomen. Jedes dieser fadenförmigen Gebilde besteht aus einem einzigen verknäulten DNS-Molekül mit oft Tausenden von Genen. Für gewöhnlich sind Chromosomen unsichtbar, erst während der Zellteilung bündeln sie sich, so daß unter dem Mikroskop kompakte Strukturen sichtbar werden. Jedes Chromosom enthält außer seinem DNS-Molekül auch Proteine, die ihm Form geben und die Aktivität der Gene steuern. Menschliche Zellen besitzen 46 Chromosomen: 22 Paare jeweils identischer Chromosomen, dazu bei Frauen 2 X-Chromosomen, bei Männern je ein X- und ein Y-Chromosom. Bei abweichender Anzahl liegt eine *numerische Chromosomenaberration* vor: Trisomie 21 bedeutet die dreifache Anlage von Chromosom 21 und ist die Ursache des Down-Syndroms (Mongolismus). *Strukturelle Chromosomen-Aberrationen* liegen vor, wenn ein oder mehrere Chromosomenstücke vertauscht sind, fehlen oder doppelt vorliegen. Auch dieses kann Erbfehler verursachen: strukturelle Chromosomen-Aberrationen können in Folge von Strahlenschäden oder chemischen Schäden an ursprünglich gesunder DNS entstehen [41].

³Ribonukleinsäuren, ein Polynucleotid wie die DNS (vergl. Abschnitt 6.3), wobei Ribose statt Desoxyribose den Zuckeranteil stellt.

stoffen enthaltene chemische Energie durch Bildung von ATP-Molekülen. ATP ist der Energielieferant für die Arbeitsvorgänge in der Zelle, z.B. Bewegung oder Synthese und Sekretion komplexer chemischer Strukturen.

- Das *endoplasmatische Retikulum* bildet im Zytoplasma eine Art Netzwerk aus flachen Bläschen, umhüllt von Membranen. Das rauhe endoplasmatische Retikulum ist aufgrund von Anlagerung von Ribosomen die granuläre Form. Hier befindet sich der Syntheseort von Proteinen für Organellen, für Bausteine der Zellmembran oder für Substanzen, die in den extrazellulären Raum abgegeben werden, wie z.B. Hormone. Das glatte endoplasmatische Retikulum hat keine Ribosomen. Es ist in den gewöhnlichen Lipid-Stoffwechsel einbezogen, kann aber auch der Entgiftung von Medikamenten und der Inaktivierung von Hormonen⁴ dienen. In Muskelzellen speichert das glatte endoplasmatische Retikulum, hier auch als sarko-plasmatisches Retikulum bezeichnet, reichlich Kalzium, das an der muskulären Kontraktion beteiligt ist.
- Der *Golgi-Apparat* besteht aus geschichteten glatten Membranen, die flüssigkeitsgefüllte flache Bläschen bilden, die wie Pfannkuchen gestapelt sind. Der Golgi-Apparat dient der Modifizierung, Verteilung und Verpackung von Proteinen, die sezerniert oder anderen Organellen zugeteilt werden. In der Umgebung des Golgi-Apparates finden sich oft zahlreiche membranbegrenzte *Vesikel*. Sie transportieren wahrscheinlich Stoffe zwischen dem Golgi-Apparat und anderen Organellen der Zelle, z.B. Aufnahme von proteinbeladenen Vesikeln aus dem endoplasmatischen Retikulum oder Freisetzung von anderen Vesikeln zur Plasmamembran.
- *Endo- und exozytische Vesikel*: diese membranumschlossenen Vesikel wandern von und zur Plasmamembran. Sie sind wichtige Träger der Proteinfreisetzung in und aus der Zelle. *Exozytose* (Sekretion) bedeutet eine Verschmelzung der vesikulären mit der Plasmamembran, wobei der Inhalt des Vesikels nach außen abgegeben werden kann. Bei der *Endozytose* (Pinozytose, Vagozytose) passiert das Gegenteil: die Plasmamembran schnürt sich ab und umschließt dabei extrazelluläres Material.
- *Lyosomen* sind membranbegrenzte Vesikel. Sie enthalten Enzyme, die biologische Partikel, z.B. zerstörte Organellen und Bakterien, die durch Endozytose in die Zelle gelangt sind, verdauen können.
- Das *Zytoskelett* setzt sich aus Proteinfilamenten zusammen, die ein Netzwerk im Zytosol bilden und der Zelle ihre Form verleihen. Diese Filamente stellen die Basis dar für die Bewegung der Zelle als Ganzes ebenso wie für die Bewegung ihrer Bestandteile, z.B. der Organellen. Man kann sie in vereinfachender Form als die Muskeln und Knochen der Zelle bezeichnen. Das Zytoskelett scheint an einer Stelle nahe dem Kern, wo sich auch zwei *Zentriolen*⁵ befinden, organisiert zu werden. Die drei Haupttypen der Filamente des Zytoskeletts sind Mikrotubuli (25 μm Durchmesser), Aktinfilamente (7 μm) und Intermediärfilamente (10 μm).

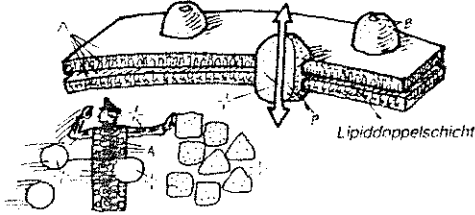
⁴Diese biologischen Botenstoffe werden in speziellen Zellen gebildet und in das Blut abgegeben. Neben dem Nervensystem dient auch das Hormonsystem der Verbreitung von Informationen innerhalb des Körpers.

⁵Zentriolen sind besonders wichtig während der Zellteilung, siehe dort.

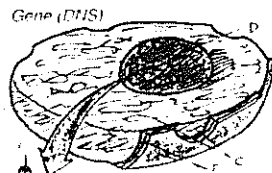
ZELL- (PLASMA-) MEMBRAN_A

(Transport/Schutz)

Protein_B



Erbmasse
ZELLKERN_C



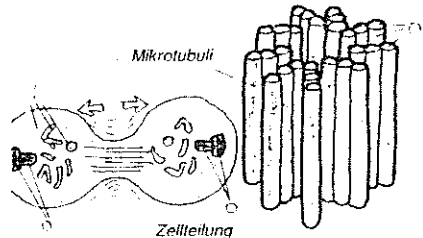
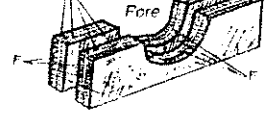
NUCLEOLUS_D

stellt Ribosomen für die Proteinsynthese her

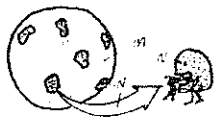
Ribosom_E

KERNHÜLLE_F

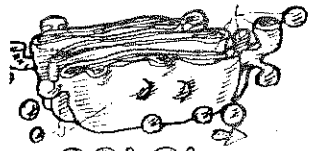
Lipiddoppelschicht



ZENTRIOLEN_G

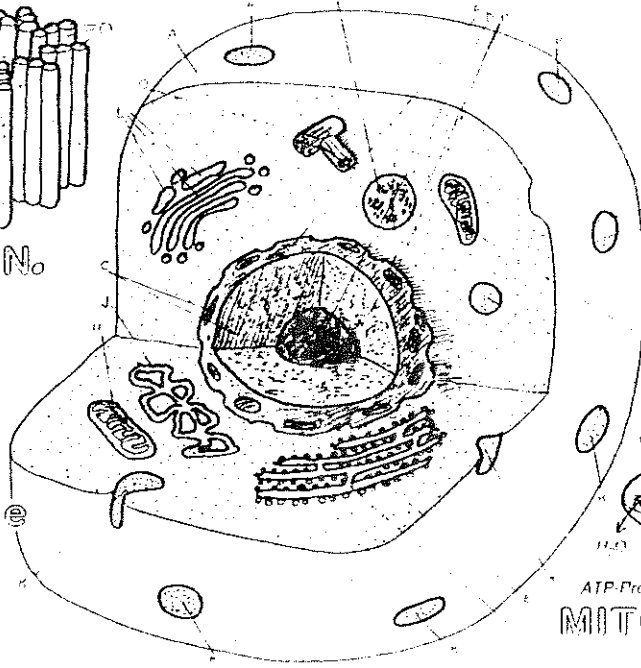


LYSOSOM_M
hydrolytische Enzyme_N

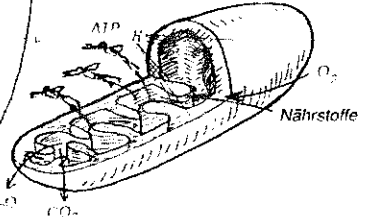


GOLGI-APPARAT_L

umhüllt (in Form von Granula) Proteine



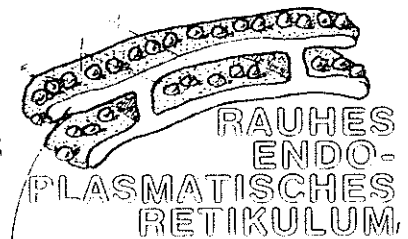
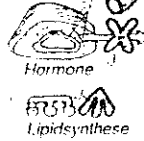
ZYTOPLASMA_G
(ZYTOSOL)_G



ATP-Produktion
MITOCHONDRIMUM_H



GLATTES ENDO-PLASMATISCHES RETIKULUM_K



RAUHES ENDO-PLASMATISCHES RETIKULUM_J

Proteinsynthese

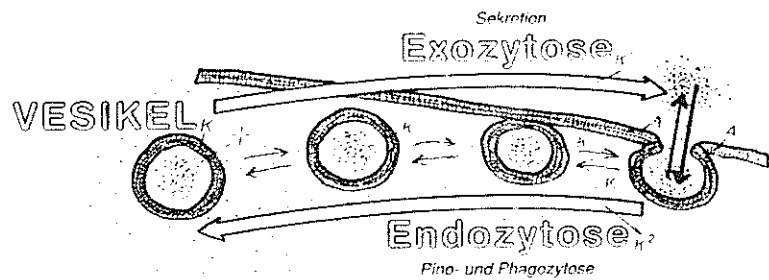


Abbildung 6.1: Aufbau einer Zelle [34].

6.1.2 Zellteilung und DNS-Replikation

Zellen erschöpfen sich, altern, sterben und werden kontinuierlich durch neue ersetzt. Eine Zelle des Magen-Darm-Traktes lebt durchschnittlich nur 36 Stunden, weiße Blutkörperchen zwei Tage, und rote Blutkörperchen 4 Monate. Gehirnzellen dagegen können 60 und mehr Jahre leben⁶.

Wachstum ist grundsätzlich nur durch die Produktion neuer Zellen möglich. Größenzunahme der Zellen alleine wäre mit einer geringeren Leistungsfähigkeit verbunden, da sich der Abstand zwischen dem Zentrum, d.h. dem Zellkern, und der Zellmembran vergrößern würde und damit der Transport wichtiger Substanzen (Nährstoffe, O₂ in und CO₂ aus der Zelle) wesentlich schwieriger und die Zelle ineffizienter würde.

Zellteilung

Bei der Zellteilung teilt sich eine Stammzelle in zwei Tochterzellen. Obwohl sich Stamm- und Tochterzelle in einigen Merkmalen, wie z.B. dem Gewicht, unterscheiden, sind sie doch in einem sehr wichtigen Punkt identisch: sie enthalten beide den gleichen fundamentalen Satz genetischer Informationen (genetischer Code) für ihre Aktivität und Reproduktion. Der genetische Code liegt in der Detailstruktur der *Desoxyribonukleinsäure* DNS. Diese ist im Zellkern lokalisiert. Durch die Replikation der DNS und ihre Verteilung auf jede der beiden Tochterzellen bleiben die charakteristischen Merkmale der Zelle erhalten.

Die Zellteilung findet in mehreren Phasen statt, vergl. Abbildung 6.2:

- Während der *Interphase* gewinnt die Zelle durch die Synthese verschiedener Moleküle an Masse. Dazu gehört auch die Duplizierung der DNS. Der Abschnitt der Interphase, in dem die DNS-Synthese stattfindet, wird *S-Phase*⁷ genannt. Während der S-Phase werden auch die Zentriolen verdoppelt. Sie dauert im Vergleich zu den anderen Phasen im Zellzyklus lange und wird gefolgt von der *G₂-Phase*⁸.
- Im Anschluß an die *G₂-Phase* tritt die Zelle in die *Mitose*⁹, bestehend aus Prophase, Metaphase, Anaphase und Telophase. In dieser Phase werden die reduplizierten DNS-Stränge in Vorbereitung auf die Teilung an den gegenüberliegenden Polen der Zelle gebündelt. Die Mitose beginnt, wenn die DNS-Moleküle, die während der Interphase entspiralisiert vorliegen, zunehmend spiralisiert und zu

⁶Die Gehirnzellen, die das eigentliche Nervensystem oder unsere Schaltzentrale bilden, können sich nicht teilen und erneuern. Dort bleibt nur unsere 'Grundausrüstung' übrig, in den ersten Lebensjahren gehen sogar viele dieser Zellen zugrunde, um sinnvollen Verbindungen Platz zu machen. Das Lernen der komplexen Vorgänge wie Sehen, Gehen etc. besteht im wesentlichen in einer Eliminierung überflüssiger Zellen und Verbindungen. Was sich beim späteren Lernen ändert, sind ebenfalls die Verbindungen zwischen den Zellen. Die Nervenzellen sind, da sie sich nicht teilen, extrem strahlenresistent. Trotzdem gibt es eine Vielzahl verschiedener Hirntumore, die im wesentlichen das Bindegewebe und die Versorgungseinrichtungen des Gehirns betreffen - wobei aber die Nervenzellen trotzdem geschädigt werden können.

⁷In einigen Büchern auch explizit als Synthese-Phase bezeichnet.

⁸Die *G₂-Phase* ist der Teil der Interphase, der zeitlich nach der DNS-Synthese liegt. Entsprechend ist die *G₁-Phase* der Teil der Interphase, der zeitlich vor der DNS-Synthese liegt.

⁹Die Mitose ist die Form der Teilung, wie sie bei normalen Körperzellen stattfindet. Keimzellen führen eine andere Art der Zellteilung aus, die Meiose. Der Hauptunterschied zwischen den beiden Teilungsformen besteht darin, wie die DNA be- und verarbeitet wird, sowie in der Zahl der sich ergebenden Zellen: Mitose ist ein einstufiger Vorgang, bei dem zwei Tochterzellen entstehen. Meiose ist ein zweistufiger Vorgang, bei dem vier Tochterzellen entstehen, die aber nicht alle genetisch identisch sind. Daher kann man die Meiose nicht durch zweimaliges Ausführen einer Mitose ersetzen.

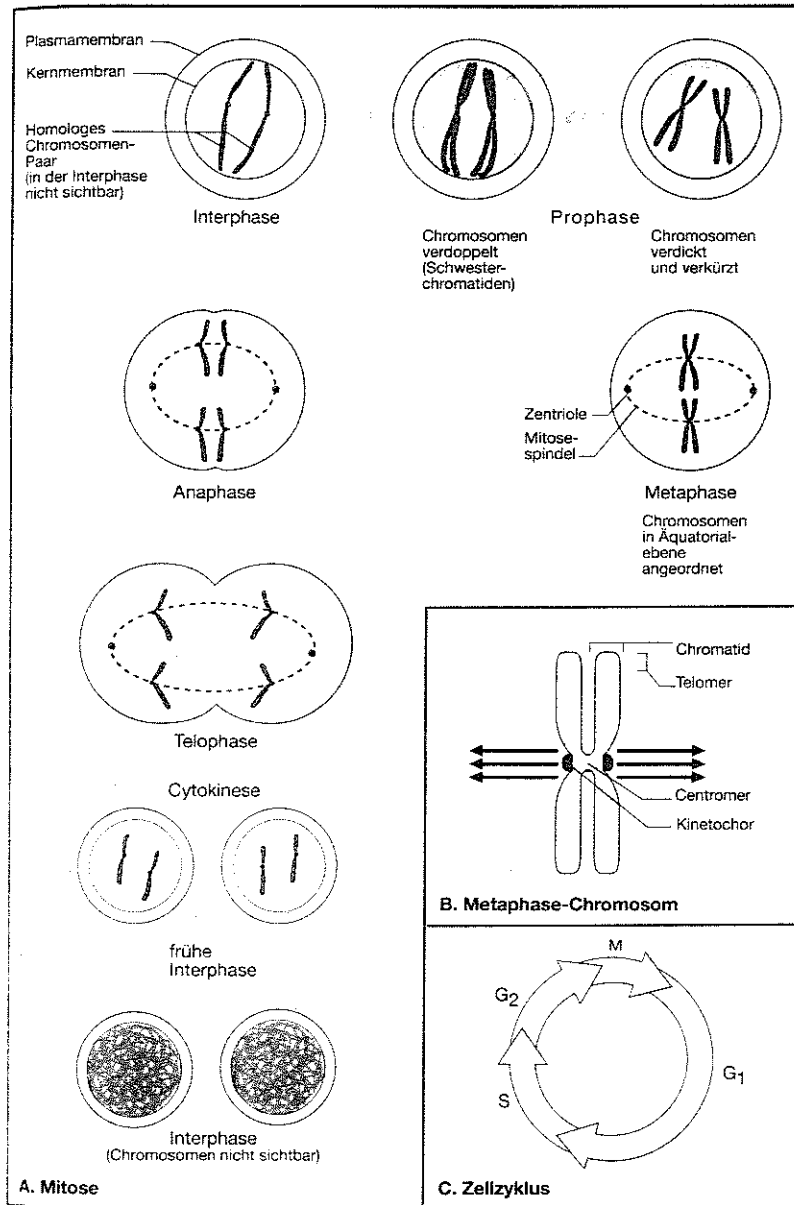


Abbildung 6.2: Zellteilung [51].

scherenförmigen Körnchen (Chromosomen) kondensiert werden. In diesem Stadium wird jedes Chromosom der Länge nach in zwei Hälften gespalten (Chromatiden). Jedes Chromatid erhält eine Kopie der verdoppelten DNS und Proteine, die das lange DNS-Molekül stützen und die DNS-Aktivität regulieren. Gleichzeitig beginnt die Auflösung der Kernhülle. Außerhalb der Kernhülle wandern die Zentriolen zu den gegenüberliegenden Polen der Zelle und formen ein komplexes Gebilde aus den Mikrotubuli, die Spindel. Durch Anlagerung der Chromosomen an die Mikrotubuli kommt es zur Aufstellung in der Äquatorialebene der Zelle. Dabei sind die beiden Chromatiden jeweils am anderen Pol der Zelle orientiert. Mikrotubuli ziehen die Chromatiden auseinander und befördern so einen kompletten Satz in die verschiedenen Zellhälften. Die Chromatiden entspiralisieren sich und werden undeutlicher. Gleichzeitig bildet sich um jeden der beiden Chromatidensätze eine neue Kernhülle.

- Das letzte Stadium der Zellteilung bildet die *Zytokinese*. Die Teilung des Zytoplasmas beginnt mit einer Schnürfurche. Sie wird immer tiefer, bis die Stammzelle geteilt ist und die während der Mitose gebildeten Tochterkerne in verschiedenen Zellen eingeschlossen sind. An diesem Punkt tritt die Tochterzelle in das G_1 -Stadium der Interphase ein, und der Zyklus schließt sich.

DNS-Replikation

Die DNS enthält die komplette Erbmasse der Zelle. Zwei Fragen ergeben sich daraus: (a) wie wird die DNS repliziert, so daß sie unverfälscht von Generation zu Generation weitergegeben werden kann, und (b) auf welche Weise wird Information gespeichert, um die Vorgänge in der Zelle zu steuern? Die Antwort auf beide Fragen ergibt sich aus der Struktur der DNS, vergl. Abbildung 6.3.

Ein einzelnes DNS-Molekül besteht aus zwei sehr langen stützenden Ketten aus C-5-Zuckern (Desoxyribosen). Sie sind End-zu-End mit Phosphatbrücken verbunden (Zucker-Phosphat-Zucker-Phosphat...). Diese Ketten laufen wie die Holme einer Leiter parallel zueinander. Sie sind in regelmäßigen Abständen durch stickstoffhaltige Basen verbunden, die die Sprossen der Leiter darstellen. Man benötigt zwei Basen, um den Abstand zwischen den beiden Holmen zu überbrücken. Die beiden Basen werden in der Mitte durch eine schwache chemische Verbindung (Wasserstoffbrückenbindung, je nach Art der beiden beteiligten Basen zweifach oder dreifach Bindung, vergl. Teil C und D in Abbildung 6.3) gehalten. Die beiden Holme sind gedreht, so daß eine helixartige Struktur der DNS entsteht, vergl. Abbildung 6.4. Eine komplette Umdrehung der Helix umfaßt ca. 10 Leitersprossen.

Die einzelnen Basen, die die Sprossen der Helix-Leiter bilden, und ihr Platz innerhalb der Leiter sind der Schlüssel zur Beantwortung unserer Fragen. Die gesamte DNS enthält nur vier verschiedenen Basen: Adenin (A), Guanin (G), Cytosin (C) und Thymin (T). Jede einzelne Leitersprosse entspricht einem Basenpaar. Dabei ist die Paarung jedoch nicht zufällig. Die beiden Basen müssen wie die Teile eines Puzzlespiels die geeignete Größe und Form haben, damit sich zwischen ihnen eine Wasserstoffbrücke ausbilden kann. Sprossen können sich nur durch eine Kombination von A und T (A-T) oder G und C (G-C) als komplementäre Basenpaare bilden. Alle anderen Kombinationen, wie z.B. A-A, A-G und G-T funktionieren nicht.

Die Replikation der DNS basiert auf diesem Prinzip der komplementären Paare und erfolgt durch Teilung: die beiden Leiterholme separieren sich, wobei die Sprossen in ihrer Mitte, d.h. an der Wasserstoffbrückenbindung, aufgespalten werden, vergl.

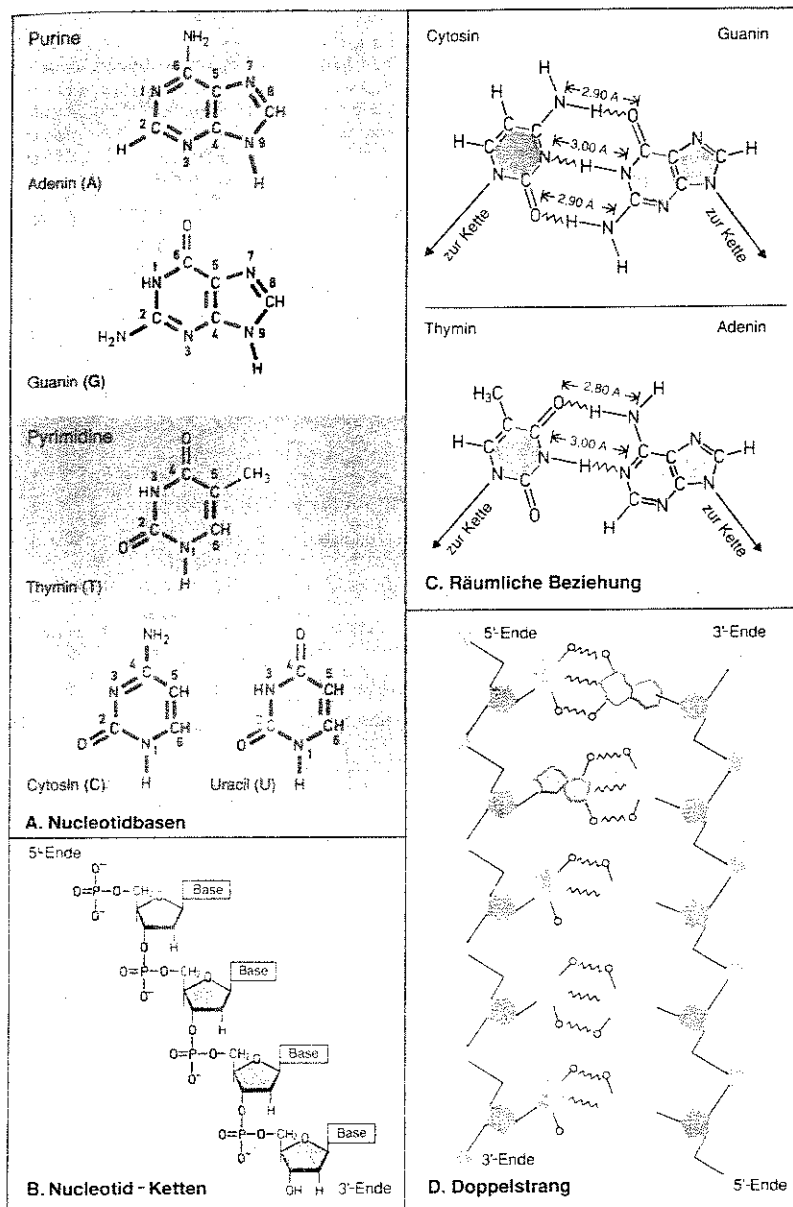


Abbildung 6.3: Struktur der DNS: Links die Nucleotid-Basen und die Nucleotid-Ketten des Einzelstranges, rechts die Ausbildung des Doppelstranges und die Beziehung zwischen den einzelnen Nucleotid-Basen mit den Wasserstoffbrücken, die die beiden Stränge letztendlich verbinden [51].

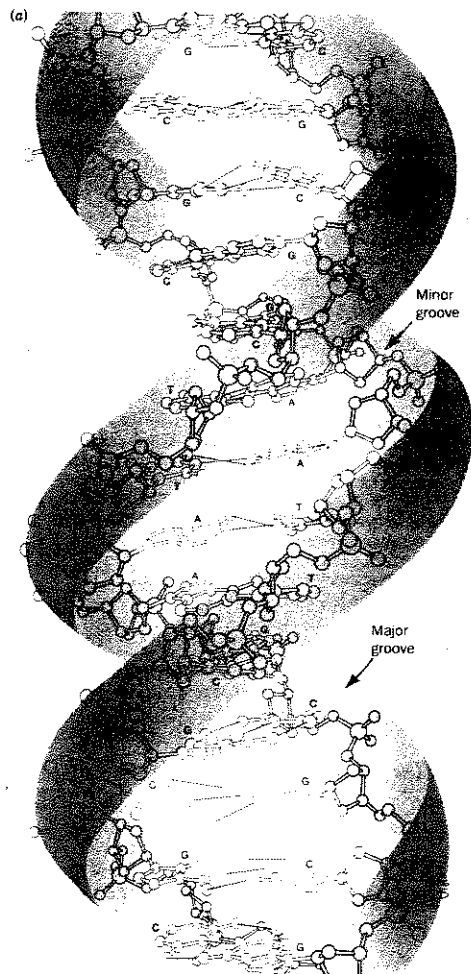


Abbildung 6.4: Räumliche Struktur des DNS-Doppelstranges inklusive der Bindungen zwischen den Nukleotid-Basen eines Leiterholmes und der Bindungen der Nukleotid-basen an den Nukleotid-Strang [72].

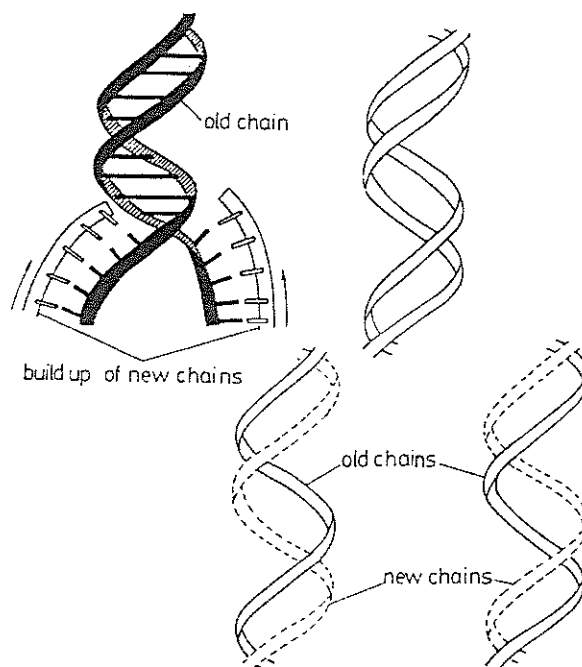


Abbildung 6.5: Replikation der DNS durch Teilung [41].

Abbildung 6.5. Damit ergeben sich zwei lange Stränge, die jeweils nur aus einem Holm und den angelagerten Basen bestehen. Jede dieser beiden Hälften wird nun wieder zu einer vollständigen Leiter ergänzt. Der fehlende Holm macht dabei keine Schwierigkeiten. Es ist immer derselbe Strang aus Desoxyribose und Phosphat. Auch die einzelnen Sprossen sind kein Problem: die Basen sind dadurch vorgegeben, daß zu jeder einzelnen Base nur ein ganz bestimmtes Komplement paßt, d.h. zu jedem A auf dem Einzelstrang muß ein T zugefügt werden, zu jedem C ein G, usw. Auf diese Weise läßt sich durch Teilung des Stranges eine exakte Kopie der DNS herstellen.

Das 'Auslesen' der Information zur Steuerung der Vorgänge in der Zelle erfolgt in ähnlicher Weise: an den DNS-Strang der Zelle lagert sich ein Strang an, der jedoch nicht auf Desoxyribosen aufbaut, sondern auf Ribosen. Diese mRNA (messenger Ribonukleinsäure oder Boten-RNS) enthält dann die für die Synthese von Polypeptiden und Proteinen notwendigen Pläne.

6.1.3 Strahlenempfindlichkeit und Zellzyklus

Die Zellteilungsvorgänge in einem Kollektiv von Zellen, z.B. in einem Organ oder einem Tumor, verlaufen asynchron, d.h. die proliferierenden Zellen befinden sich zufällig über den gesamten Generationszyklus verteilt. Ein Teil der Zellen macht Mitose, ein anderer Teil die G_1 -Phase, wieder ein anderer Teil die S -Phase durch. Als *Wachstumsfraktion* bezeichnet man dabei diejenigen Zellen, die sich nicht in der G_0 -Phase¹⁰ befinden. Von allen Phasen dauert die S -Phase am längsten, die Mitose ist am kürzesten. Die Länge

¹⁰Die G_0 -Phase ist eine Wartephase, in der die Zellen nicht aktiv am Zellzyklus teilnehmen. Diese Phase ist relativ strahlenresistent.

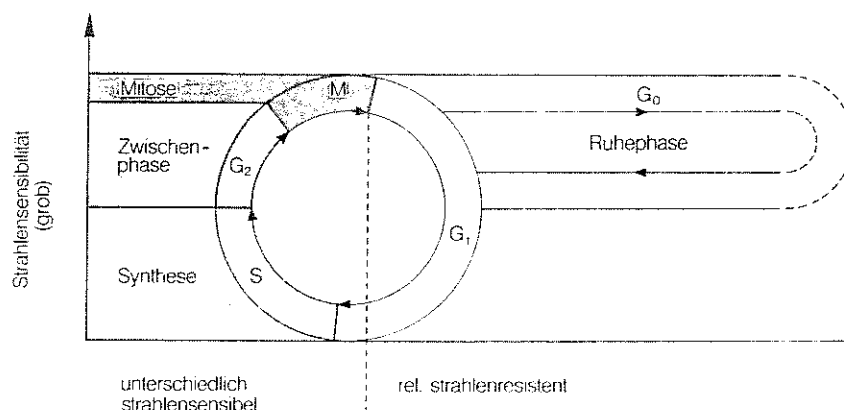


Abbildung 6.6: Strahlensensibilität innerhalb des Zellzyklus [25].

der G_1 -Phase variiert für verschiedene Gewebe beträchtlich, auf ihr Konto gehen die unterschiedlichen Zellebensdauern.

Innerhalb dieses Zyklus zeigen die einzelnen Zellen eine unterschiedliche Strahlensensibilität, vergl. Abbildung 6.6. Befindet sich die Zelle in Ruhe, so ist ihre Strahlensensibilität relativ gering. Am strahlenempfindlichsten sind Zellen, die sich direkt innerhalb der Teilung befinden (Mitose) bzw. solche, in denen die Teilung vorbereitet wird, d.h. Zellen, die sich in der Synthese- oder Zwischenphase befinden. In diesen Phasen liegt die DNS nicht als dichtgepackter dauerhafter Doppelstrang vor, sondern als Einzelstränge, die kopiert und reorganisiert werden. Daher ist eine Reparatur (vergl. Abschnitt 6.4.2) nicht bzw. nicht korrekt möglich.

Die Strahlensensibilität von Zellen wird durch die Dosis-Effektkurven (s.u.) dargestellt, die durch die Bestrahlung von Zellkulturen bestimmt werden. Abbildung 6.7 zeigt das Ergebnis der klassischen Versuche von Sinclair und Morton (1965) für Zellen von chinesischen Hamstern. Die Schulter der Überlebenskurven der M- und G_2 -Zellen ist aufgehoben.

6.2 Zeitlicher Ablauf der Strahlenwirkung

Die energiereiche Strahlung tritt in Wechselwirkung mit der durchstrahlten Materie. Sie überträgt Energie auf die Atome, sie ionisiert Atome und Moleküle, und kann damit insbesondere in komplizierten Molekülen und schließlich auch in Zellen zu weitreichenden Folgen führen. Vier charakteristische Phasen können unterschieden werden, vergl. Abbildung 6.8:

- In der *physikalischen Phase* ist der Primärvorgang die Dosisabsorption. Sie bewirkt Ionisation, Anregung und Erwärmung. Dies erfolgt auf Zeitskalen zwischen 10^{-18} und 10^{-14} s. Die Anregung/Ionisation erfolgt in einem biologisch wichtigen Molekül selbst oder in dessen unmittelbarer Umgebung, z.B. dem Wasser.
- *Physikalisch-chemische Phase*: Die Energieabsorption kann Primärschäden im Molekül (direkte Strahlenwirkung) oder die Bildung von Radikalen, vorwiegend

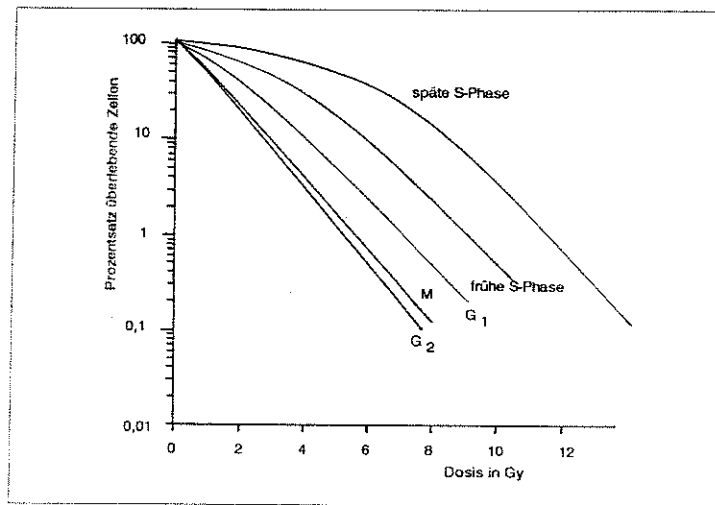


Abbildung 6.7: Dosis-Effektkurven von Zellen in chinesischem Hamster, die sich in verschiedenen Phasen des Zellzyklus befinden [45].

Wasserradikale, bewirken. Diese Radikale können ihrerseits das Molekül schädigen (indirekte Strahlenwirkung). Diese Vorgänge laufen auf Zeitskalen von 10^{-14} bis 10^{-6} s ab.

- Die *biochemische Phase* umfaßt eine Vielzahl chemischer und bio-chemischer Folgeprozesse: Oxidation, Reduktion, Decarboxylierungen, Hydroxylierungen etc. Die Folge dieser Prozesse sind Veränderungen am organischen Molekül. Die Vorgänge laufen auf Zeitskalen von 10^{-6} bis 10^{-2} s ab.
- In der *biologischen Phase* machen sich die Auswirkungen der einzelnen physikalischen und chemischen Prozesse morphologisch bemerkbar und zeigen sich in den Vitalfunktionen des Organismus durch Ausfälle wie Stoffwechselveränderungen, Mutationen und submikroskopische Schäden, Zelltod¹¹, Kanzerogenese bis hin zum Tod des Organismus. Dies kann innerhalb von Sekunden eintreten (akuter Strahlenschaden), aber auch Minuten, Tage, Jahre oder sogar Jahrhunderte¹²

¹¹ Zelltod ist - solange er individuelle Zellen betrifft und nicht große Funktionsbereiche - der wesentlich harmlosere Strahlenschaden als eine Mutation, die zur Kanzerogenese führt. Die einzelnen Zellen können vom Körper relativ leicht ersetzt werden, eine entartete Zelle dagegen kann kaum wieder aus dem Organismus entfernt werden. Flapsige Merkregel: nur eine tote Zelle ist auch eine gute Zelle.

¹² Im Hinblick auf die Lebensspanne eines Menschen erscheint es etwas widersinnig über Zeitskalen von Jahrhunderten zu diskutieren. Aber genau an dieser Stelle zeigt sich eines der generellen Merkmale entarteter Zellen: zwischen der Schädigung und dem Ausbruch einer Krebserkrankung können Jahrzehnte liegen. Dies hat drei Konsequenzen: (a) es ist kaum möglich, einen kausalen Zusammenhang zwischen einer (Strahlen)Schädigung und einer Tumorerkrankung herzustellen, (b) die Rate der Tumorerkrankungen steigt mit dem Lebensalter T wie T^4 [41], so daß sich mit der steigenden Lebenserwartung eine immer größere Zahl typischer 'Alterstumore' gezeigt hat, und (c) ein 'erfolgreich' behandelter Tumor kann bereits mit einer einzelnen entwichenen entarteten Zelle den Kern zu Metastasen gelegt haben, die erst nach Jahren oder Jahrzehnten erkennbar (und biologisch bedeutsam) werden.

Ein Strahlenschaden kann aber auch erst in der folgenden Generation manifest werden: während Körperzellen auf das Individuum beschränkt sind und letztendlich mit diesen Aussterben, besteht bei Schädigungen in den Keimzellen die Möglichkeit, diese Schäden auf die folgende Generation zu verer-

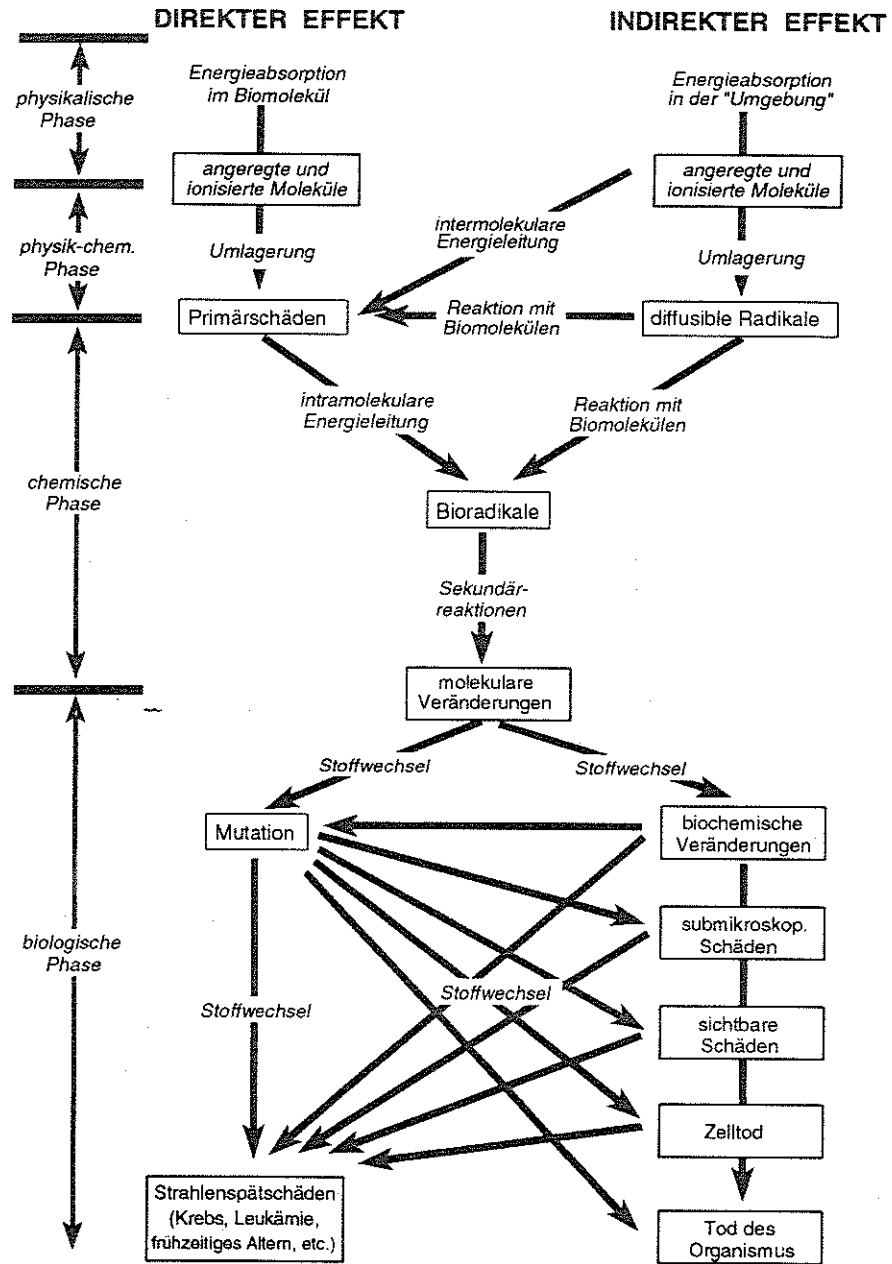


Abbildung 6.8: Zeitlicher Ablauf der biologischen Strahlenwirkung, [24] in [43].

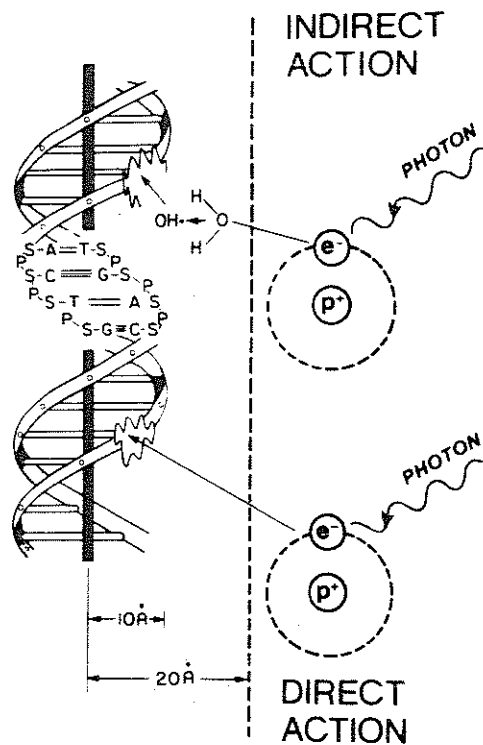


Abbildung 6.9: Direkte Strahlenwirkung durch Wechselwirkung der energiereichen Strahlung mit der DNS. Bei der indirekten Strahlenwirkung erzeugt die ionisierende Strahlung zuerst ein Radikal in der Zelle, das dann die DNS auf chemische Weise angreift [8].

dauern.

6.3 Physikalisch-Chemische Strahlenwirkung

Bei der physikalisch-chemischen Strahlenwirkung unterscheidet man zwischen direkter und indirekter Strahlenwirkung, vergl. Abbildung 6.9.

6.3.1 Direkte Strahlenwirkung

Die Absorption der Strahlungsenergie kann direkt in den einzelnen Biomolekülen, insbesondere in der DNS, erfolgen. Dabei werden ein oder mehrere Bindungselektronen aus einem organischen Molekül herausgeschossen. Dadurch zerbricht das Molekül und verliert seine biologische Funktion. Bei diesem Vorgang spricht man auch von Treffern. Es gibt Ein- oder Mehrtrefferprozesse. Je höher die Strahlendosis, um so mehr

ben, so daß eine Strahlenschädigung nicht am geschädigten Individuum sondern an dessen Nachfahren klinisch manifest wird. Deutlich wurde dies an den Kindern der Hiroshima- und Nagasaki-Opfer; auch bei nach dem Reaktorunfall in der Umgebung von Tschernobyl geborenen Kindern zeigen sich heute erhöhte Raten für Mißbildungen und Tumorerkrankungen.

Treffer entstehen und um so größer ist die Wahrscheinlichkeit für *Mehrtrefferprozesse* (s.u.). Die bedeutsamsten Veränderungen sind Einzel- und Doppelstrangbrüche der DNS. Man schätzt, daß eine Dosis von 1 - 2 Gy zu etwa 1 000 Einzelstrangbrüchen und etwas 40 Doppelstrangbrüchen führt [45].

6.3.2 Indirekte Strahlenwirkung

Die indirekte Strahlenwirkung wird durch die Begriffe 'indirekte Strahlenchemie' und 'Strahlenchemie des Wassers' beschrieben. Da Wasser der Hauptbestandteil des Organismus und der Zelle ist, ist die Ionisation von Wassermolekülen die häufigste Strahlenwirkung. Die organischen Moleküle werden größtenteils indirekt über Bildung von Wasserradikalen ionisiert und verändert. Die beiden Hauptprozesse sind Anregung und Ionisation von Wasser.

Bei der Ionisation zerfällt das Wassermolekül in das Radikal H_2O^+ und ein Elektron e^- . Beide Reaktionsprodukte reagieren sofort mit dem im Überschuß vorhandenen Wasser, wobei sich OH- und H-Radikale bilden. Freiwerdende Elektronen umgeben sich sofort mit einer Wasserhülle, d.h. sie werden hydratisiert. Die zur Ionisation erforderliche Energie beträgt 12.56 eV.

Bei der Anregung zerfällt das Wassermolekül ebenfalls in die beiden Radikale H und OH. Diese Radikale können weiter mit der Zelle reagieren, wobei sie sich durch Rekombination teilweise neutralisieren können. Unter Sauerstoffsättigung können auch Sauerstoffradikale und Peroxyde entstehen, vergl. Abschnitt 6.5.4.

Radikale und Peroxyde sind Zellgifte. Radikale können mit organischen Makromolekülen reagieren. Dabei werden lockere Elektronenbindungen aufgebrochen. Dies führt zu Strukturveränderungen der Moleküle und zu Einzelstrangbrüchen der DNS. Jede Substanz, die im Laborversuch der Lösung eines Biomoleküls zugesetzt die Radikale auffangen kann, erweist sich als Schutzsubstanz. Auch in vivo wirken Moleküle, die bevorzugt mit freien Radikalen reagieren, als Radikalfänger und damit als Schutzsubstanzen.

6.4 Biochemische Strahlenwirkung

Durch die direkte oder indirekte Wirkung ionisierender Strahlung kann es zu einer Vielzahl von Schädigungen der DNS oder anderer Biomoleküle bzw. Zellbausteine kommen. Die wichtigsten Schäden sind die an der DNS, da diese von einer Zelle an alle folgenden Generation weitergegeben wird, während Schäden in anderen Biomolekülen auf die Zelle beschränkt bleiben.

6.4.1 Schädigungen in der DNS

Bruch der Nukleotid-Ketten

Die Nukleotid-Ketten können durch die Spaltung einer Phosphat-Ester-Bindung oder eine Zerstörung der Desoxyribose zerbrechen. Von *Einzelstrangbrüchen* spricht man, wenn nur eine Kette oder eine Sprosse gebrochen ist. Liegen zwei oder mehr Brüche nahe beieinander, so werden die Bruchstücke getrennt, es handelt sich um einen *Doppelstrangbruch*.

Die Dosisabhängigkeit für diese beiden Formen von Brüchen ist unterschiedlich: die Zahl von Einzelstrangbrüchen nimmt mit dem Quadrat der Dosis zu,

die Zahl der Doppelstrangbrüche dagegen steigt linear mit der Dosis. Bei locker ionisierender Strahlung¹³ ist das Verhältnis von Einzel- zu Doppelstrangbrüchen ungefähr 20:1. Dicht ionisierender Strahlung verursacht eine deutlich größere Zahl von Doppelstrangbrüchen.

Veränderung der Nukleinsäure-Basen

Direkte Treffer können Radikale der Basen Thymin oder Guanin induzieren. Bei indirekter Strahlenwirkung schädigen OH-Radikale und e_{aq}^- das DNS-Thymin, OH-Radikale verändern auch das DNS-Guanin. Die Strahlenempfindlichkeit der Basen nimmt ab in der Reihenfolge: Thymin - Cytosin - Adenin - Guanin.

Vernetzung der DNS-Ketten

Vernetzungen der DNS-Ketten können nur bei sehr hohen Strahlendosen auftreten. Hauptsächlich entstehen dabei Verbindungen zwischen Thymin und Thymin oder Cytosin und Cytosin. Dies kann in Mikroorganismen zu einer Blockierung der DNS-Synthese führen. Ob dieser Effekt auch in Säugetieren auftritt, ist ungeklärt.

6.4.2 Reparaturvorgänge

Schäden an der DNS können - zumindest in einem gewissen Rahmen - wieder repariert werden. Verantwortlich ist dafür wieder die geniale Konstruktion der komplementären Basen, die auch für die Replikation der DNS von entscheidender Bedeutung ist. Dadurch lassen sich Einzelstrangbrüche fast immer wieder reparieren. Bei Doppelstrangbrüchen dagegen ist die Reparatur riskanter, häufig ist das Resultat nicht eine Wiederherstellung des Ursprungszustandes sondern eine *Mutation*¹⁴.

Ein Einzelstrangbruch kann auf verschiedene Weisen repariert werden. Die einfachsten Brüche können durch einen einzigen enzymatischen Schritt wiederhergestellt werden (Poly-Nukleotid-Ligase).

Komplizierte Einzelstrangbrüche oder Basenschäden erfordern zur Heilung ein System von aufeinander abgestimmten Schritten, an denen unterschiedliche Enzyme beteiligt sind. Gängigste Vorstellung ist die *Exzisions-Repair (Cut-and-Catch Modell)*. Der Vorgang läuft in vier Stufen ab:

1. die Endonuklease schneidet das schadhafte Stück heraus.
2. die Exonuklease baut die Randbezirke teilweise ab.
3. die DNS-Polymerase synthetisiert nach dem Muster des Komplementärstranges das fehlende Teilstück der gestörten Kette und stellt so die ursprüngliche Basensequenz wieder her.
4. die Ligase verbindet das neue Stück mit dem verbliebenen Strang.

¹³Locker ionisierende Strahlung bedeutet, daß der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ionisation entlang der Teilchenbahn relativ groß ist; die Ionisationen folgen locker aufeinander. Locker ionisierende Strahlung hat daher einen kleinen linearen Energietransfer LET und somit eine geringe relative biologische Wirksamkeit, vergl. Abbildung 7.5.

¹⁴Eine Mutation ist eine bleibende Veränderung genetischen Materials. Punktmutationen entstehen durch Austausch, Verlust oder Einschub eines Basenpaares. Chromosomenmutationen entstehen durch Veränderung der Chromosomenstruktur, bei denen ganze Abschnitte von Chromosomen verloren gehen oder vertauscht werden.

Diese Reparaturmechanismen laufen z.T. sehr schnell ab. Sind sie bis zur nächsten Zellteilung nicht beendet, so werden die Schäden als Mutation an die Tochterzelle weitergegeben. Die meisten Reparaturgänge sind innerhalb von 2 Stunden beendet, um alle möglichen Reparaturen bei komplexeren Schädigungen innerhalb einer Zelle zu bewältigen, werden jedoch mindestens sechs bis acht Stunden benötigt¹⁵.

Deutlich wird die Reparatur, wenn man z.B. Zellkulturen statt in einer Sitzung in zwei oder mehreren Sitzungen (fraktioniert) bei gleicher Gesamtdosis bestrahlt: es überleben mehr Zellen, da sich ein Teil der Zellen im Bestrahlungsintervall vom subletalen Schaden erholen kann (Elkind-Erholung). Untersucht man die Überlebensrate einer Zellkultur zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach einer Strahlenexposition, so wird deutlich, daß sich mit zunehmendem zeitlichen Intervall ein größerer Zellanteil wieder erholt hat. Man spricht von einem potentiell letalen Schaden, der vor allem von Zellen, die sich nicht in der Wachstumsphase befinden, repariert werden kann.

6.4.3 Schäden in anderen Bereichen der Zelle

Schäden in anderen Bereichen der Zelle können zwar für die individuelle Zelle fatal sein, sie haben jedoch den Schaden an der DNS gegenüber den Vorteil, daß sie nicht an die folgenden Generationen weitergegeben werden können.

Zellmembran

Strahlenschäden an der Zellmembran führen zu einer Veränderung der Permeabilität (Durchlässigkeit). Diese Veränderungen werden durch Schäden an den Membranbausteinen (Lipide, Proteine) und durch Veränderungen der Membranpotentiale hervorgerufen. Die gestörten Stoffaustauschvorgänge durch die Zellmembran beeinträchtigen den Stoffwechsel der gesamten Zelle, stören den Wasserhaushalt und die Funktion der Organellen im Zytoplasma. Insgesamt bleibt eine in ihren Vitalfunktionen eingeschränkte Zelle zurück.

Zytoplasma und Zellstoffwechsel

Die wichtigste Strahlenwirkung im Zytoplasma besteht in einer Änderung der Viskosität. Diese entsteht in erster Linie durch Eiweiß-Denaturierung, weiterhin durch Fettablagerungen und durch Bildung von Vakuolen. Die Strahlenschädigung der Enzyme der Atmungskette in den Mitochondrien beeinträchtigt den Energiestoffwechsel direkt. Strahlenschäden der Ribosomen des endoplasmatischen Retikulums führen zu Störungen der Protein-Synthese. Die Fettsäure-Synthese wird durch Strahlenbeeinflussung teilweise erhöht, was im weiteren zur Organverfettung führen kann. Die Stufen des Kohlehydrat-Stoffwechsels dagegen sind weitgehend strahlenresistent.

6.5 Biologische Strahlenwirkung

Eine Bestrahlung kann nach Ablauf der bisher beschriebenen physikalischen, physikalisch-chemischen und bio-chemischen Prozesse verschiedene Konsequenzen haben. Als wichtigste sind zu nennen:

¹⁵Die Zeitskalen der Reparaturvorgänge sind an zwei Stellen von Bedeutung: (a) bei der Ausbildung von Mutationen in bestimmten Zelltypen, vergl. Strahlenempfindlichkeit der unterschiedlichen Gewebe und die Abhängigkeit von der Lebensdauer der Zelle, und (b) bei der zeitlichen Verteilung der Strahlung in der Strahlentherapie (Fraktionierung).

- die Zelle gleicht den Strahlenschaden aus (Reparaturmechanismus), überlebt die Bestrahlung und kann sich weiterhin teilen und fortpflanzen. In diesem Fall tritt kein dauerhafter Schaden auf.
- Die Zelle überlebt die Bestrahlung und teilt sich weiter. Die Reparaturmechanismen waren jedoch nicht gut oder schnell genug, so daß es zu Veränderungen im genetischen Material der Zelle (Mutation) gekommen ist. Die Zelle hat dann andere Eigenschaften als vor der Bestrahlung. Beispiele sind die Auslösung von Tumoren oder Erbkrankheiten bei Bestrahlung.
- Die Zelle stirbt innerhalb weniger Stunden nach der Bestrahlung ab (z.B. durch einen der schon bei den bio-chemischen Auswirkungen beschriebenen Prozeß) und erreicht die nächste Mitose nicht mehr. Einen solchen *Interphase-Tod* kann man z.B. bei Lymphozyten beobachten, die besonders strahlenempfindlich sind. Ursache des Interphase-Todes scheint jedoch weniger die direkte Strahlenwirkung zu sein (bei anderen Körperzellen würden hierzu Dosen oberhalb 100 Gy benötigt) als vielmehr der programmierte Zelltod (Apoptose), der u.a. über p53, ein Tumorsuppressorgen (s.u.), vermittelt wird.
- Die Zelle überlebt zwar die Bestrahlung und ist auch noch zu einer oder mehreren Zellteilungen fähig, stirbt dann aber im Laufe der Zeit ab. Dieses Phänomen bezeichnet man als *reproduktiven Zelltod*. Er ist u.a. dafür verantwortlich, daß ein Tumor während der Bestrahlung nicht sofort schrumpft sondern u.U. weiter wächst und sich erst später, oftmals nach vielen Wochen, zurückbildet.

Den Zusammenhang zwischen der Strahlendosis und den oben beschriebenen Prozessen kann man in Zellkulturen (in vitro) oder an lebenden Organismen (in vivo) untersuchen. Dabei erhält man *Überlebenskurven*, die sogenannten *Dosis-Effekt-Kurven*.

6.5.1 Überlebenskurven (Dosis-Effekt-Kurven)

Die Überlebenskurven beschreiben den Zusammenhang zwischen der Strahlendosis und dem Prozentsatz der überlebenden Zellen. Überlebenskurven werden auch als Dosis-Effekt-Kurven bezeichnet. Sie lassen sich durch Bestrahlung von Zellkulturen experimentell bestimmen. So wird z.B. eine Einzelzellsuspension bestrahlt, eine bestimmte Zahl der Zellen in ein Kulturmedium eingesetzt und der prozentuale Anteil der Zellen bestimmt, die in diesem Milieu Kolonien von mindestens 50 Zellen bilden. Dieser Prozentsatz wird zu dem Prozentsatz der nicht bestrahlten aber sonst gleich behandelten Zellen in Beziehung gesetzt. Es ergibt sich die Überlebenskurve (Surviving Fraction SF).

Abbildung 6.10 zeigt die Dosiswirkungsbeziehung. Im linearen Maßstab ergibt sich eine sigmoidale Schulterkurve, in der halb-logarithmischen Darstellung eine Schulterkurve mit linearem Abfall: sehr kleine Strahlendosen sind mit einer höheren Überlebensrate verbunden als höhere Dosen, da die Zellen im niedrigen Dosisbereich die Strahlenschäden wieder ausgleichen können. Diese Reparaturkapazität der Zellen geht jedoch mit steigender Dosis verloren, und im höheren Dosisbereich ergibt sich ein exponentieller Abfall der Zahl der überlebenden Zellen. Diese Schulterkurven können durch das *Zwei-Komponenten-Modell* oder das *Linear-Quadratische-Modell* beschrieben werden.

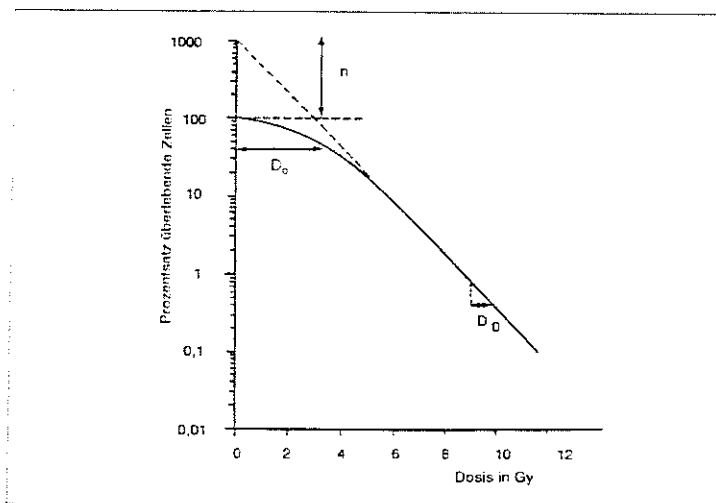


Abbildung 6.10: Dosis-Wirkungs-Beziehung oder Dosis-Effektkurve [45].

6.5.2 Zwei-Komponenten-Modell

Das Zwei-Komponentenmodell basiert auf der Idee, daß die Zerstörung einer Zelle nicht alleine auf einem Treffer in einem einzelnen Angriffspunkt beruht, sondern daß es weitere sensible Angriffspunkte gibt, die alle mindestens einmal getroffen werden müssen, um inaktiviert zu werden.

Für Ein-Angriffspunkt-ein-Treffer-Prozesse ergibt sich, wenn die Überlebensfraktion logarithmisch aufgetragen wird, eine Gerade, deren Steigung D_0 die Dosis darstellt, durch die die Zahl der Überlebenden gerade auf den Faktor $1/e$ reduziert wird. Mit D als der Gesamtdosis entspricht D/D_0 der durchschnittlichen Trefferzahl pro Angriffspunkt. Solche Geraden finden sich z.B. bei der Bestrahlung mit hoch-LET Strahlung.

Bei der zweiten Komponente befinden sich mehrere Angriffspunkte in der Zelle, die alle durch einen Treffer ausgeschaltet werden müssen, damit die Zelle zugrunde geht. Durch Verlängerung des exponentiellen Achsenabschnitts zur Y-Achse, d.h. zur Dosis 0, findet man die Zahl der o.g. sensiblen Angriffspunkte. Wenn man die 100%-Überlebensrate nach rechts bis zum Schnittpunkt mit der eben genannten Geraden zieht, ergibt sich die sogenannte Quasi-Schwellendosis D_q . Die Parameter n und D_q beschreiben das Ausmaß der Schulter.

Beide Komponenten werden addiert, so daß die Schulterkurve im Zwei-Komponenten-Modell durch die folgenden Parameter beschrieben wird:

- mit D_0 wird die Dosis bezeichnet, die im exponentiellen Teil der Kurve die Zahl der Überlebenden jeweils auf $1/e$ verringert. D_0 beschreibt in der halblogarithmischen Darstellung die Steigung der Geraden im proportionalen Bereich.
- Extrapoliert man den linearen Anteil der halblogarithmischen Dosis-Effekt-Kurve zu kleinen Dosen, so gibt der Ordinatenabschnitt die Extrapolationszahl n . Diese beschreibt die Zahl der empfindlichen Bereiche in einer Zelle und charakterisiert die Breite der Schulter.

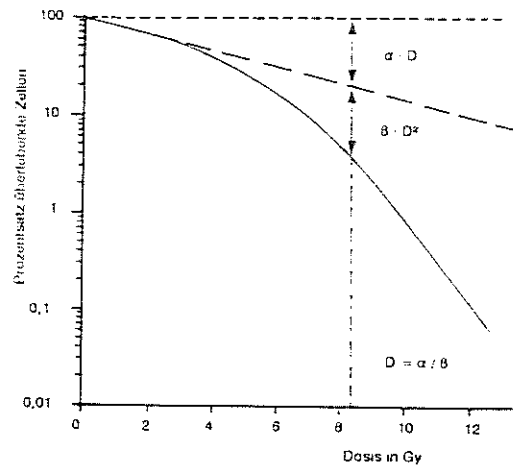


Abbildung 6.11: Linear-Quadratisches Modell der Zellüberlebenskurve: die lineare Komponente α (geringe oder keine Reparatur) und die quadratische Komponente β (höhere Reparaturkapazität) bei der biologischen Strahlenwirkung [45].

- D_q gibt den Schnittpunkt der verlängerten Geraden mit der 100%-Überlebenskurve an und ist ebenfalls ein Maß für die Breite der Schulter.

Diese drei Parameter sind verknüpft über die Beziehung

$$D_q = D_o \cdot \log n. \tag{6.1}$$

Bei Säugetierzellen liegen die D_o -Werte in einem relativ engen Dosisbereich von 0.75 - 1.5 Gy, während die Werte für n und D_q stärker variieren [58].

6.5.3 Linear-Quadratisches Modell: früh und spät reagierende Gewebe

Das linear-quadratische Modell geht davon aus, daß für eine Zellenaktivierung eine lineare Komponente α im Sinne der Ein-Treffer-Theorie (nicht reparabler Schaden) notwendig ist. Zusätzlich ist eine quadratische Komponente b notwendig, die den reparablen Anteil der Treffer beschreibt und für die Schulterbildung verantwortlich ist. Die Überlebenskurve setzt sich dann, wie in Abbildung 6.11 gezeigt, aus zwei Komponenten zusammen: einem linearen Term $\log S = -\alpha D$ und einem quadratischen Term $\log S = -\beta D^2$. Darin sind D die Dosis und S die Überlebensraten. Der β -Term ist ein Kennzeichen locker ionisierender Strahlung, der α -Term ist bei dicht-ionisierender Strahlung auch für niedrige Dosen überwiegend, die Schulter verschwindet. Die Gesamtaufteilung des Strahlenschadens ist gegeben durch

$$\log S = -(\alpha D + \beta D^2). \tag{6.2}$$

Das Verhältnis α/β kennzeichnet die Dosis, bei der die Abtötung im linearen Teil genauso groß ist wie im quadratischen. Mit diesem Quotienten lassen sich Gewebe einteilen in *früh-reagierende* und *spät-reagierende*, vergl. Tabelle 6.2

Früh-reagierende Gewebe haben eine α/β -Quotienten von 8 - 20 Gy. Dies sind Tumore, aber auch schnell reagierende Gewebe wie Schleimhäute, Knochenmark und

früh reagierende Gewebe	α/β	Spät reagierende Gewebe	α/β
Darm	7 - 13	Rückenmark	1.6 - 5
Hautepithel	10	Niere	0.5 - 5
Spermatogonien	13	Lunge	2.5 - 4.5
Knochenmark	9	Leber	14 - 3.5
Plattenepithelkarzinome	25	Haut	2.5 - 4.5

Tabelle 6.2: Früh und spät reagierende Gewebe, unterteilt nach dem linear-quadratischen Modell. Die α/β Werte sind in Gy angegeben [58].

Blutkörperchen	hohe Strahlenempfindlichkeit
Spermien, Eizellen	↓
Haarfollikel	↓
Speicheldrüsen	↓
Talg- und Schweißdrüsen	↓
Magen	↓
Knorpelzellen	↓
Nebeniere	↓
Schilddrüse	↓
Leber	↓
Niere	↓
Bindegewebe	↓
Knorpelgewebe	↓
Muskelzellen	↓
Nervenzellen	geringe Strahlenempfindlichkeit

Tabelle 6.3: Empfindlichkeit der Körperzellen gegenüber Strahlenschäden, nach [43].

Samenepithel. Bei diesen Geweben überwiegt im Kurvenverlauf der lineare Anteil: die Kurve nähert sich einer Geraden mit relativ geringer Reparaturkapazität. Dosisfraktionierung in der Strahlentherapie ist bei früh-reagierenden Geweben von untergeordneter Bedeutung.

Spät reagierende Gewebe haben einen α/β -Wert von 1 - 4 Gy. Dazu gehören Rückenmark, Niere, Lunge, Blase und Haut. Bei diesen Geweben überwiegt der quadratische Term bereits am Anfang der Kurve, die Reparaturkapazität ist höher¹⁶. Bei der Strahlentherapie spielt dies eine große Rolle, da in diesen Geweben durch geeignete Fraktionierung das gesunde Gewebe weitmöglichst geschont werden kann bei gleichzeitiger starker Schädigung der Tumorzellen.

Strahlenempfindlichkeit verschiedener Gewebe

Die Strahlenempfindlichkeit der einzelnen Gewebe ist sehr unterschiedlich. Da die Strahlenempfindlichkeit mit der Fähigkeit der erfolgreichen Reparatur vor der nächsten Zellteilung zusammenhängt, ist sie in einem gewissen Sinne schon durch die Beispiele

¹⁶Letztendlich hängt diese Unterscheidung nur damit zusammen, wie schnell sich die Zellen normalerweise teilen. Je schneller Zellen sich teilen, umso anfälliger sind sie gegenüber Strahlenschäden, da (a) die Zelle vor der nächsten Teilung weniger Chancen zur vollständigen Reparatur hatte und sie (b) für einen großen Teil der Zeit in einer strahlenempfindlichen Phase des Zellzyklus ist.

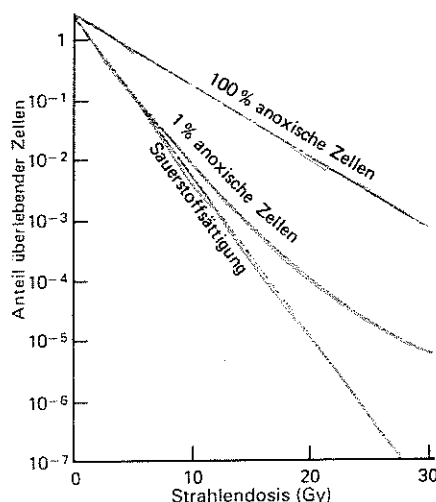


Abbildung 6.12: Sauerstoffeffekt: Bei gleicher Dosis ist die Überlebensrate der Zellen bei Sauerstoffsättigung geringer [58].

in Tabelle 6.2 gegeben. Listet man einmal die gängigen Körperzellen in der Reihenfolge abnehmender Strahlenempfindlichkeit auf, so ergibt sich Tabelle 6.3

6.5.4 Der Sauerstoff-Effekt

Neben der Zellteilungsrate hat auch die Sauerstoffversorgung der Zellen einen Einfluß auf die Strahlenempfindlichkeit. Abbildung 6.12 zeigt diesen Sauerstoffeffekt für locker ionisierende Strahlung (d.h. Strahlung mit kleinem LET): die am besten mit Sauerstoff versorgten Zellen sterben bereits bei wesentlich geringerer Dosis ab. Mit zunehmendem LET nimmt der Sauerstoffeffekt ab, vergl. Abbildung 6.13.

Beide Zusammenhänge lassen sich auf der Basis der physikalischen bzw. chemisch-physikalischen Prozesse verstehen: ist viel Sauerstoff im Gewebe vorhanden, so bilden sich bei Strahlenwirkung Sauerstoff-Radikale und Peroxyde, die starke Schädigungen an Biomolekülen hervorrufen können. Diese werden aber nur dann besonders wirksam, wenn die sonstige Schädigung in der Zelle eher gering ist, d.h. bei kleinem LET. Ist der lineare Energietransfer dagegen groß, so ist die Zelle bereits dadurch schwer geschädigt, der Sauerstoffeffekt würde dann zu einer Art Overkill führen.

Bei der Strahlentherapie ist der Sauerstoffeffekt wichtig, da gesundes Gewebe normalerweise gut mit Sauerstoff versorgt ist, in größeren Tumoren dagegen die Sauerstoffversorgung eher schlecht ist. Damit haben die Tumorzellen den gesunden Zellen gegenüber eine bessere Überlebenschance, die natürlich nicht erwünscht ist. Sauerstoffsättigung auch der Tumorzellen schafft hier Abhilfe.

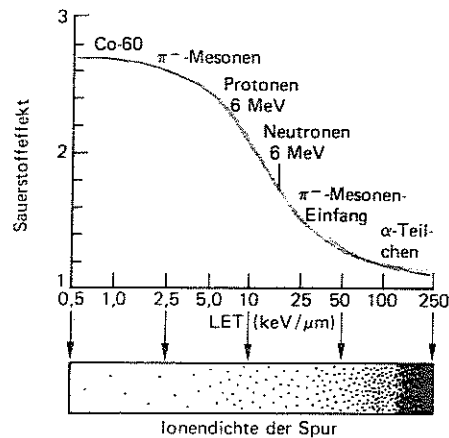


Abbildung 6.13: Abhängigkeit des Sauerstoffeffekts vom linearen Energietransfer (LET): mit steigendem LET nimmt der Sauerstoffeffekt ab [58].

6.5.5 Akute Strahlenkrankheit

Die extremste biologische Folge energiereicher Strahlung ist die akute Strahlenkrankheit¹⁷, oft auch als somatischer Strahlenschaden bezeichnet.

Werden mehr als 30% des Körpers mit mehr als 1 Gy¹⁸ bestrahlt (Reaktorunfall, Atombombenexplosion, Konditionierung für eine Knochenmarktransplantation), kommt es zur akuten Strahlenkrankheit. Dieser Schwellenwert ist für den Menschen typisch und unterscheidet sich von dem bei anderen Säugetieren. Auch bei niedrigen Strahlendosen im Bereich von 0,2 - 0,3 Gy kann es schon zu Veränderungen im Blutbild kommen, ohne daß sich aber ein direkt merkbares Symptom einstellt.

Etwa 5 - 15 min nach der Strahlenexposition treten unspezifische Reaktionen auf, wie Übelkeit, Erbrechen, Schweißausbrüche und Flüssigkeitsverlust. Die weitere Krankheitsentwicklung und die Überlebenswahrscheinlichkeit hängen von der verabreichten Ganzkörperdosis ab, vergl. Tabelle 6.4. Eine Ganzkörperbestrahlung mit Dosen oberhalb 500 Gy führt durch die direkte Schädigung lebenswichtiger Moleküle und Enzyme noch während der Bestrahlung zum Tod, Dosen oberhalb 100 Gy sind für die meisten Zelltypen innerhalb relativ kurzer Zeit letal.

Die Zeitspanne zwischen der Bestrahlung und dem Auftreten von Erbrechen, einem der Hauptsymptome und einem der ersten Symptome der Strahlenkrankheit, liefert eine Faustregel für die Überlebenswahrscheinlichkeit. Beträgt die Zeitspanne weniger als 2 Stunden, so wurde mit einer potentiell tödlichen Dosis bestrahlt. Beträgt die

¹⁷Strahlenkrankheiten werden als akute oder systematische Folge einer Bestrahlung betrachtet. Die genetischen Modifikationen, die im Laufe der Zeit zur Kanzerogenese führen können, werden häufig unter dem Begriff statistische Strahlenfolge subsumiert. Auf die Unterscheidung zwischen diesen beiden Strahlenschäden und die Auswirkungen genetischer Veränderungen wird in Kapitel 12 - Auswirkungen niedriger Dosen - eingegangen werden. Auch in Kapitel 10 - Strahlentherapie - wird im Zusammenhang mit den Belastungen dieser Therapieform auf somatische Schäden eingegangen werden.

¹⁸Die Einheit Gy gibt die im Gewebe absorbierte Energie an (Einheit J/kg). Sie unterscheidet sich von der Äquivalentdosis dadurch, daß die relative biologische Wirksamkeit (vergl. Abschnitt 7.1.3) nicht berücksichtigt wird. Dies ist beim akuten Strahlenschaden nicht notwendig, da dort aufgrund des Overkills die RBW wieder kleiner wird.

Typ	Dosis	Latenzzeit	morphologische Ursache	charakteristisches Krankheitsbild	Tod nach Exposition (ohne Therapie)
Hämatopoetisches S.	> 1 Gy	2 - 3 Wochen	Hypoplasie des Knochenmarks	Erbrechen, Übelkeit, Blutungen, Purpura, Infektionen	20 - 60 Tage
Gastrointestinales S.	> 5 Gy	3 - 5 Tage	Schäden des Darmepithels, Ulzera	Fieber, Durchfall, Erbrechen, Elektrolytverlust, Injektionen	10 - 14 Tage
Zentralnervöses S.	> 20 Gy	0.25 - 3 Stunden	Gefäßveränd., Nekrosen der Neurone, Ödem	Krampfanfälle, Somnolenz, Tremor, Koma	14 - 36 Std.

Tabelle 6.4: Klinik und Verlauf eines akuten Strahlenschadens, nach [58].

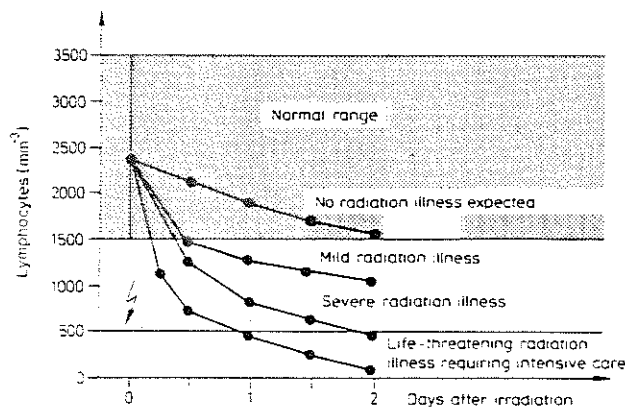


Abbildung 6.14: Abfall der Lymphozytenzahl und Schwere der Strahlenkrankheit [60].

Zeitspanne weniger als 1 Stunde, so wurde eine Dosis appliziert, die über LD50¹⁹ geht. Vergeht eine Zeitspanne von weniger als 30 min, so besteht kaum eine Überlebenschance.

Hämatopoetisches Syndrom, > 1 Gy

Durch Schädigung der sehr strahlenempfindlichen Knochenmarkstammzellen (Vorläuferzellen der Erythrozyten, Leukozyten und Thrombozyten) und der Lymphozyten (diese sind am empfindlichsten gegenüber Bestrahlung) fallen im peripheren Blut alle diese Blutbestandteile ab. Dadurch kommt es zu einer gestörten Immunabwehr, Gewebsblutungen und zu Störungen im Wasser- und Elektrolythaushalt, die zu u.a. Erbrechen und Übelkeit führen. Allerdings bestehen in diesem Stadium der Strahlenkrankheit Möglichkeiten der Therapie: Modellrechnungen haben gezeigt, daß selbst dann, wenn nur 0.8% der Stammzellen des roten Knochenmarks teilungsfähig überlebt ha-

¹⁹LD50: Letale Dosis für 50% der betrachteten Population, bei akuter Strahlenkrankheit wird auch häufig LD_{100/30} angegeben für tödlich für die gesamte Population (100%) in einem Zeitraum von 30 Tagen.

ben, die Gabe von Zytokinen (Substanzen, die die Vermehrung und Ausdifferenzierung von Zellen steuern) eine soweit gehende Erholung des Knochenmarks zur Folge haben kann, daß das blutbildende System nach relativ kurzer Zeit wieder angemessen funktioniert [7]. Gegebenenfalls ist zur Therapie eine Knochenmarkstransplantation zu erwägen. Unterstützende Maßnahmen zur Behandlung der anderen Symptome sind selbstverständlich ebenfalls notwendig. Die Rate, mit der die Lymphozytenzahl abfällt gibt ebenfalls bereits recht früh einen Hinweis auf die Schwere der zu erwartenden Strahlenkrankheit, vergl. Abbildung 6.14.

Gastrointestinales Syndrom > 10 Gy

Zusätzlich zur oben beschriebenen Schädigung des blutbildenden Systems wird die Darmschleimhaut stark geschädigt. Insbesondere im Bereich des Dünndarms ist mit einem vollständigen Zusammenbruch der Schleimhaut zu rechnen. Klinisch zeigt sich dies in Durchfall und Erbrechen, der Bildung von Geschwüren (Ulzeration) im geschädigten Bereich und an seinen Rändern und dem Unvermögen, die Nährstoffe aus der Nahrung aufzunehmen. Durch die gestörte Immunabwehr können sich Darmkeime auf der zerstörten Schleimhaut so stark ausbreiten, daß es zur Sepsis kommt. Therapeutische Maßnahmen sind ähnlich denen beim hämatopoetischen Syndrom, zusätzlich muß der Wasser- und Elektrolythaushalt stark von außen gesteuert werden und für eine Zufuhr von Mineralien und Nährstoffen gesorgt werden. Bei stärkeren Schädigungen im gastrointestinalen Bereich ist eine Heilung nicht mehr möglich, die Therapie ist dann nur noch palliativ²⁰.

Zentralnervöses Syndrom > 20 Gy

Zusätzlich zum hämatopoetischen und gastrointestinalen Syndrom kommt es jetzt zu einer zusätzlichen Schädigung der Nerven und Gliazellen sowie des Gefäßsystems. Schädigungen an den Kapillaren führen zur Bildung eines zentralen Ödems (Wasseransammlung im Gehirn), was zu neurologischen Symptomen führt: Apathie, zentrales Erbrechen, Desorientiertheit, epileptische Anfälle, Krämpfe und Koma. Keine kurative Behandlung mehr möglich.

Anmerkung

Die Anmerkungen zu Therapiemöglichkeiten bei akuter Strahlenkrankheit sind mir etwas schwergefallen. Einerseits würde ich als Betroffene (oder Angehörige eines Betroffenen) sicherlich jeden Hilfsversuch als Strohalm dankbar aufgreifen. Andererseits sehe ich jetzt - als Nichtbetroffene - auch zwei Probleme: (a) das 'akute' Überleben schließt den späteren genetischen Schaden nicht aus und (b) die Therapiemöglichkeiten sind in einem gewissen Sinne leere Versprechungen, die in trügerischer Sicherheit wiegen können: ein einzelnes Strahlenopfer läßt sich auf diese Weise therapieren, aber größere Zahlen bei Katastrophen oder im sogenannten V-Fall?

²⁰Ein schöner medizinischer Ausdruck, der die Tatsache beschreibt, daß man nicht mehr heilen kann, aber dem Patienten die verbleibende Zeit noch möglichst erträglich machen möchte.

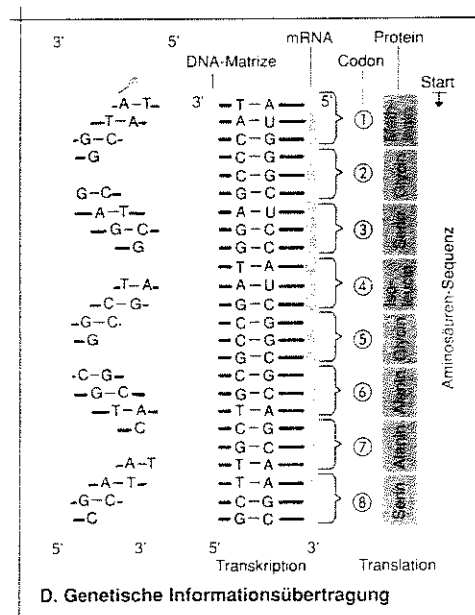


Abbildung 6.15: Übertragung der in der DNS enthaltenen genetischen Information in Aminosäuren, die für das Leben der Zelle wichtige Proteine bilden [51].

6.6 Exkurs: Kanzerogenese

Der Beginn einer Krebserkrankungen in einer Zelle ist zwar ein komplexes, aber reines wissenschaftliches Problem. Es wird erst dann zu einem medizinischen Problem, wenn sich durch die Ansammlung kanzeröser Zellen ein Tumor entwickelt.

Während bei der akuten Strahlenkrankheit das nackte Überleben im Vordergrund steht, ist die häufigste Folge einer Bestrahlung nicht direkt sichtbar: eine Schädigung der DNS. In diesem Abschnitt möchte ich als Ergänzung kurz den Zusammenhang zwischen solchen Schäden und der Ausbildung einer Krebserkrankung darstellen.

6.6.1 Der genetische Code: Onkogene und Anti-Onkogene

Einen entscheidenden Durchbruch zum Verständnis der Kanzerogenese hat die Entdeckung von *Onkogenen*²¹ gebracht. Man kann heute verstehen, wie Veränderungen der DNS durch chemische Substanzen oder durch Strahlung zu einer Aktivierung dieser Onkogene oder einer Inaktivierung von *Anti-Onkogenen*²² und damit zur Ausbildung von Krebs führen. Interessanterweise (oder eher logischerweise?) sind die meisten der von Onkogenen produzierten Proteine in den Bereichen Zellwachstum oder -teilung tätig.

Die gesamte genetische Information ist in der DNS enthalten. Dazu gehören auch die Informationen über die Synthese von Proteinen, die die Zelle zur Funktion benötigt. Eine Sequenz von drei Nukleotidbasen²³ codiert jeweils eine der zwanzig natürlichen

²¹ Onkogene sind Krebs auslösenden Gene, die im menschlichen Erbgut enthalten sind, im Normalfall aber nicht ausgedrückt werden.

²² Gene, die eine überschießende Zellteilung unterbinden. Sie arbeiten den Onkogenen entgegen.

²³ Diese Dreiersequenzen werden als *Codon* bezeichnet. Neben den Aminosäuren sind in einigen dieser Dreierblöcke auch einfach die Start- und Stopsequenzen für ein Protein codiert.

Aminosäuren, die für den Proteinaufbau entscheidend sind, vergl. Abbildung 6.15. Die vollständige Sequenz zur Codierung eines Proteins wird als *Gen*²⁴ bezeichnet. Die DNS enthält neben diesen Teilen, die ein Protein codieren, auch *regulative Sequenzen*, die bestimmen, welche Menge eines Proteins synthetisiert werden sollen, sowie Sequenzen, die den Anfang und das Ende eines Gens markieren. Alle diese 'Zwischenstücke' in der DNS sind für die korrekte Ausbildung des Proteins und damit das ordnungsgemäße funktionieren der Zelle unerlässlich. Zusätzlich gibt es noch Abschnitte in der DNS, die nach heutigem Verständnis als bedeutungslos betrachtet werden. Diese Abschnitte werden als *Intronen* bezeichnet. Innerhalb eines Gens können Exonen, regulative Sequenzen und Intronen in bunter Folge vorkommen.

Die DNS-Doppelstränge sind durch Wasserstoffbrückenbindungen an spezielle Proteine gebunden, die einerseits die äußere Form der DNS steuern und andererseits als blockierende Proteine wirken, die verhindern, daß unnötige oder gar gefährliche Information aus der DNS gelesen und ausgeführt wird. Diese blockierenden Proteine bzw. ihre Zerstörung oder Veränderung spielen eine entscheidende Rolle in der Bildung von Krebs.

6.6.2 Aktivierung eines Onkogens

Nach heutigem Wissensstand ist kein Onkogen in der Lage, in einer anderweitig gesunden Zelle Krebs auszulösen. Andererseits können jedoch schon relativ geringfügige Änderungen in den Nukleotidbasen des Proto-Onkogens oder eine Überproduktion des durch das Onkogen markierten Proteins zur Auslösung von Krebs führen. Höchstwahrscheinlich reichen in den meisten Fällen bereits Punktmutationen, d.h. die Veränderung einer einzigen Nukleotid-Base, zur Aktivierung eines Onkogens (bzw. zu seiner Umwandlung von einem Proto-Onkogen zu einem Onkogen).

Zur Aktivierung eines Onkogens gibt es drei Möglichkeiten:

- **Genetisches Rearrangement:** im einfachsten Fall, d.h. im Fall einer Punktmutation, wird eine Nukleotidbase durch eine andere ersetzt, was zur Synthese eines anderen Proteins²⁵ innerhalb der Aminosäure führt. Die Schädigung findet in diesem Fall in einem DNS-Stückchen statt, das zu einem Exon gehört. Es kann aber auch eine Schädigung in einer regulativen Sequenz vorliegen, die z.B. bestimmt, wie oft hintereinander ein bestimmtes Exon 'ausgeführt' werden muß, um das gewünschte Protein zu synthetisieren.

²⁴Die Teile eines Gens, die die Proteincodierung enthalten, werden als *Exon* bezeichnet.

²⁵Diese veränderten Proteine haben oftmals eine deutlich andere räumliche Struktur, so daß die Reaktionen, die normalerweise mit der umgebenden Biomaterie ausgeführt werden sollen, aus rein 'mechanischen' Gründen nicht mehr möglich sind. Sie können sich diese Situation vielleicht am leichtesten am Beispiel des Proteins Hämoglobin vorstellen, das für den Sauerstofftransport im Blut zuständig ist. Das Hämoglobin selbst ist ein großes, räumlich stark strukturiertes Molekül, dessen sauerstoffbindende Häm-Komplexe im Innern des Proteins in einem Hohlraum liegen. Werden die Aminosäuren, die dieses Protein bilden, nicht korrekt synthetisiert, so könnte der Hohlraum theoretisch zu klein bzw. von außen unzugänglich werden, so daß der Sauerstofftransport behindert wird. Beim Hämoglobin treten solche Veränderungen in der Regel nicht durch Strahlenschäden sondern durch genetische Veranlagung auf. Für die komplexeren Proteine, die an der Immunabwehr beteiligt sind (die Immunoglobuline), scheinen ähnliche Strukturveränderungen im Zusammenhang mit verschiedenen Entartungen von Stammzellen des Knochenmarks aufzutreten. Interessant ist dabei, daß die entartete Zelle selbst sich kaum vermehrt und damit auch keinen festen, 'greifbaren' Tumor ausbildet, sondern lediglich ihre Aufgabe in der Proteinzythese nicht korrekt ausführt. Dieses Muster liegt auch allen Leukämie-artigen Erkrankungen zu Grunde.

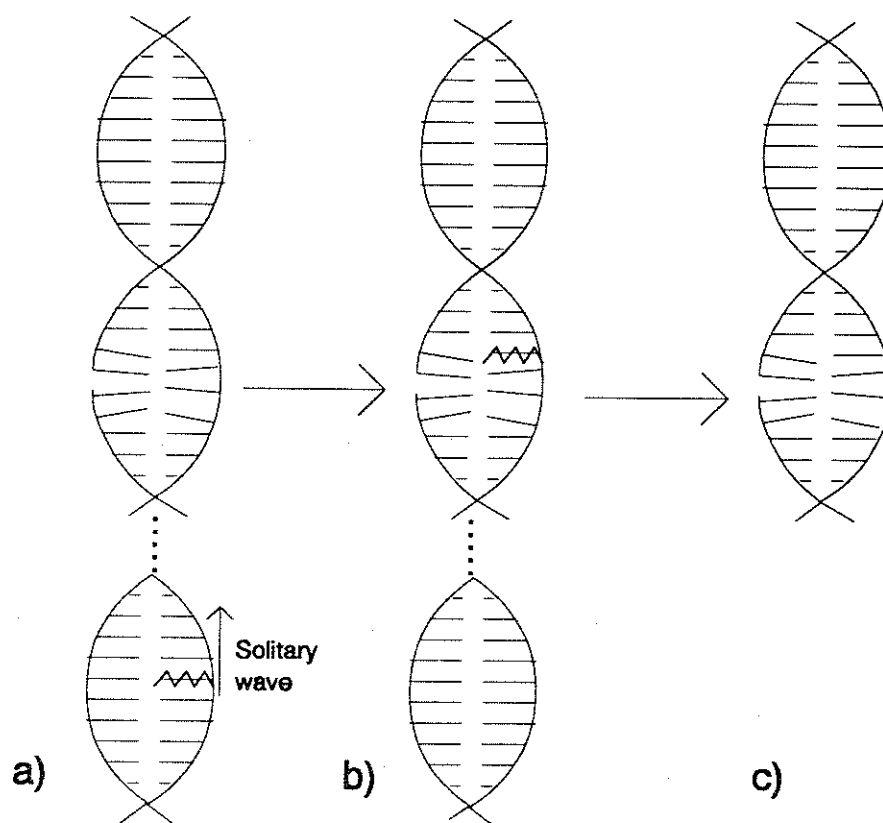


Abbildung 6.16: Aus einem Einzelstrangbruch kann sich ein Doppelstrangbruch entwickeln, wenn die DNS an einer weiter entfernten Stelle durch Energiezufuhr angeregt wird und sich entlang der DNS ein Soliton ausbreitet. An der 'Störstelle' Einzelstrangbruch führt dies zu einem Bruch auch der anderen Nukleotid-Kette [41].

- Überaktivierung eines Gens, d.h. die durch das Gen codierten Proteine werden in wesentlich größerer Zahl produziert als im Normalfall. Die Schädigung/Veränderung findet nicht im 'Bauplan' des Proteins statt, sondern in einer Regeleinheit, die nicht wie im vorangegangenen Beispiel die Ausführung einzelner Codone steuert sondern die des gesamten Gens.
- De-Aktivierung von Genen, die normalerweise eine Überproduktion unterdrücken. Dabei kann es sich um Schädigungen in einem Exon handeln (dann wird das Protein, das die Überproduktion unterdrückt, nicht mehr oder nicht mehr in der korrekten Form hergestellt) oder in einer Regeleinheit (dann kann zwar noch das korrekte Protein synthetisiert werden, aber nicht mehr in der richtigen Menge).

In jüngerer Zeit wurden auch Enzyme wie das p53 entdeckt, die bei Störungen der DNS aktiviert werden und zu einer Ankurbelung der Reparaturmechanismen führen oder bei starker Schädigung den 'Selbstmord' der Zelle einleiten um eine spätere Entartung zu verhindern, vergl. z.B. [78].

6.6.3 Aktivierung oder De-Aktivierung?

Wahrscheinlich ist die De-Aktivierung von Genen, die eine Überproduktion blockieren, der häufigste Faktor bei der Entstehung von Krebs. Von den ungefähr 10^5 Genen, die jede menschliche Zelle enthält, sind nur ungefähr jeweils 5 000 aktiv, für die ca. 5 000 Proteine, die jede Zelle benötigt. Alle anderen Gene müssen unterdrückt werden, d.h. für jedes aktive Gen müssen ungefähr 20 andere unterdrückt sein. Welche der Gene in einer Zelle aktiv sind und welche nicht, entscheidet darüber, ob es sich um eine Haut-, Leber-, Lungen- oder sonstige Zelle handelt. Die größte Zahl dieser 'unbenötigten' Gene wird durch Proteine, die sich an die Gene binden, inaktiviert. Eine Störung dieser Proteine sorgt dann dafür, daß die Zelle entarten kann.

Die Störung der Steuereinheiten, d.h. der Intronen, erfolgt nicht alleine durch Punktmutationen, sondern kann auch durch Translokationen der genetischen Information erfolgen: dabei werden komplette Gene oder aber innerhalb eines Gens Introne oder Exone an andere Positionen innerhalb der DNA bewegt. Auf diese Weise können sowohl die Proteincodierungen als auch die Mengeninformationen jeweils zwar noch korrekt sein, allerdings sind sie einander nicht mehr richtig zugeordnet. Translokation setzt allerdings voraus, daß mindestens ein Doppelstrangbruch vorliegt.

6.6.4 Neues zum Doppelstrangbruch

In früheren Arbeiten hat man die Wahrscheinlichkeit eines Doppelstrangbruches insbesondere bei niedrigen Dosen stets als relativ gering angesehen. Neue Untersuchungen, sowohl experimenteller als auch theoretischer Art, lassen jedoch befürchten, daß Doppelstrangbrüche häufiger sind als bisher vermutet. Doppelstrangbrüche entstehen nicht nur durch zwei relativ schnell²⁶ aufeinanderfolgende Treffer in benachbarten Bereichen der DNS. Ein Doppelstrangbruch kann sich, wie in Abbildung 6.16 dargestellt, auch aus einem Einzelstrangbruch entwickeln. Im Teil a) der Abbildung kann man erkennen, daß die Nukleotid-Basen an der Stelle des Einzelstrangbruches auf beiden Seiten etwas aus ihrer normalen Lage verschoben sind. Ein anderes Teilchen regt die DNS an anderer, entfernter Stelle zu Schwingungen an, die sich als Soliton²⁷ entlang der Doppelhelix ausbreiten. Trifft diese Welle auf die Störstelle 'Einzelstrangbruch', so wird sie absorbiert und die Nukleotid-Kette bricht auf, ein Doppelstrangbruch ist entstanden und die beiden Teile der DNS haben verschiedene Möglichkeiten, sich neu zu verbinden.

6.7 Zusammenfassung

Energiereiche Strahlung kann bei Wechselwirkung mit biologischer Materie zu verschiedenen Arten von Schädigungen führen, die von der Dosis, dem Zelltyp und äußeren Bedingungen, wie z.B. der Sauerstoffsättigung der Zelle abhängen. Abgesehen vom akuten Strahlenschaden bei hohen Dosen ist die Schädigung der DNS der wichtigste biologische Effekt. Zwar hat die Zelle Reparaturmechanismen, die eine Behebung

²⁶Schnell bedeutet hier, daß der erste Treffer noch nicht vollständig repariert ist, wenn der zweite, benachbarte erfolgt. Dadurch haben weder der Reparaturmechanismus des ersten noch der des zweiten Bruches ausreichende Information, um eine korrekte Reparatur auszuführen.

²⁷Solitonen sind langlebige, stabile Wellen, die aus einem Zusammenspiel von Dispersion und Nicht-linearität entstehen [47]. Solitonen im Wasser können in engen Kanälen ebenso beobachtet werden wie im freien Ozean.

des Strahlenschadens ermöglichen, jedoch sind diese Mechanismen bei Doppelstrangbrüchen und sich schnell teilenden Zellen meistens überfordert. Veränderungen in der DNS betreffen nicht die geschädigte Zelle alleine, sondern werden von dieser auch an alle ihre Nachkommen weitergegeben. Schädigungen an der DNS können auf Zeiträumen von Jahren oder Jahrzehnten zur Kanzerogenese führen.

Literatur:

- Glaser, R., 1996: *Biophysik*, UTB-Gustav Fischer, Jena
- Goretzki, G., 1987: *Medizinische Strahlenkunde*, Urban und Schwarzenberg, München
- Ladik, J., and W. Förner, 1994: *The beginnings of cancer in the cell*, Springer, Berlin
- Passarge, E., 1994: *Taschenatlas der Genetik*, Thieme, Stuttgart
- Sauer, R., 1993: *Strahlentherapie und Onkologie*, Urban und Schwarzenberg, München
- Streffer, C., 1969: *Strahlen-Biochemie*, Springer, Berlin
- Voet, D., and J.G. Voet, 1995: *Biochemistry*, Wiley, New York

Kapitel 7

Dosimetrie

Dieses Kapitel stellt Informationen zusammen, die für den praktischen Strahlenschutz und die quantitative Bewertung energiereicher Strahlung notwendig sind. Dazu gehören Dosisbegriffe und Grenzwerte ebenso wie die in der Dosimetrie verwendeten Instrumente.

7.1 Einheiten und Dosisbegriffe

Der Dosisbegriff in der Radiologie ist analog dem in der Pharmakologie definiert als verabreichte Menge pro Gramm Materie. Ziel ist es, die biologische Wirkung der ionisierenden Strahlung zu charakterisieren.

Die biologische Wirkung ionisierender Strahlen hängt u.a. ab von

- der im Gewebe absorbierten Energie,
- der Dichte der Ionisierungsprozesse, und
- modifizierenden Faktoren, wie z.B. der zeitlichen Verteilung der Bestrahlung¹.

Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß sich die Dosis in einem Strahlenfeld räumlich rasch verändern kann. Daher wird die Dosis stets im Bezug auf kleine Raumbereiche bzw. Massenelemente definiert.

Zur Dosis trägt nur der im Körper absorbierte Anteil der energiereichen Strahlung bei. Photonen oder energiereiche Teilchen, die den Körper ohne Wechselwirkung wieder verlassen, tragen nicht zur Dosis bei, vergl. Abbildung 7.1.

Die wichtigsten Dosisbegriffe sind die *Ionendosis*, die *Energiedosis* und die *Äquivalentdosis*. Die Ionendosis ist die am einfachsten meßbare Größe, der aber aus strahlenbiologischer Sicht die geringste Bedeutung zukommt. Die verschiedenen Dosisbegriffe sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

7.1.1 Ionendosis

Die Ionisationsdosimetrie ist die in der Praxis am weitesten verbreitete Meßmethode. Früher wurde dabei die Anzahl der durch die energiereiche Strahlung erzeugten Ladungen eines Vorzeichens pro Gramm Luft bestimmt. Die Einheit der Ionendosis, das

¹Dieser Punkt wird im Zusammenhang mit der Fraktionierung bei der Strahlentherapie noch genauer besprochen werden.

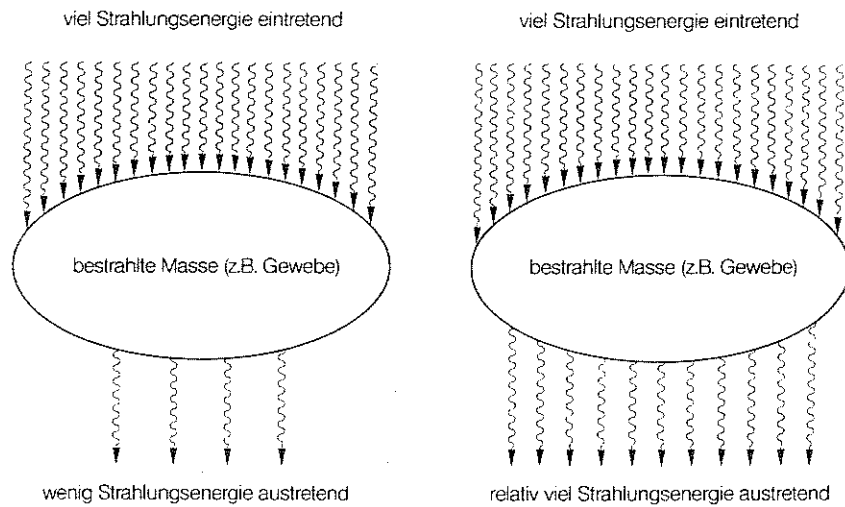


Abbildung 7.1: Energiedosis: Je mehr Strahlungsenergie pro (bestrahlte) Materie absorbiert wird, desto größer ist - selbst bei gleicher auftreffender Strahlungsenergie - die Energiedosis [25].

Größe	Einheit	alte Einheit
Aktivität	A	Bequerel Bq
Ionendosis	J	C/kg
Energiedosis	D	Gray Gy (J/kg)
Äquivalentdosis	H	Sievert Sv (J/kg)
		Curie, 1Ci = $3.7 \cdot 10^{10}$ Bq
		Röntgen, 1R = $2.58 \cdot 10^{-4}$ C/kg
		Rad, 1 rd = 0.01 Gy
		Rem, 1 rem = 0.01 Sv

Tabelle 7.1: Dosisbegriffe und Umrechnungen auf alte Einheiten.

Röntgen, war an diese Meßmethode geknüpft. Heute ist die Einheit der *Ionendosis* als der Quotient aus Ladung und Masse definiert als C/kg.

Da zur Bildung eines Ionenpaares eine bestimmte Energie notwendig ist (vergl. Tabelle 7.7), läßt sich die der Ionendosis entsprechende äquivalente Energiedosis leicht berechnen. Dafür wurde der Begriff KERMA (kinetic energy released in material) eingeführt. Bremsstrahlungsverluste oder andere Verluste als Ionisation werden dabei nicht berücksichtigt.

KERMA ist in der Radiologie, insbesondere im englischsprachigen Raum - eine vielverwendete Einheit. KERMA in Luft hat sich als Nachfolgeeinheit der Ionendosis durchgesetzt. In Luft wird zur Bildung eines Ionenpaares eine Energie von 33.85 eV benötigt, (vergl. Tabelle 7.7). Die Ionendosis (gemessen in Röntgen) läßt sich dann in Luftkerma umrechnen gemäß $1R = 8.73 \cdot 10^{-3}Gy$.

7.1.2 Energiedosis

Anstelle von KERMA wird heute der Begriff der *Energiedosis* verwendet. Die Energiedosis ist definiert als die absorbierte Energie pro Masseneinheit.

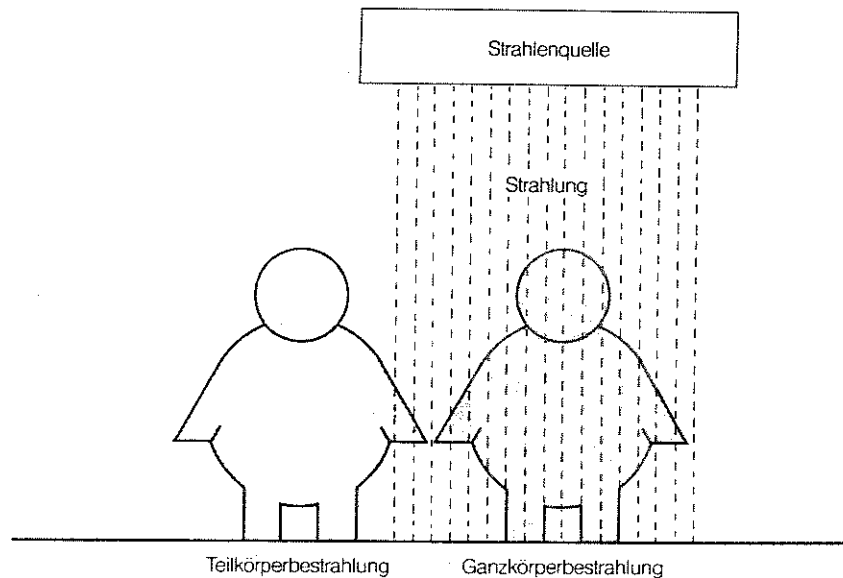


Abbildung 7.2: Beide Figuren erhalten die gleiche Strahlendosis, wenn die pro Gramm bestrahlten Gewebes absorbierte Strahlenenergie gleich groß ist. So könnten beide Personen in der Abbildung eine Energiedosis von 1 Gy erhalten, im linken Fall als *Teilkörperdosis*, im rechten als *Ganzkörperdosis*. Trotz gleicher Dosisangabe sind die Auswirkungen auf die beiden Personen völlig unterschiedlich [25].

Die Energiedosis ist, von Ausnahmen (Kalorimetrie) abgesehen, nicht direkt meßbar. Sie wird aus der Energiedosis in Luft, die über die Ionendosis und KERMA meßbar ist, unter Berücksichtigung der Absorptionskoeffizienten für die verschiedenen Materialien berechnet. Diese Proportionalitätskonstante, auch als *Dosisumrechnungsfaktor* K bezeichnet, ist von der Materialsorte und der Art und Energie der einfallenden Strahlung abhängig. Bei biologischer Materie kann er sich gerade im Bereich geringer Energien für die verschiedenen Körpergewebe erheblich unterscheiden, vergl. Abbildung 8.2².

Cave: Die Angabe, eine Dosis von 1 Gy sei appliziert worden, sagt alleine noch nichts über die Strahlenwirkung aus. 1 Gy kann als *Teilkörperbestrahlung* appliziert werden, z.B. auf 1 Gramm der Fingerspitze, oder als *Ganzkörperbestrahlung*, vergl. Abbildung 7.2. In letzterem Fall hätte jedes Gramm Gewebe des gesamten Körpers eine Strahlenbelastung von 1 Gy erhalten. Die gesamte absorbierte Strahlenmenge unterscheidet sich in beiden Fällen erheblich, ebenso wie die biologische Wirkung. Daher muß bei einer Strahlenbelastung nicht nur die Dosis angegeben werden, sondern auch deren räumliche Verteilung. Umgekehrt lassen sich Teildosen bei Teilkörperbestrahlung auch nicht einfach addieren: Summation ist nur dann zulässig, wenn die Dosis im gleichen Gebiet abgegeben wurde, sonst gelten die Einzeldosen! In Abbildung 7.3 wurde im linken Teilbild eine Dosis von 1 cGy verabreicht, im rechten Teilbild eine von 2 cGy.

²Diese Unterschiede im Bereich von Photonenenergien bis 200 keV bilden die Grundlage der Röntgendiagnostik, vergl. Kapitel 8. Die vergleichbaren Absorptionen der verschiedenen Gewebe bei höheren Photonenenergien geben gleichzeitig auch eine Obergrenze für die Energie der Röntgenphotonen.

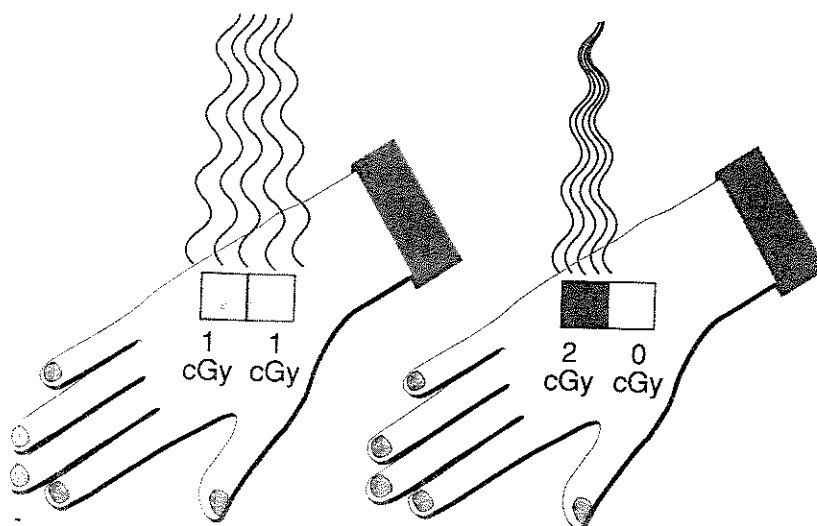


Abbildung 7.3: $1 \text{ cGy} + 1 \text{ cGy}$ ist nur dann gleich 2 cGy , wenn die Dosis im gleichen Gebiet abgegeben wurde [79].

7.1.3 Äquivalentdosis und relative biologische Wirksamkeit

Bei gleicher Energiedosis und Dosisverteilung können die Auswirkungen ionisierender Strahlung in Abhängigkeit von der Strahlenart sehr unterschiedlich sein. Für die biologische Auswirkung einer Strahlenexposition ist weniger die Energiedosis von Bedeutung als vielmehr die Äquivalentdosis H , angegeben in Sievert³ Sv. Die Äquivalentdosis ergibt sich aus der Energiedosis unter Berücksichtigung eines Qualitätsfaktors q zu

$$H = q \cdot D. \quad (7.1)$$

Die Äquivalentdosis ist die Dosis, die bei der Festlegung von Grenzwerten im Strahlenschutz betrachtet wird!!

Der Qualitätsfaktor q wird als relative biologische Wirksamkeit RBW bezeichnet. Er ist festgelegt im Bezug auf die Strahlenschädigung, die Röntgenstrahlung hervorruft: die RBW ist

$$\text{RBW} = \frac{D_x}{D} \quad (7.2)$$

mit D als der Dosis der interessierenden Strahlung, die eine bestimmte biologische Wirkung hervorruft, und D_x als der Dosis Röntgenstrahlung, die benötigt wird, um die gleiche Wirkung hervorzurufen.

Für die RBW werden in vielen Büchern einfache Standardwerte angeboten. Im neuen Gerthsen [73] finden sich z.B. die in Tabelle 7.2 gegebenen Qualitätsfaktoren. Wenn Sie in ein anderes Buch gucken, werden Sie andere Werte finden, insbesondere bei den α -Teilchen noch den alten Qualitätsfaktor von 20, und bei den Neutronen sehr unterschiedliche Werte, die bis zu 30 gehen können.

Auf den ersten Blick sind diese Unterschiede beunruhigend: was bedeutet ein Grenzwert in der Strahlenschutzverordnung, wenn man die Dosis aufgrund des in-

³Die Einheiten Sv und Gy entsprechen einander bei einem Qualitätsfaktor q von 1.

Strahlungsart	RBW [Sv/Gy]
Röntgen - und γ -Strahlung	1
β -Strahlung	1
schnelle Neutronen	10
langsame Neutronen	5
α -Teilchen	10
schwere Rückstoßkerne	20

Tabelle 7.2: Qualitätsfaktoren für verschiedene Typen von Strahlung, aus [73].

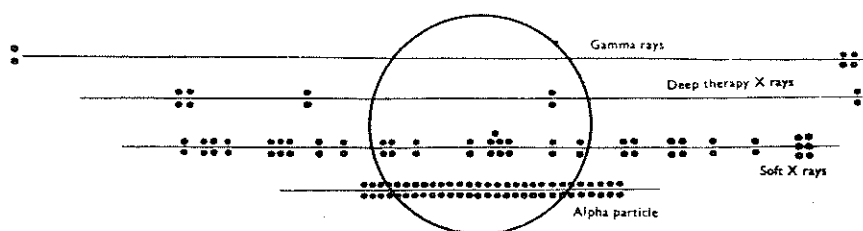


Abbildung 7.4: Ionisationsdichte entlang der Teilchenspuren für verschiedene Strahlungsarten [8]. Der Kreis entspricht einem Durchmesser von einem 27 millionstel eines mm und markiert die relevante räumliche Skala für Doppelstrangbrüche.

konsistent definierten Qualitätsfaktors nicht richtig bestimmen kann? Als erstes: der Qualitätsfaktor ist eine Definitionssache, er kann sich daher mit der Zeit ändern (vergl. auch Abbildung 7.5), was einen Teil der Unterschiede zwischen verschiedenen Tabellen erklärt. Trotzdem hat der Qualitätsfaktor eine physikalisch-chemisch-biologische Basis, kann also nicht beliebig manipuliert werden. Und zweitens kann es so etwas wie einen universellen Qualitätsfaktor für α -Teilchen gar nicht geben.

Im vorangegangenen Kapitel haben wir gesehen, daß eine der wichtigsten biologischen Wirkungen energiereicher Strahlung Schäden an der DNS sind. Einzelstrangbrüche können dabei relativ gut und sicher repariert werden, Doppelstrangbrüche hingegen nicht. Strahlung, die einen Doppelstrangbruch erzeugen kann, hat also eine größere biologische Wirksamkeit als Strahlung, die nur einen Einzelstrangbruch erzeugt. Außer der Dosis der einfallenden Strahlung ist für einen Doppelstrangbruch auch die räumliche Ionisationsdichte entscheidend: ist der Energieverlust (linearer Energie-Transfer LET, für energiereiche Teilchen gegeben durch die Bethe-Bloch-Beziehung 5.15) groß, so folgen die Ionisationen entlang der Teilchenspuren dicht aufeinander. Betrachtet man natürliche radioaktive Strahler oder gängige medizinische Geräte, so läßt sich die Dichte der Ionisationsspuren mit der typischen räumlichen Skala für Doppelstrangbrüche vergleichen, siehe Abbildung 7.4. Man erkennt deutlich, daß für α -Teilchen die Ionisationsdichte sehr groß ist und damit auch die RBW. Harte elektromagnetische Strahlung hinterläßt wesentlich geringere Ionisationsdichten, die mit abnehmender Photonenenergie zunehmen.

Aus der Bethe-Bloch-Beziehung können wir erkennen, daß der lineare Energietransfer eine Funktion der Teilchenenergie ist. Für α -Teilchen aus natürlichen Strahlern ist der LET groß, mit zunehmender α -Energie nimmt der LET jedoch ab und steigt erst zum Ende der Reichweite, eben wenn die Energie bereits deutlich geringer geworden

Energie [MeV]	LET [keV/ μm]		
	Elektronen	Protonen	α -Teilchen
0.0001	55.2		
0.001	7.48		
0.01	0.98		
0.1	0.152		
1.	0.060	13.9	182
2.		7.60	101
4.		4.12	55.4
6.		2.87	38.9
8.		2.23	30.1
10.		1.83	24.7

Tabelle 7.3: Linearer Energietransfer LET in Standardgewebe in Abhängigkeit von der Teilchensorte und -energie, nach [18].

ist, wieder an (Bragg-Peak). Der LET hängt also nicht nur von der Art der Strahlung sondern auch von ihrer Energie ab. Typische LETs in Standardgewebe⁴ sind in Tabelle 7.3 gegeben.

Der Qualitätsfaktor wird in Abhängigkeit vom LET definiert. Abbildung 7.5 zeigt die alten (1987, gestrichelte Kurve) und neuen (1991, durchgezogene Kurve) Definitionen nach den Richtlinien der International Commission on Radiation Protection ICRP. Für kleinen LET (unterhalb 10 keV/ μm) ist der Qualitätsfaktor gleich 1. Seinen Maximalwert von 30 erreicht der Qualitätsfaktor bei einem LET von 100 keV/ μm (z.B. α -Teilchen mit einer Energie von 2 MeV, vergl. Tabelle 7.3). Steigt der LET weiter, so wird der Qualitätsfaktor wieder geringer. Dieses Abfallen der RBW bei hohen LETs ist in früheren Richtlinien nicht berücksichtigt, dort war der Qualitätsfaktor selbst bei sehr hohen LETs konstant. Das Abknicken wird als Overkill erklärt: zwar steigt mit zunehmendem LET die Wahrscheinlichkeit des Doppelstrangbruches, jedoch ist ab einem bestimmten LET die Schädigung der DNS und der gesamten Zelle bereits so groß, daß die Zelle abstirbt. Damit ist sie im Hinblick auf stochastische Schäden (d.h. die Möglichkeit der Ausbildung von Krebs in späteren Jahren) jedoch bedeutungslos. Mit dieser Argumentation können Sie auch verstehen, warum in Abschnitt 6.5.4 bei den akuten Strahlenschäden nur die Energiedosis, nicht jedoch die Äquivalentdosis angegeben wurden; entsprechendes gilt auch in der Strahlentherapie.

7.1.4 Effektive Äquivalentdosis

Um eine homogene Bestrahlung (Ganzkörperbestrahlung) und eine Teilkörperbestrahlung hinsichtlich ihres Risikos vergleichen zu können, wurde das Konzept der effektiven Äquivalentdosis eingeführt. Die effektive Äquivalentdosis H_{eff} ist die Summe der Produkte sämtlicher Organdosen H_T , jeweils multipliziert mit einem dimensionslosen Wichtungsfaktor (vergl. Tabelle 7.4):

$$H_{eff} = \sum_T w_T \cdot H_t. \quad (7.3)$$

⁴Das ist ein homogenes Gewebe, dessen Absorptionseigenschaften an den gewichteten Mittelwert über menschliches Gewebe angepaßt sind.

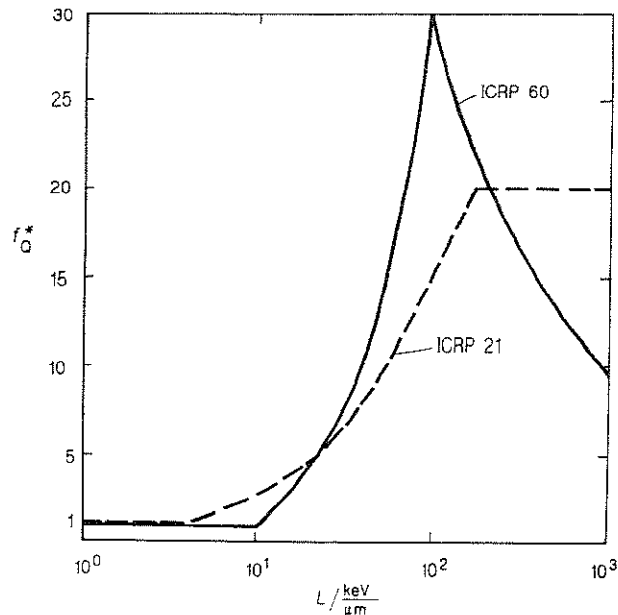


Abbildung 7.5: Qualitätsfaktor in Abhängigkeit vom linearen Energietransfer nach älteren (gestrichelt, von 1987) und neueren (durchgezogen, 1991) Richtlinien der internationalen Strahlenschutzorganisation ICRP [18].

Der Wichtungsfaktor w_T ist abgeleitet aus dem Wahrscheinlichkeitsgrad für maligne Entartungen, wie sie bei den Überlebenden von Hiroshima und Nagasaki festgestellt wurden. Die Wichtungsfaktoren haben sich im Laufe der Zeit verändert aufgrund von (a) besseren Diagnosemöglichkeiten, (b) den langen Zeiskalen zwischen Bestrahlung und klinisch nachweisbarem Strahlenschaden und (c) verbesserten Abschätzungen zur Strahlenexposition. Dies geht auch in die jeweils neuen Anpassungen der RBW in Abhängigkeit vom LET ein.

In die Organgewichtungsfaktoren geht neben der Geometrie (relative Größe des Organs) auch die Strahlenempfindlichkeit des speziellen Gewebes ein (vergl. Diskussion in Kapitel 6). Daher haben die Keimdrüsen bei sehr kleiner Größe aber hoher Strahlenempfindlichkeit einen hohen Wichtungsfaktor während die räumlich große Haut aufgrund der geringen Empfindlichkeit nur einen geringen Gewichtungsfaktor hat. Unempfindliche Organe wie das Gehirn (was ja auch nicht gerade klein ist), werden unter 'Rest' noch hinter Dünndarm, Thymus etc. aufgeführt.

7.1.5 Weitere Dosisbegriffe

Es gibt noch eine Vielzahl weiterer Dosisbegriffe, die im internationalen Gebrauch einheitlich festgelegt sind. Die meisten dieser Begriffe werden in der Strahlentherapie benötigt und beziehen sich auf die Dosis an einem gewissen Punkt im zu bestrahlenden Volumen.

- Die *Einfalldosis* ist die Dosis, die im Zentralstrahl im Abstand Fokus-Haut in Luft (fiktive Größe, der Detektor steht da, wo normalerweise der Patient

Organ	w_T (ICRP, 1987)	w_T (ICRP, 1991)
Keimdrüsen	0.25	0.20
rotes Knochenmark	0.12	0.12
Dickdarm	-	0.12
Lunge	0.12	0.12
Magen	-	0.12
Blase	-	0.05
Brust	0.15	0.05
Leber	-	0.05
Speiseröhre	-	0.05
Schilddrüse	0.03	0.05
Haut	-	0.01
Knochenoberfläche	0.03	0.01
Rest	0.30	0.05

Tabelle 7.4: Organwichtungsfaktoren w_T zur Bestimmung der effektiven Äquivalentdosis nach Richtlinien der Internationalen Strahlenschutzkommission ICRP. Die starke Änderung bei 'Rest' ergibt sich daraus, daß früher manche Organe (Dickdarm, Magen, ..), die teilweise sogar recht strahlenempfindlich sind, nicht separat berücksichtigt wurden.

beginnen sollte) und im Elektronengleichgewicht gemessen wird.

- Die *Dosisleistung* ist Dosis pro Zeiteinheit.
- Die *Kenndosisleistung* ist die Energiedosisleistung von Röntgen- und γ -Strahlen in der Achse des Nutzstrahlbündels im Abstand von 100 cm von der Strahlquelle bei einer Feldgröße von 200 cm².
- Die *Streuzusatzdosis* ist die zusätzliche, durch Streuung in der durchstrahlten Materie entstehende Dosis, die sich zur Direktstrahlung addiert.
- Die *Oberflächendosis* ist der auf der Hautoberfläche der Strahleintrittsseite wirksame Dosisbetrag. Sie setzt sich aus Einfall- und Streuzusatzdosis zusammen.
- Die *Maximaldosis* D_{max} ist die höchste Dosis im durchstrahlten Volumen. Die Maximaldosis liegt in einem einzigen Punkt *hot spot*: bei einem Stehfeld auf der Haut (bei Hochvolttherapie aufgrund des Aufbaueffektes unter der Haut), bei Mehrfelder- oder Bewegungsbestrahlung irgendwo im oder außerhalb des Zielvolumens. Das Auftreten eines 'hot spot' in gesundem Gewebe ist durch geeignete Bestrahlungsplanung zu vermeiden.
- Die *Herddosis* oder *Zielvolumendosis* ist die Dosis im Zielvolumen. Die Herddosis ist entweder in einem bestimmten Punkt zu berechnen oder auf einer das Zielvolumen umschließenden Isodose. Letztere gibt die minimale Dosis im Volumen.
- Die *Referenzdosis* D_{ref} bezeichnet die an einem festgesetzten Punkt, dem Referenzpunkt, gemessene Dosis. Meist liegt der Referenzpunkt im Zielvolumen. Die Isodosen und die Maximaldosis werden in der Regel auf diesen Punkt (=100%) bezogen.

- Die *Isodosenlinien* bestimmen im durchstrahlten Objekt alle Punkte mit gleicher Dosis. Isodosenkurven stellen Schnitte durch das Strahlenbündel dar und verlaufen meist symmetrisch zum Zentralstrahl. Isodosenlinien werden entweder in Prozent der Referenzdosis angegeben (z.B. 90%-Isodose) oder mit einem absoluten Dosiswert bezeichnet (z.B. 55 Gy-Isodose).
- Die *Tiefendosisverteilung* ist die Dosisverteilung entlang des Nutzstrahlbündels. Relative Tiefendosiskurven bezeichnen das Verhältnis der Tiefendosis zum Dosismaximum in Prozent. Die relative Tiefendosis ist ein Relativwert einer normierten Tiefendosisverteilung.
- Die *Austrittsdosis* ist die an der Körperaustrittseite noch wirksame Dosis. Sie nimmt mit steigender Strahlenergie zu und kann u.U. die Oberflächendosis übersteigen.
- Die *Raumdos* oder *Integraldos* bezeichnet die Summe der gesamten in den einzelnen Raumelementen des durchstrahlten Volumens absorbierten Energiebeiträge. Die Integraldos ist im physikalischen Sinne keine Dosis sondern eine Energie.
- Die *Herdraumdos* ist die Integraldos im Herd (Zielvolumen, Target). Sie ist das Produkt aus Masse und Energiedosis. Als relative Herdraumdos bezeichnet man das Verhältnis aus der im Herd deponierten Energie zur gesamten, auf Herd und gesundes Gewebe übertragenen Energie in Prozent. Je höher die relative Herdraumdos ist, um so stärker ist die Belastung des Zielvolumens und die Entlastung des gesunden Volumens. In der Bestrahlungsplanung wird daher ein möglichst großer Wert für die maximale Herdraumdos angestrebt.

7.1.6 Grenzwerte

Die Strahlenschutzverordnung legt Grenzwerte für die Strahlenbelastung fest. Der Strahlenschutzverordnung unterliegen alle Anlagen, in denen energiereiche Strahlung künstlich erzeugt wird oder in denen mit natürlicher energiereicher Strahlung in einer Dosis höher als der in der normalen Umgebung⁵ umgegangen wird. Unterschieden wird zwischen verschiedenen räumlichen Bereichen in diesen Anlagen sowie zwischen verschiedenen Personengruppen.

In der Strahlenschutzverordnung werden für verschiedene strahlenexponierte Personengruppen⁶ Grenzwerte der in einem Berufsjahr akkumulierten Äquivalentdos festgelegt (vergl. Tabelle 7.5):

- für *beruflich strahlenexponierte Personen der Kategorie A* beträgt die höchstzulässige, in einem Berufsjahr akkumulierte Strahldosis 50 mSv. Für *Personen, die im Kontrollbereich arbeiten*, beträgt die maximale akkumulierte Äquivalentdos 10 mSv. In diesem Bereich darf die Ionendosisleistung den Wert

⁵Das ist nicht ganz korrekt. Für jeden natürlichen Strahler ist eine Freigrenze der Aktivität definiert, bis zu der der Umgang nicht meldepflichtig ist und daher auch nicht beaufsichtigt wird. Diese Freigrenzen sind in der Strahlenschutzverordnung festgelegt. Neben den Freigrenzen für den Umgang mit radioaktiven Substanzen gibt es auch Freigrenzen für ihre Abgabe in Luft, Wasser und Boden.

⁶In einer Einrichtung, in der mit Substanzen mit Aktivitäten oberhalb der Freigrenze umgegangen wird, müssen beruflich mit diesen Strahlern umgehende Personen in verschiedene Kategorien eingeteilt werden, entsprechend der in einem Arbeitsjahr (2 000 Arbeitsstunden) absorbierten Äquivalentdos.

Strahlenschutzbereich	Dosisleistung	berufl. strahlenexp. Personen
Sperrbereich	> 3 mSv/h	Kategorie A
Kontrollbereich	> 15 mSv/a	Kategorie A
Überwachungsbereich		
- innerbetrieblich	> 5 mSv/a	Kategorie B
- außerbetrieblich	> 0.3 mSv/a	-

Tabelle 7.5: Zuordnung der Strahlenschutzbereiche zu Dosisleistungen.

0.5 mR/h (entsprechend einer Äquivalentdosis von $5 \mu\text{Sv/h}$) im Mittel nicht überschreiten. Innerhalb des Kontrollbereiches liegt der *Sperrbereich*. Die Iondosisleistung kann im Sperrbereich 300 mR/h (entsprechend einer Äquivalentdosis von 3 mSv/h) überschreiten. Der Sperrbereich ist nicht zum Aufenthalt geeignet und darf nur kurzzeitig von Personen der Strahlenschutzkategorie A betreten werden. Umgang mit den dort befindlichen Substanzen sollte möglichst über Manipulatoren erfolgen.

- für *beruflich strahlenexponierte Personen der Kategorie B*, die in der Regel im innerbetrieblichen Kontrollbereich tätig sind, darf die Äquivalentdosisleistung größer als 5 mSv/Berufsjahr sein und muß kleiner als 15 mSv/Berufsjahr sein.
- außerhalb des innerbetrieblichen Überwachungsbereiches befindet sich der *außerbetriebliche Überwachungsbereich*. Dort können Äquivalentdosisleistungen zwischen 0.3 mSv/Jahr und 0.5 mSv/Jahr auftreten. Das Tragen eines Dosimeters oder einer Filmplakette ist in diesem Bereich nicht erforderlich.

7.2 Instrumente zum Nachweis energiereicher Strahlung

Zum Nachweis energiereicher Strahlung steht eine Vielzahl von Instrumenten zur Verfügung. Diese lassen sich nach verschiedenen Kriterien unterscheiden:

- Art der Strahlung (elektromagnetische, geladene energiereiche Teilchen, ungeladene Teilchen, leichte oder schwere Kerne).
- Energie der Strahlung (z.B. natürliche radioaktive Strahlung, energiereiche Teilchen in einem Beschleuniger, kosmische Strahlung).
- Auflösungsvermögen:
 - Energieauflösung, d.h. welche Energieunterschiede können noch aufgelöst werden?, läßt sich ein Energiespektrum aufnehmen?;
 - räumliche Auflösung: läßt sich die Einfallsrichtung der Strahlung reproduzieren oder wird über die gesamte Strahlung integriert, egal aus welcher Richtung sie einfällt.
 - ist die Teilchenbahn vermeßbar oder wird nur der Teilcheneinfall registriert?

Effekt	Instrumententyp	Detektor
elektrisch	Ionisationskammer	Gas
	Proportionalzähler	Gas
	Geiger-Zähler	Gas
	Halbleiter-Zähler	Halbleiter
chemisch	Film	photographische Emulsion
	chem. Dosimeter	Flüssigkeit oder feste Substanz
Licht	Cerenkov-Zähler	Kristall oder Flüssigkeit
	Szintillationszähler	Kristall oder Flüssigkeit
Thermolumineszenz	Thermolumineszenz-D.	Kristall
Wärme	Kalorimeter	Flüssigkeit oder feste Substanz

Tabelle 7.6: Strahlungseffekte, die im Nachweis und der Messung energiereicher Strahlung verwendet werden, nach [12].

- Totzeit (zeitliche Auflösung): wie lange dauert es, bis der Detektor das nächste Signal verarbeiten kann? Lange Totzeiten erlauben es nicht, hohe Aktivitäten zu messen.
- Ansprechschwelle: was ist die Minimalenergie bzw. der minimale LET den die Strahlung haben muß, damit der Detektor anspricht?
- Nachweiswahrscheinlichkeit: ein Detektor registriert nicht zwingend jedes Teilchen. Soll der Detektor z.B. Röntgenstrahlung beim CT oder bei konventionellen Röntgenaufnahmen aufzeichnen, so sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit groß sein, da sonst zur Verringerung der statistischen Fehler zu hohe Dosen verwendet werden müssen.
- Auswertbarkeit: wie lassen sich die Signale am Detektor ‘ablesen’ und auswerten (automatisch, ‘Handarbeit’). Sind Realtime-Messungen möglich oder muß der Detektor nach Strahlenexposition erst ‘bearbeitet’ werden, bevor die Informationen zugänglich sind (z.B. Festkörperspurdetektoren).
- arbeitet der Detektor ständig oder ist er ‘triggerbar’?

Unter Berücksichtigung dieser Anforderungen lassen sich unterschiedliche Typen von Instrumenten entwickeln. Das Skript wird sich auf Instrumente beschränken, die in dem Energiebereich messen, der für den Strahlenschutz relevant ist. Eine Möglichkeit, diese Instrumente zu klassifizieren, besteht darin, daß man sie nach den von der Strahlung ausgelösten Effekten in der Materie klassifiziert, vergl. Tabelle 7.6.

7.2.1 Gasgefüllte Teilchendetektoren

Ein gasgefüllter Teilchendetektor besteht aus einem gasgefüllten Raum und zwei Elektroden (eine ist das Gehäuse, die andere ist ein Draht entlang der Zentralachse, vergl. Abbildung 7.6). Zwischen diesen Elektroden liegt eine variable Spannung an. Ist ein derartiger Detektor ionisierender Strahlung ausgesetzt, so ändert sich die Leitfähigkeit des Gases in der Kammer. Die zur Bildung eines Ionenpaares benötigten Energien von α - und β -Strahlern sind für verschiedene Gase in Tabelle 7.7 gegeben.

Ist die Zeitkonstante RC des Detektorkreises wesentlich größer als die zur Sammlung aller beim Durchgang eines Teilchens entstehender Ionenpaare benötigte Zeit, so

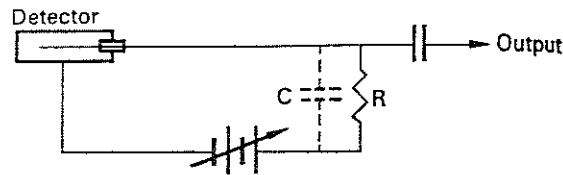


Abbildung 7.6: Schaltkreis für einen gasgefüllten Detektor [12]. Die Kapazität C beinhaltet alle Kapazitäten des Schaltkreises.

	E_β [eV]	E_α [eV]
He	42.3	42.7
Ne	36.6	36.8
Ar	(26.4)	36.8
Kr	24.2	24.1
H ₂	36.3	36.3
N ₂	35.0	36.6
O ₂	30.9	32.5
Air	33.7	

Tabelle 7.7: Mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in verschiedenen Gasen, nach [64]. Als α -Strahler wurde ^{210}Po angenommen (mit einer α -Energie von 6 MeV). Die Energie zur Erzeugung von Ionenpaaren in Festkörpern beträgt nur ungefähr 1/10 dieser Werte [67].

ergibt sich ein Spannungspuls der Größe

$$V = \frac{Q}{C}. \quad (7.4)$$

Darin ist Q die gesamte gesammelte Ladung. Dieser Spannungsimpuls läuft innerhalb von einigen $10 \mu\text{s}$ auf seinen Maximalwert V . Ein derartig langer Impuls macht die Unterscheidung schnell aufeinanderfolgender Spannungspulse schwierig. Daher macht man die Zeitkonstante des Detektorkreises kleiner, so daß sich ein zwar niedrigerer, dafür aber auch wesentlich schmalerer Spannungsimpuls ergibt. So können auch relativ schnell aufeinanderfolgende Pulse getrennt werden.

Das Ausgangssignal eines Gaszählers hängt von der angelegten Spannung ab, mit der die Ionenpaare aufgesammelt werden, vergl. Abbildung 7.7. Man unterscheidet die Bereiche Ionisationskammer, Proportionalzähler und Geiger-Zähler.

Ionisationskammer

Im Bereich relativ kleiner Spannungen⁷ ist die Zahl der an der Anode gesammelten Elektronen gleich der Zahl der vom einfallenden Teilchen erzeugten Ionenpaare. Die

⁷ Kleine Spannung bedeutet hier, daß die Spannung zwar groß genug ist, um alle ionisierten Teilchen an die Elektroden zu ziehen, aber andererseits nicht so groß ist, daß die Ionen nennenswert beschleunigt werden und in den Elektroden Sekundäreffekte machen. Aufgrund der fehlenden Sekundäreffekte werden nur die primär erzeugten Elektronen und Ionen gezählt, der Gasverstärkungsfaktor beträgt 1.

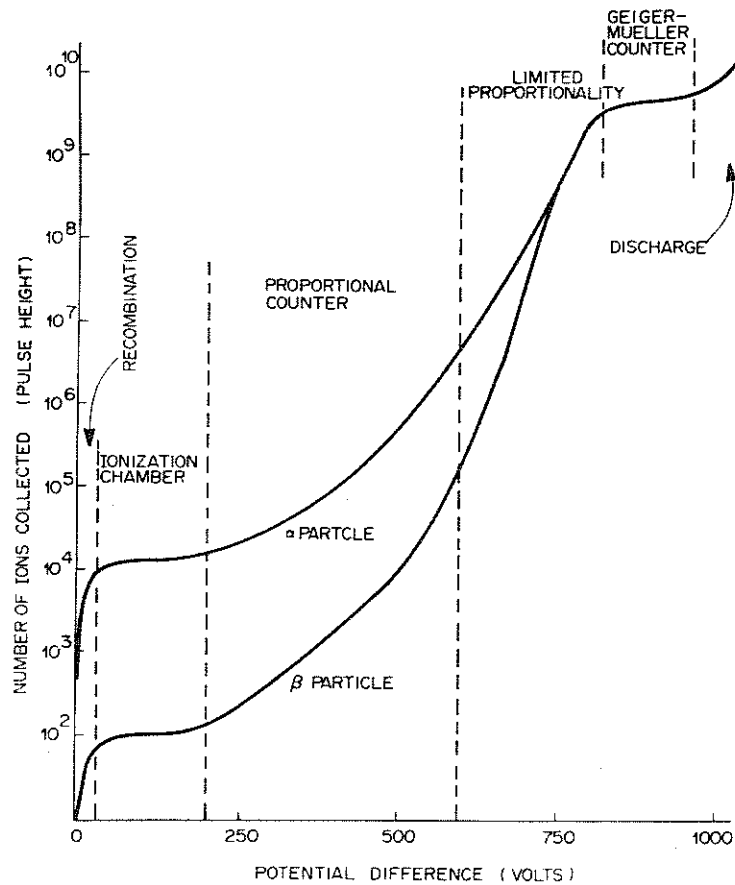


Abbildung 7.7: Größe des Ausgangsimpulses eines Gaszählers in Abhängigkeit von der angelegten Betriebsspannung. Es ergeben sich die Bereiche Rekombinationsbereich, Ionisationskammer, Proportionalzähler, Geiger-Zähler und anschließend Dauerentladung. Im Rekombinationsbereich und Dauerentladungsbereich sind keine sinnvollen Messungen möglich. Zwischen dem Proportionalbereich und dem Geiger-Bereich liegt ein Bereich der eingeschränkten Proportionalität, in dem ebenfalls keine sinnvollen Messungen durchgeführt werden können [70].

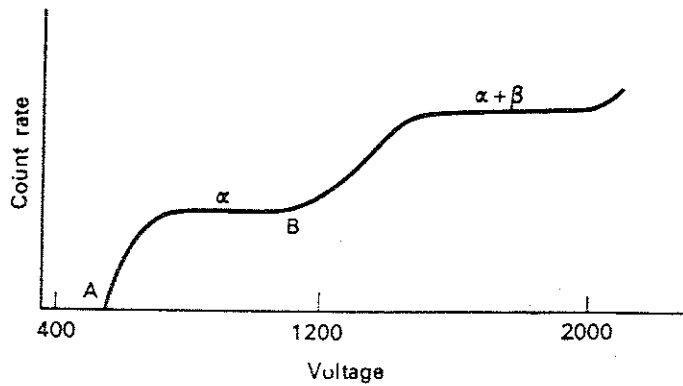


Abbildung 7.8: Zählraten von α -Teilchen und $\alpha + \beta$ -Teilchen als Funktion der Betriebsspannung in einem Proportionalzähler [12].

Höhe des Ausgangsimpulses hängt daher nicht von der angelegten Spannung ab sondern nur von den Eigenschaften des einfallenden Teilchens, nämlich der Zahl der von ihm erzeugten Ionisationen.

In der Ionisationskammer läßt sich zwischen α - und β -Teilchen unterscheiden (daher die beiden Kurven in Abbildung 7.7): ein α -Teilchen erzeugt in einer Ionisationskammer ungefähr 10^5 Ionenpaare, entsprechend einer Ladungsmenge von $1.6 \cdot 10^{-14} \text{C}$. Mit einer Kapazität von 10 pF ergibt sich ein Spannungspuls von $1.6 \cdot 10^{-3} \text{V}$. Ein β -Teilchen produziert aufgrund seines wesentlich kleineren LET (vergl. Abbildung 7.4) nur ca. 1000 Ionenpaare, entsprechend einem Spannungsimpuls von $1.6 \cdot 10^{-5} \text{V}$. Setzt man eine Schwelle fest (Diskriminator), die nur Pulse oberhalb einer bestimmten Spannung zählt, so läßt sich zwischen α - und β -Strahlung unterscheiden.

Proportionalzähler

Ein Nachteil der Ionisationskammer sind die relativ kleinen Ausgangsimpulse, die entweder eine recht große Verstärkung oder eine große Empfindlichkeit des Diskriminators erforderlich machen. Im Proportionalzähler verwendet man höhere Spannungen als bei der Ionisationskammer, so daß sich ein Gasverstärkungsfaktor größer 1 ergibt, da durch Stöße Sekundärelektronen⁸ erzeugt werden. Die Spannung ist so zu wählen, daß eine Vervielfachung der Ionen (Lawineneffekt) nur in der Nähe der Primärionisation stattfindet und sich nicht entlang der Kathode ausbreitet.

Der Proportionalzähler erlaubt eine Unterscheidung zwischen α - und β -Strahlung. Abbildung 7.8 zeigt dazu die Abhängigkeit der Zählraten für α -Teilchen und die Summe aus α - und β -Teilchen in Abhängigkeit von der Spannung. Man erkennt jeweils zwei Plateaus, in denen die Zählrate für α -Teilchen bzw. α - und β -Teilchen zusammen unabhängig von der angelegten Spannung ist. Die Zählrate der β -Teilchen ergibt sich als die Differenz dieser beiden Raten.

⁸Die Zahl der Elektronen an der Anode ist es, die das Ausgangssignal bestimmen. Die Ionen werden nur abgesaugt, ihr Signal wird jedoch nicht ausgewertet.

Materie	Dichte [g/cm ³]	λ_{max} [Å]	rel. Puls- höhe	Zerfallszeit [μs]
NaI(Tl)	3.67	4100	210	0.25
CsI(Tl)	4.51	blau	55	1.1
KI(Tl)	3.13	4100	50	1.0
Anthrazen	1.25	4400	100	0.032
Trans-Stilbene	1.16	4100	60	0.0064
- Plastik		3350 - 4500	28 - 48	0.003 - 0.005
- flüssig		3350 - 4500	27 - 49	0.002 - 0.008
p-Therphenyl	1.23	4000	40	0.005

Tabelle 7.8: Szintillatormaterialien mit ihren Eigenschaften. Die relativen Pulshöhen geben einen Hinweis auf die Empfindlichkeit der Szintillatormaterialien, die Zerfallskonstanten geben einen Hinweis darauf, nach welcher Zeit das nächste Teilchen bzw. Quant registriert werden könnte.

Geiger-Zähler

Bei sehr hohen Spannungen geht der Gaszähler in den Zustand eines Geiger-Zählers, wobei eine Unterscheidung zwischen α - und β -Strahlung nicht mehr möglich ist. Hier werden Elektronen und Ionen so stark beschleunigt, daß Elektronen große Zahlen von Sekundärelektronen erzeugen und Ionen einen Lawineneffekt über den gesamten Zähler auslösen. Dadurch ist die Größe des Spannungsimpulses unabhängig von der Art des einfallenden Teilchens. Allerdings haben die hohen Ausgangsimpulse (ca. 1/4 V) den Vorteil, daß keine weitere Verstärkung des Ausgangssignals benötigt wird. Der Geiger-Zähler hat, ebenso wie der Proportionalzähler, einen Betriebsbereich, in dem die Zählrate nahezu unabhängig von der angelegten Betriebsspannung ist.

7.2.2 Szintillationszähler

In einem Szintillationszähler wird die kinetische Energie des einfallenden Teilchens in einen Lichtblitz umgewandelt. Szintillationszähler waren die ersten Zähler, die man zur Messung radioaktiver Strahlung verwendete⁹. Szintillationszähler werden zum Nachweis von γ -Strahlung und β s geringer Energie verwendet. Diese werden im Geiger- oder Proportionalzähler nur mit sehr geringer Effizienz nachgewiesen, da die geringe β -Energie noch innerhalb des Zählers absorbiert wird (Selbstabsorption). In einem Szintillationszähler kann man dieses Problem durch die Verwendung eines flüssigen Szintillationsmittels überkommen. Diese Flüssigkeitsszintillatoren haben Nachweiswahrscheinlichkeiten, die dicht bei 100%¹⁰ liegen. Sie finden gerade in der Biochemie bei der Messung von ¹⁴C und ³H relativ weite Anwendung. Tabelle 7.8 listet einige typische Szintillatormaterialien mit ihren Eigenschaften auf.

Da die Intensität des Lichtblitzes im Szintillator proportional der Energie des das Licht erzeugenden γ -Quants ist, lassen sich Szintillationszähler zur γ -Spektroskopie verwenden¹¹, vergl. z.B. [1, 66]. Die Gammaspektroskopie erlaubt es, nicht nur die

⁹Rutherford hat in seinem berühmten Streuexperiment die α -Teilchen mit einem Zinksulfid-Kristall nachgewiesen, mußte dabei allerdings die Lichtblitze noch 'mit dem Auge' auszählen.

¹⁰Die normalen gasgefüllten Detektoren haben für γ -Quanten eine Nachweiswahrscheinlichkeit von größenordnungsmäßig 1%.

¹¹Mit einem geeigneten Detektor(material) können Szintillationszähler auch zur Spektroskopie von

Stoff	n	Stoff	n
Wasser	1.340	Benzen	1.523
Ethanol	1.3470	Bleiglas	1.700
Quarzglas	1.467	Luft	1.000295
PMMA	1.510	Kohlendioxid	1.000421

Tabelle 7.9: Materialien für Cerenkov-Zähler mit Brechzahlen, nach [66].

Gammaquanten nachzuweisen, sondern durch die Bestimmung ihrer Energien das Isotop zu identifizieren, von dem sie emittiert wurden.

Der in der Gammaspektroskopie am häufigsten verwendete Detektor ist ein Natriumjodid-Kristall mit Thallium-Aktivatoren (NaI(Tl)), der optisch mit einem Photomultiplier verbunden ist. Die 'Verunreinigung' Thallium macht in der Kristallstruktur ungefähr 0.2% aus; sie soll die Absorption des Lumineszenzlichtes durch den Kristall vermeiden. Das im Kristall entstehende Licht fällt auf eine Photokathode. Die dort ausgelösten Elektronen werden in einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV, Photovervielfacher, Photomultiplier) verstärkt. Ihre Zahl ist proportional der Zahl der einfallenden Lichtblitze und damit der vom Photon im Kristall abgegebenen Energie.

Der Szintillationszähler gehört zu den am häufigsten angewendeten Strahlungsdetektoren. Besondere Vorteile sind seine hohe Nachweiseffizienz und die gute Zeitauflösung¹² In der Nuklearmedizin (vergl. Kapitel 9) dienen NaI(Tl)-Szintillatoren zur bildlichen Darstellung der Intensitätsverteilung applizierter Radiopharmaka (Szintiscanner, Gammakamera). Große Bedeutung haben Szintillationsdetektoren in der Röntgen-Computertomographie und der Positronen-Tomographie. Neben NaJ(Tl) werden zunehmend auch BGO-, CsF und CdWO₄-Szintillatoren verwendet.

Cerenkov-Zähler

Ein anderer Typ von 'Lichtzähler' ist der Cerenkov-Zähler. In einem dielektrischen Medium erzeugen energiereiche geladene Teilchen - wenn ihre Geschwindigkeit v größer ist als die Phasengeschwindigkeit c/n des Lichts in diesem Medium - elektromagnetische Stoßwellen (Cerenkov-Strahlung). Der Winkel θ zwischen der Wellennormale und der Flugrichtung des Teilchens wird durch die Teilchengeschwindigkeit und den Brechungsindex n des Mediums bestimmt:

$$\cos \theta = \frac{c}{vn} = \frac{1}{\beta n}. \quad (7.5)$$

Die beim Teilchendurchgang durch einen Cerenkov-Zähler entstehenden Lichtblitze können wieder mit einem Photovervielfacher nachgewiesen werden. Als Substanzen eignen sich alle optisch durchsichtigen Stoffe, die zwischen 300 und 400 nm nicht absorbieren und im längerwelligen Bereich (> 300 nm) keine Lumineszenz aufweisen. Damit Szintillatoren auch für Teilchen mit mittleren Energien eingesetzt werden

α - und β -Strahlung verwendet werden.

¹²Die Szintillatormaterialien werden so ausgewählt, daß die Abklingkonstante des Fluoreszenzlichtes möglichst kurz ist und seine Wellenlänge in einem Bereich liegt, in dem die Photokathode des angeschlossenen Sekundärelektronenvervielfachers besonders empfindlich ist. Durch geeignete Wahl des Szintillatormaterials lassen sich Zeitauflösungen bis hinab in den Bereich von Bruchteilen von ns erreichen.

können, sollten Stoffe mit hohem Brechungsindex verwendet werden. Tabelle 7.9 gibt eine Übersicht.

Wird der Emissionswinkel θ bestimmt, so lassen sich mit dem Cerenkov-Zähler auch Teilchengeschwindigkeiten messen.

7.2.3 Thermolumineszenz-Detektoren

Thermolumineszenz-Detektoren gehören ebenso wie die Szintillations- und Cerenkov-Zähler zu den Anregungsdetektoren. Im Unterschied zu den vorgenannten wird in den Thermolumineszenzdetektoren ein Teil der Anregungsenergie über lange Zeiten gespeichert; erst durch Erwärmung wird dieses Lumineszenzlicht freigesetzt. Thermolumineszenzdetektoren integrieren also die einfallende Strahlung über einen gewissen Zeitraum auf. Sie sind daher zur Dosimetrie geeignet, nicht jedoch zur Untersuchung individueller Teilchen. Das beim Auslesen emittierte Licht ist ein Maß für die Energiedosis. Thermolumineszenzdetektoren werden vielfach in der Personendosimetrie eingesetzt; eine hinreichende Kristallgröße ist ein Stäbchen von 1 mm Durchmesser und 5 mm Länge, so daß Dosimetrie praktisch punktgenau betrieben werden kann (Fingerring-Dosimeter).

Das Prinzip eines Thermolumineszenzdetektors wird im Bändermodell des Festkörpers erklärt: zwischen dem Leitungs- und Valenzband befinden sich diskrete Energieniveaus von Haftstellen H (Elektronenakzeptoren) und Aktivatoren A (Elektronendonatoren). Durch Einwirkung energiereicher Strahlung werden Elektronen aus dem Valenzband oder den Aktivatorniveaus auf das Leitungsband gehoben. Ein im Valenzband entstehendes Defektelektron fängt ein Elektron aus einem Aktivatorniveau ein. Die in das Leitungsband verbrachten Elektronen können sich frei bewegen oder unter Aussendung von Lumineszenzlicht in ein unbesetztes Aktivatorniveau übergehen. Für die Thermolumineszenz sind die Elektronen wichtig, die aus dem Leitungsband in Haftstellen übergehen. Diese Elektronen verweilen in den Haftstellen, sie werden erst durch die Erwärmung herausgehoben und rekombinieren dann unter Aussendung von Thermolumineszenzlicht mit den Defektelektronen in den Aktivatorniveaus.

7.2.4 Festkörperspurdetektoren

Als Festkörperspurdetektoren werden anorganische Kristalle oder Gläser verwendet oder Hochpolymere (Plastikdetektoren). Diese Detektoren zeigen eine ähnliche Reaktion wie menschliches Gewebe: bei der Abbremsung schwerer geladener Teilchen entsteht eine Spur strahlengeschädigten Materials, vergl. Abbildung 7.9. Diese Spuren haben einen Durchmesser von ca. 10 nm und können unter dem Elektronenmikroskop direkt sichtbar gemacht werden. Alternativ können sie durch Ätzen erweitert und unter dem Lichtmikroskop sichtbar gemacht werden. Aus den Merkmalen der Spur (Durchmesser, Länge, Öffnungswinkel) können Energie, Energieverlust und Richtung der einfallenden Teilchen bestimmt werden. Aus der Dichte der Spuren lassen sich Teilchenfluß und Energiedosis bestimmen.

Festkörperspurdetektoren haben Nachweisschwellen: ist die Schädigung nicht ausreichend groß, so wird das durchgehende Teilchen nicht nachgewiesen. Ob eine nachweisbare Spur entsteht oder nicht, hängt direkt von der Zahl der pro Wegelement entlang der Spur erzeugten Ionen ab: zur Spurbildung muß ein minimaler LET überschritten werden. Daher werden bevorzugt schwere Teilchen nachgewiesen.

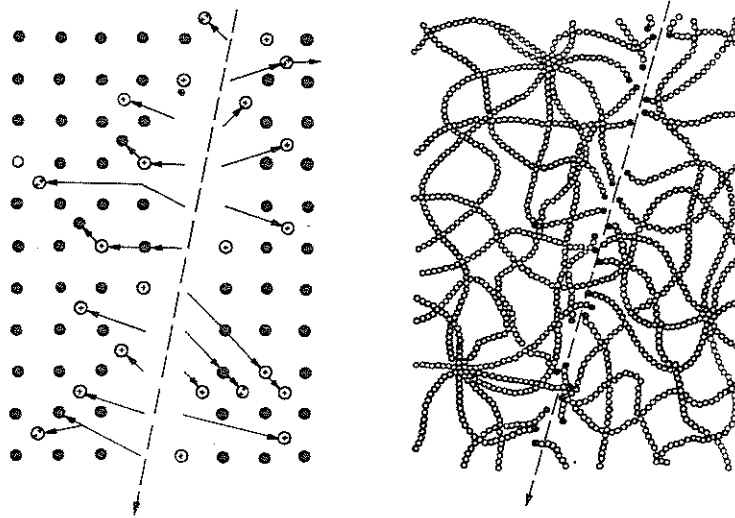


Abbildung 7.9: Bildung einer Schädigungszone entlang einer Teilchenspur in einem Kristall (links) und in einem Hochpolymer (rechts) [66].

Festkörperspurdetektoren können auch zum Nachweis von Neutronen verwendet werden. Hier nutzt man indirekte Effekte aus:

- schnelle Neutronen können über die in der Polymerfolie entstehenden Rückstoßkerne von C, N oder O nachgewiesen werden.
- durch Kombination von Polymerfolien mit Folien, die ^{10}B oder ^6Li enthalten, können langsam und mittelschnelle Neutronen über die von ihnen in diesen Folien erzeugten α -Teilchen nachgewiesen werden.
- Festkörperspurdetektoren können mit einer Spaltstoffschicht (^{235}U oder ^{239}Pu für thermische Neutronen, ^{232}Th , ^{238}U oder ^{237}Np für schnelle Neutronen) versehen werden. Die Neutronen werden über die in dieser Schicht erzeugten Spaltfragmente nachgewiesen.

7.2.5 Halbleiterdetektoren

Ein anderer Typ von Festkörperdetektoren ist der Halbleiterdetektor, auch als Festkörperionisationskammer bezeichnet, vergl. Abbildung 7.10. Das Füllgas wird dabei durch einen Kristall mit geringer elektrischer Leitfähigkeit ersetzt. Anstelle eines Ion-Elektron-Paares wird ein Elektron-Defektelektron-Paar gebildet. Dazu sind deutlich geringere Energien notwendig als zur Bildung von Ionenpaaren in der Ionisationskammer (in Si 3.65 eV, in Ge 2.95 eV, in HgI_2 4.22 eV, in CdTe 4.43 eV [67], verglichen mit den in Tabelle 7.7 gegebenen Werten), d.h. bei gleicher Energie des einfallenden Teilchens kann die zehnfache Zahl an Ladungsträgern erzeugt werden. Elektron und Defektelektron werden durch ein elektrisches Feld innerhalb einer gegen die Ladungsträgerlebensdauer kurzen Zeit getrennt und an die Feldgrenzen geführt; der dabei entstehende Spannungspuls ist proportional der im Detektor abgegebenen Energie. Halbleiterdetektoren können in unterschiedlichen Ausführungen hergestellt werden, für eine Übersicht vergl. [67].

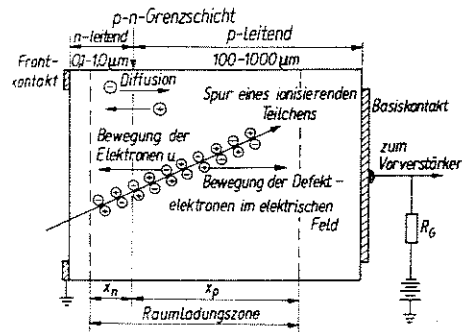


Abbildung 7.10: Aufbau eines Halbleiterdetektors mit innerem pn-Übergang [67].

7.3 Dosimeter

Dosimeter dienen dazu, ein zeitliches Integral der Bestrahlung festzustellen. Sie werden zur Überwachung der Strahlenschutzbestimmungen eingesetzt, die Anforderungen sind wesentlich geringer als an die bisher besprochenen Instrumente zur Messung und zum Nachweis energiereicher Strahlung.

7.3.1 Füllhalterdosimeter

Das Füllhalterdosimeter, vergl. Abbildung 7.11 arbeitet nach dem Prinzip der Ionisationskammer: energiereiche Strahlung ionisiert die Luft zwischen zwei Kondensatorplatten, die Abnahme der Spannung am Kondensator ist proportional der Gesamtdosis. Nachweisen lassen sich γ -Strahlung und β -Strahlung mit hoher Energie, α -Teilchen bleiben in der Wandung stecken.

Füllhalterdosimeter sind für die eigene Kontrolle geeignet, da sie jederzeit abgelesen werden können. Im Strahlenschutz sind sie jedoch nicht zulässig, da sie zu unzuverlässig sind (Entladung des Kondensators, Empfindlichkeit gegen Stoß, Temperatur und Feuchte).

7.3.2 Filmplakette

In der Personendosimetrie hauptsächlich eingesetzt wird das Filmdosimeter¹³ (Filmplakette). Es ist empfindlich für Röntgen- und γ -Strahlung zwischen 5 keV und 40 MeV und β -Strahlen oberhalb 300 keV. Durch die Verwendung von Filtern unterschiedlicher Dicke (vergl. Abbildung 7.12) läßt sich eine gewisse Richtungsabhängigkeit feststellen (die beiden gegeneinander versetzten Blei-Plättchen) sowie eine Energieabhängigkeit (die unterschiedlich starken Kupfer-Filter).

Die Filmplakette hat aber auch zwei Nachteile: (a) das Auswerteverfahren (Film-entwicklung) ist umständlich und erlaubt kein direktes Ablesen, und (b) im unteren Meßbereich sind die Fehler relativ groß, so daß bei gleichmäßiger Verteilung die halbe Jahresdosis (1.2 mSv) unerkannt aufgenommen werden könnte.

¹³Auch historisch ist der Nachweis energiereicher Strahlung mit Hilfe eines Films eine der ältesten Methoden. Röntgen selbst benutzte sowohl Fluoreszenz-Schirme als auch Photoemulsionen zum Nachweis der nach ihm benannten Strahlung.

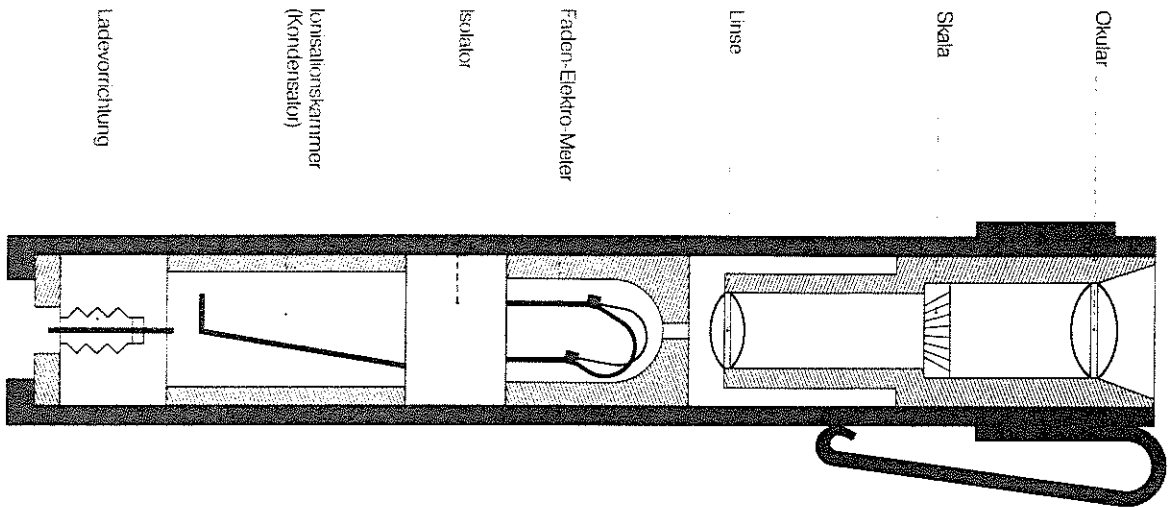


Abbildung 7.11: Prinzip und Aufbau eines Stab- bzw. Füllhalterdosimeters [25].

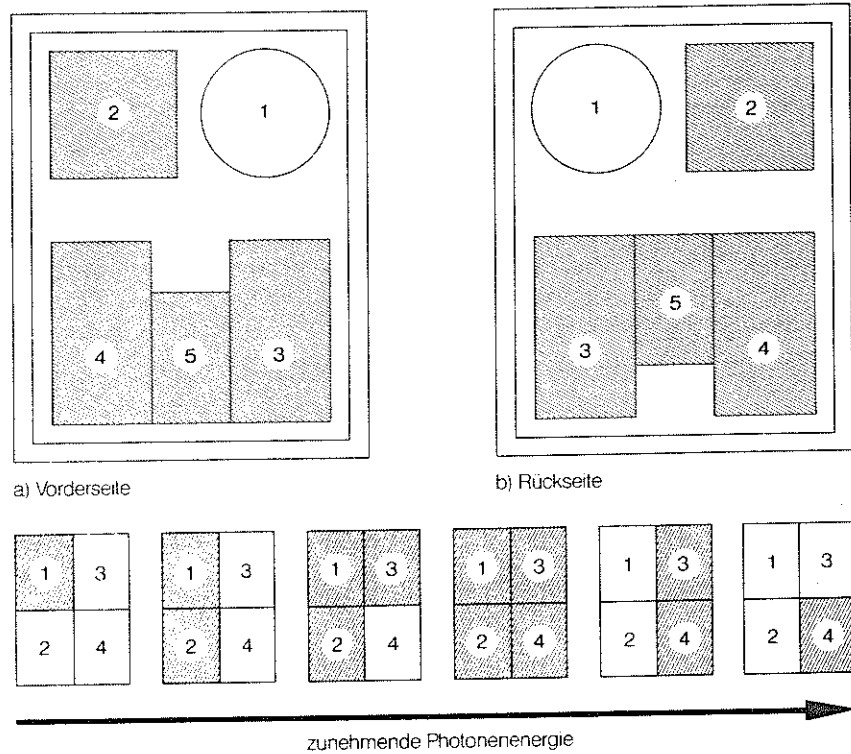


Abbildung 7.12: Filmdosimeter: Filteranordnung (oben) und Abhängigkeit der Filmschwärzung von der Quantenenergie bei von 1 bis 4 zunehmender Filterdicke. Die Filter im oberen Teil der Abbildung sind: (1) Leerfeld, (2) 1.2 mm Cu, (3) 0.05 mm Cu, (4) 0.5 mm Cu, (5) 0.8 mm Pb [25].

Gebiet		Meßbereich	Strahlungsarten	Meßunsicherheit in %	Detektoren ¹⁾
Strahlenschutzdosimetrie	Routine-Personendosimetrie	10^{-4} bis 1 Gy	Röntgen, β , γ , n	10 bis 20	PE, IK, TLD, FSD
	Ortsdosimetrie	10^{-10} bis 10^{-2} Gy/s	γ , n	10 bis 20	IK, ZR, SZ
	Unfalldosimetrie	10^{-1} bis 10 Gy	γ , n	10	PE, TLD, FSD, AS
	militärische Dosimetrie	10^{-3} bis 10 Gy; 10^{-8} bis 10^{-3} Gy/s	γ , n	20	TLD, IK, ZR, SZ, CD
klinische Dosimetrie	Strahlentherapie	10^{-1} bis 10^2 Gy	Röntgen, γ , β , e, n	5	IK, TLD, SZ
strahlentechnische Dosimetrie	Strahlenchemie	10^2 bis 10^6 Gy	γ , e	10	CD, TLD, K
	Strahlensterilisation	10^4 bis 10^6 Gy	γ , e	10	CD, TLD, K
	Lebensmittelbestrahlung	10^2 bis 10^4 Gy	γ , e	10	CD, TLD, K
Umgebungsdosimetrie	Überwachung kerntechnischer Anlagen	10^{-6} bis 10^{-2} Gy	γ	10	TLD

¹⁾ Abkürzungen: AS Aktivierungssonden, CD Chemische Detektoren, FSD Festkörperspurdetektoren, IK Ionisationskammern, K Kalorimeter, PE Photoemulsionen, SZ Szintillationszähler, TLD Thermolumineszenzdetektoren, ZR Zählrohre

Tabelle 7.10: Aufgaben der Dosimetrie mit typischen Anforderungen und Detektoren [67].

7.4 Zusammenfassung

Energiereiche Strahlung kann auf verschiedene Weise charakterisiert werden: durch die erzeugten Ionenpaare (Ionendosis), durch die in Materie abgegebene Energie (Energiedosis) oder durch eine Äquivalentdosis, die die biologische Wirksamkeit der Strahlung berücksichtigt. Letztere hängt vom linearen Energie Transfer LET ab: je dichter die Ionisationen erfolgen, um so größer ist das Risiko eines Schadens (insbesondere Doppelstrangbruch). Wird ein bestimmter LET-Wert überschritten, so sinkt die biologische Wirksamkeit der Strahlung wieder (Overkill). Nachgewiesen wird energiereiche Strahlung über die erzeugten Ionenpaare (gasgefüllte Ionisationszähler, Füllhalterdosimeter, Halbleiterdetektoren), Schädigungen in Kristallen oder Plastikfolien (Festkörperspurdetektoren), Schwärzung von Filmen (Filmdosimeter) oder die Anregung elektromagnetischer Strahlung (Anregungsdetektoren: Szintillationszähler, Cerenkov-Zähler, Thermolumineszenzdetektor). Alle diese Detektortypen haben in der Dosimetrie Vor- und Nachteile, ihre Einsatzbereiche sind in Tabelle 7.10 angegeben. Neutronen können nur indirekt nachgewiesen werden, z.B. durch Verwendung von BF_3 als Füllgas in gasgefüllten Ionisationsdetektoren oder durch geeignete Zwischenfolien bei Festkörperspurdetektoren. Personendosimetrie erfolgt über Filmplaketten oder Thermolumineszenzdetektoren.

Literatur:

- Allkofer, O.C., 1970: *Teilchendetektoren*, Thiemig, München
- Dörschel, B., V. Schuricht, and J. Steuer, 1992: *Praktische Strahlenschutzphysik*, Spektrum, Weinheim
- Stolz, W., 1985: *Messung ionisierender Strahlung*, vch, Weinheim
- Stolz, W., 1996: *Radioaktivität*, Teubner, Stuttgart

Kapitel 8

Bildgebende Verfahren

In diesem Kapitel werden Verfahren vorgestellt, in denen mit Hilfe energiereicher Strahlung zwei- oder dreidimensionale Abbildungen erzeugt werden. Klassische Abbildungsverfahren beschränken sich auf die Darstellung von Strukturen (Anatomie). Moderne Verfahren erlauben zusätzlich die Untersuchung der Funktion verschiedener Bereiche des Gehirns oder der Funktion von Organen. Diese Verfahren basieren auf nuklearmedizinischen Methoden, vergl. Kapitel 9.

‘Bildgebende Verfahren in der Medizin’ heißt nicht nur Röntgenaufnahmen (mittleres Teilbild in Abbildung 8.1). Geht man von der Anatomie zum Studium von Funktionen, so werden zunehmend Verfahren eingesetzt, bei denen die Strahlung im Patienten entsteht (PET, SPECT, MRI; vergl. unteres Teilbild in Abbildung 8.1). Alle diese Verfahren existieren nebeneinander: sie stehen nicht in Konkurrenz sondern sie bieten, da die ihnen zugrundeliegenden Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Gewebe verschieden sind, unterschiedliche Möglichkeiten und sind mit unterschiedlichen Belastungen für den Patienten verbunden.

Die Anwendung bildgebender Verfahren in der Medizin hat sich in den vergangenen Jahrzehnten grundlegend gewandelt. Waren Röntgenaufnahmen ein rein diagnostisches Hilfsmittel¹ (z.B. Knochenbrüche, Kugeln oder Metallsplitter im Körper, einige feste Tumore), so werden sie heute aufgrund ihres deutlich verbesserten Auflösungsvermögens (es lassen sich sowohl kleinere Details erkennen als auch verschiedene Organe unterscheiden) und der drei-dimensionalen Darstellungsmöglichkeiten verstärkt auch in der Therapieplanung und -überwachung eingesetzt (vergl. Kapitel 10). Verfahren, die eine Beobachtung der Funktion erlauben (PET, SPECT), finden zudem in Neuropsychologie und -physiologie Anwendungsmöglichkeiten zum Studium der Hirnfunktionen. Beispiele finden sich in [14] (Anatomie) und [52] (Funktion).

8.1 Röntgenaufnahmen

Konventionelle Röntgenaufnahmen sind ein Musterbeispiel für Transmissionsaufnahmen: energiereiche Strahlung wird - gleichsam als Probe - durch Gewebe geschickt. Inhomogenitäten im Körper bewirken, daß an einigen Stellen mehr, an anderen weniger Photonen absorbiert werden. In Transmissionsverfahren kann nur Strahlung

¹Aufgrund der schlechten räumlichen Auflösung und der geringen Unterschiede im Absorptionsverhalten verschiedener Organe waren sie für anatomische Studien ungeeignet. Hier wurde stets die klassische Methode der Sektion verwendet.

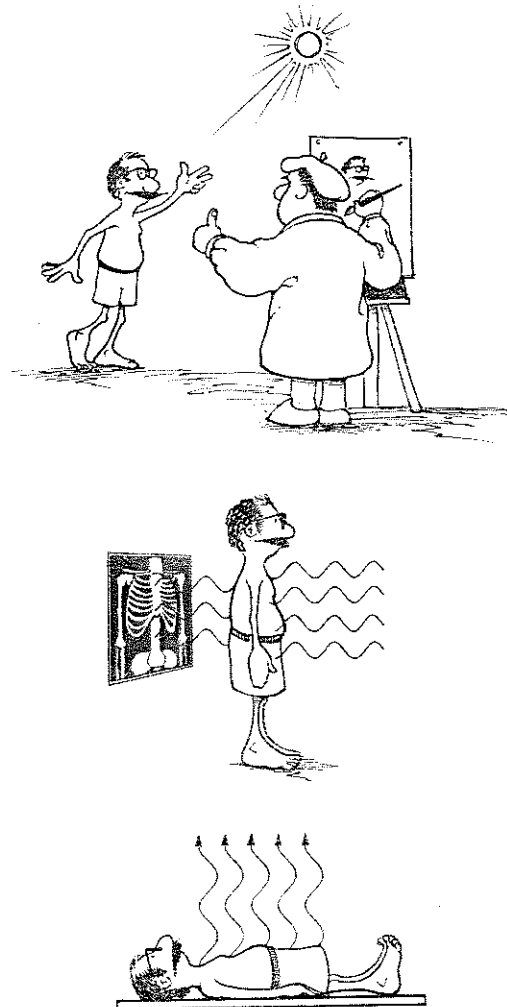


Abbildung 8.1: Verschiedene bildgebende Verfahren entstehen durch Reflektion, Transmission und Emission elektromagnetischer Strahlung [10]. Welche Methoden eingesetzt werden können, hängt von der Photonenenergie ab: Reflektion bei Ultraschall; Transmission bei konventionellen und digitalen Röntgenaufnahmen ebenso wie bei der Computer-Tomographie (CT); Emission bei der Positronen-Emissions-Tomographie (PET), der Einzelphotonen-Emissions-Tomographie (SPECT: single photon emission tomography), der Kernspिनresonanztomographie (MRI: magnetic resonance imaging) und natürlich auch der Thermographie.

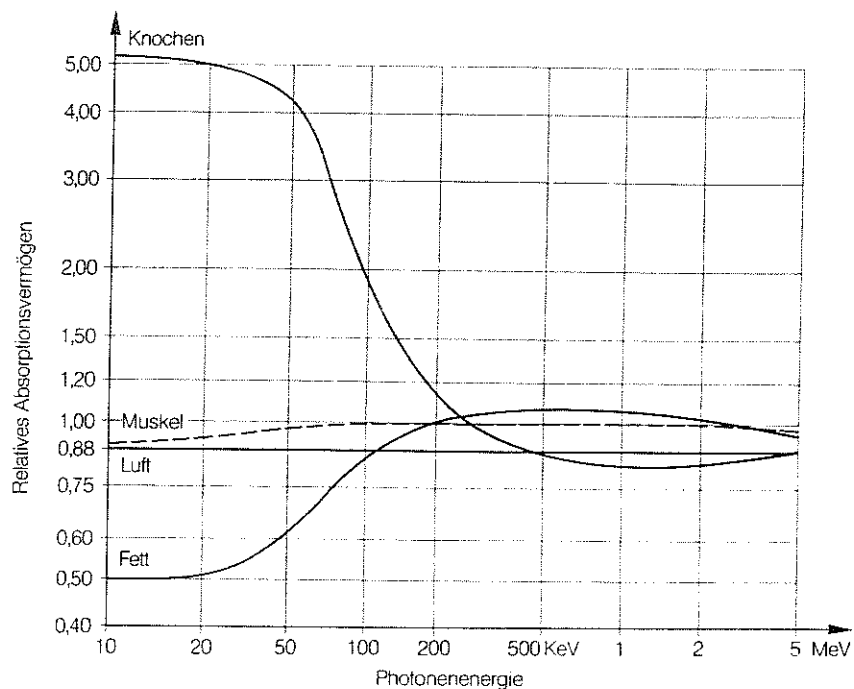


Abbildung 8.2: Absorption von Photonen in verschiedenen Geweben in Abhängigkeit von der Strahlenergie [25].

verwendet werden, die zwei Bedingungen erfüllt:

1. das Gewebe muß für diese Strahlung teilweise transparent sein, so daß die Strahlung nach Durchdringen des Gewebes aufgezeichnet werden kann. Sichtbares Licht, Infrarot und Ultraschall sind daher nicht geeignet.
2. das Gewebe muß mit der Strahlung wechselwirken, so daß Abschwächungen im Austrittsstrahl auf Eigenschaften des durchstrahlten Gewebes schließen lassen. Neutrinos erfüllen zwar Bedingung (1), jedoch machen sie keine Wechselwirkung im Gewebe und liefern daher keine Informationen über das Körperinnere.

8.1.1 Verfahren

Röntgenaufnahmen werden mit Röntgenröhren mit Beschleunigungsspannungen von 200 bis 300 kV gemacht. Im Bereich von Photonenergien von einigen 10 bis zu ca. 100 keV² weisen die verschiedenen Gewebe im menschlichen Körper die größten Unterschiede auf, vergl. Abbildung 8.2. Bei höheren Photonenergie würde alles Gewebe gleichmäßig absorbieren. Wird die Wellenlänge zu groß, so werden die Photonen vollständig innerhalb des Körpers absorbiert (vergl. Härting des Röntgenstrahls, u.a. Abbildung 4.3). Die den Patienten durchsetzende Strahlung wird auf der Austrittsseite mit einer photographischen Emulsion aufgezeichnet.

²Denken Sie daran, daß die Beschleunigungsspannung nur die Maximalenergie der Photonen angibt, die häufigste Energie liegt bei deutlich geringeren Werten, vergl. Abbildungen 4.3, 4.4 und 8.4.

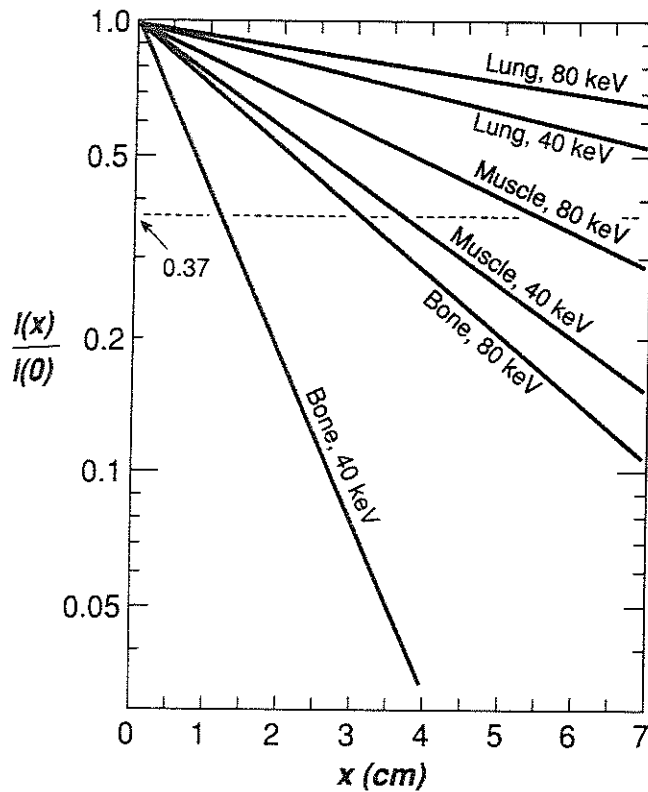


Abbildung 8.3: Absorption monoenergetischer Röntgenstrahlung in Körpergeweben für verschiedene Photonenenergien [79].

Der zeitintegrierte Fluß³ der einfallenden Röntgenstrahlung - und damit indirekt auch die im Patienten absorbierte Dosis - muß so angepaßt sein, daß die Zahl der aus dem Körper wieder austretenden Photonen groß genug ist, um auf der Filmplatte eine Schwärzung mit ausreichendem Kontrast (s.u.) zu erzeugen. Abbildung 8.3 zeigt die Absorption von monoenergetischen Röntgenstrahlen für verschiedene Körpergewebe in Abhängigkeit von der Dicke der durchsetzten Schicht. Die Abschwächung ist am größten für dichtes Gewebe (Muskel stärker als Lunge) und für Gewebe mit hoher Atomzahl (Knochen stärker als Muskel). Auch nimmt die Abschwächung mit zunehmender Photonenenergie ab.

Aus Abbildung 8.3 läßt sich abschätzen, welchen zeitintegrierten Fluß die Röntgenstrahlung haben muß, um auf dem Film eine kontrastreiche Abbildung zu erzeugen. Die Halbwertlängen betragen in menschlichem Gewebe nur wenige cm, d.h. bei einer Thorax-Aufnahme, bei der die Photonen den ganzen Oberkörper durchdringen müssen, ist die Abschwächung des einfallenden Photonenstrahls beträchtlich, vergl. auch Abbildung 8.14.

Aussagen, die aus Abbildung 8.3 gewonnen werden, sind idealisiert. Die aus einer Röntgenröhre austretende Strahlung ist nicht monoenergetisch sondern hat ein Spek-

³Die Intensität bzw. der Fluß der Röntgenstrahlung sind ein Maß für die pro Zeiteinheit einfallenden Photonen. Der zeitintegrierte Fluß dagegen gibt die Gesamtzahl der während der Belichtung auftreffenden Photonen.

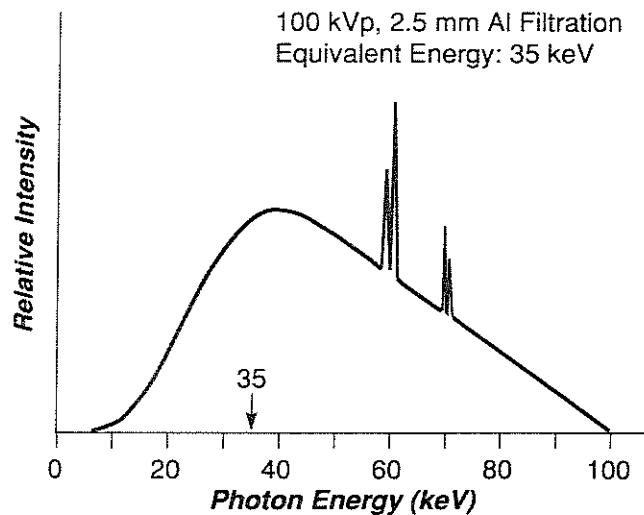


Abbildung 8.4: Bremsstrahlungsspektrum und effektive Photonenenergie [79].

trum, wie in Abbildung 4.3 und 8.4 angedeutet: der größte Teil der Photonen hat eine deutlich geringere Energie als die durch die Beschleunigungsspannung bestimmte Maximalenergie. Aufgrund der großen Zahl von Photonen in diesem 'niederenergetischen' Bereich ist dafür Sorge zu tragen, daß der zeitintegrierte Photonenfluß nicht auf der Basis der maximal erreichbaren Energie berechnet wird, sondern auf der Basis einer effektiven Energie.

Durchsetzt ein polychromatischer Röntgenstrahl Materie, so verändert sich sein Spektrum. Daher läßt sich kein einzelner Parameter angeben, mit dem sich seine Abschwächung beschreiben läßt. Dieses Problem läßt sich durch die Einführung einer *effektiven Energie* oder *Äquivalentenergie* umgehen. Sie ist gegeben als die Energie eines monoenergetischen Röntgenstrahls, der beim Durchsetzen eines Referenzmaterials (normalerweise Aluminium) die gleiche Abschwächung erfährt. Abbildung 8.4 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Energiespektrum in einer 100 kV Röntgenröhre und der Effektivenergie.

8.1.2 Aufnahmequalität

An Röntgenbilder werden ähnliche Anforderungen gestellt wie an normale photographische Aufnahmen:

- die Aufnahme soll scharf sein, so daß Begrenzungen einzelner Bereiche und Diskontinuitätsflächen identifiziert werden können.
- das räumliche Auflösungsvermögen soll gut sein, so daß auch kleine Details noch zuverlässig erkannt werden können.
- die Aufnahme soll kontrastreich sein, so daß verschiedene Gewebe deutlich unterschieden werden können.
- das Signal- zu Rauschverhältnis soll groß sein.
- die Strahlenbelastung soll möglichst gering sein.

Diese Anforderungen können durch verschiedene Aufnahmetechniken und technische Hilfsmittel erfüllt werden.

8.1.3 Der Röntgenfilm

Röntgenfilme bestehen, ebenso wie der Schwarz-Weiß-Film in der konventionellen Photographie, aus Silberhalogenidkristallen. Die Kristalle bilden ein kubisches Gitter, in dem sich Silber- und Halogenid-Ionen (Brom bzw. Jod) abwechseln. Röntgenstrahlen wechselwirken mit diesem Kristall durch Photo- oder Comptoneffekt. Die dabei entstehenden Sekundärelektronen lösen im Kristallgitter weitere Elektronen aus, meistens aus den Brom oder Jodid-Ionen, da diese einen Elektronenüberschuß besitzen. Im Kristall spielen sich dadurch mehrere Vorgänge ab:

- Elektronen können an Störstellen im Kristall eingefangen werden und bilden dort einen Reifekeim.
- die durch Elektronenabgabe neutral gewordenen Brom- und Jodid-Ionen sind nicht mehr an ihre Gitterplätze gebunden und können den Kristall verlassen, es kommt zu einer Auflockerung der Gitterstruktur.
- die Silber-Ionen sind durch das Fehlen der Halogenid-Ionen nicht mehr so fest an ihre Plätze gebunden und können zu einem durch Elektronenanhäufung entstandenen Reifekeim wandern. Dort werden sie durch die Elektronen neutralisiert, elementares Silber lagert sich an (Entwicklungskeim). In jedem belichteten Keim werden weniger als 100 Silberatome angelagert, obwohl in dem 1 μm großen Silberbromid-Kristall ungefähr 10^9 Silber-Ionen vorhanden sind.

Durch Entwicklung des belichteten Filmes wird das latente (d.h. nur durch seine chemische Veränderung eingeprägte aber noch nicht sichtbare) Bild in ein Schwärzungsmuster überführt.

Verstärkerfolien

Bei einem normalen Röntgenfilm führen nur ca. 1% der auftreffenden Photonen zur Schwärzung, die anderen 99% durchdringen den Film ohne Wechselwirkung. Bei einer Bestrahlung mit kurzwelligem (blauem) Licht dagegen wechselwirken ca. 30% der Photonen mit den Silberhalogenidkristallen. Um die Ausbeute von Röntgenfilmen zu erhöhen (und damit die Strahlenbelastung im Patienten zu verringern), werden *Verstärkerfolien* verwendet.

Eine Verstärkerfolie besteht aus einem Material, in dem Röntgenstrahlung durch Anregung der äußeren Elektronen Lumineszenzlicht⁴ erzeugt. Häufig werden Folien aus Calciumwolframat CaWO_4 eingesetzt, die blauviolettes Fluoreszenzlicht produzieren, für das Röntgenfilme besonders empfindlich sind. Zunehmend werden auch Folien aus Seltenen Erden verwandt, die Licht im grünen oder blauen Bereich des Spektrums emittieren und daher mit speziellen Folienfilmen kombiniert werden müssen.

Verstärkerfolien tragen zu einer Verschlechterung des Auflösungsvermögens bei (vergl. Abbildung 8.10), so daß je nach Anwendungsgebiet ein Kompromiß zwischen Verstärkung und Auflösungsvermögen gefunden werden muß.

⁴Lumineszenzlicht kann in zwei Klassen eingeteilt werden, das Kriterium ist die zwischen Anregung und Lichtemission vergehende Zeit: Fluoreszenzlicht wird innerhalb von weniger als 10^{-8} sec emittiert, Phosphoreszenzlicht später.

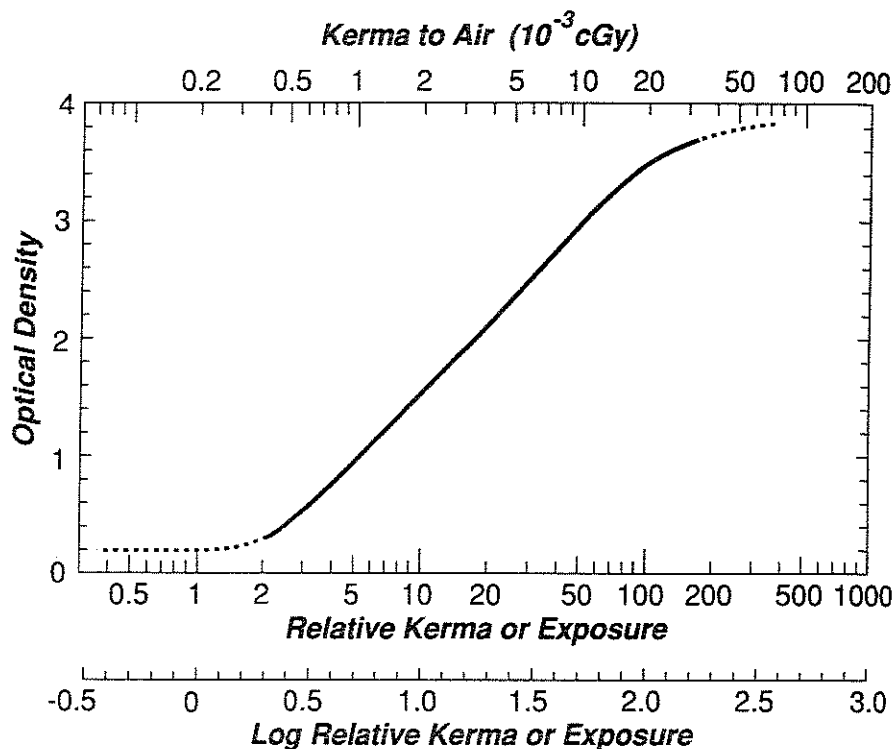


Abbildung 8.5: Schwärzungskurve für einen Röntgenfilm: die optische Dichte der Schwärzung ist gegen KERMA (vergl. Abschnitt 7.1.1) aufgetragen [79].

Schwärzungskurve

Ein wichtiges Merkmal des Filmes (bzw. der aufzeichnenden Substanz generell) ist der Kontrast, d.h. die Fähigkeit, Unterschiede in der Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung in unterschiedliche Filmschwärzungen umzusetzen. Dieser Zusammenhang wird durch die *Filmschwärzungskurve* gegeben, vergl. Abbildung 8.5. Dort ist die Schwärzung, ausgedrückt über die optische Dichte des Films nach Belichtung und Entwicklung, aufgetragen gegen KERMA (aus der Ionendosis berechnete Energiedosis in Luft, vergl. Abschnitt 7.1.1) und relatives KERMA (Energiedosis in betrachtetem Material).

Die Schwärzungskurve läßt sich in drei Bereiche einteilen: einen Fuß, bei dem die Schwärzung unabhängig von der Energiedosis sehr gering ist und kaum über den Schwärzungsschleier des Untergrundes hinauskommt; einen linearen Bereich, in dem die Schwärzung proportional zum Logarithmus der Energiedosis ansteigt; und einen Sättigungsbereich, in dem die Schwärzung maximal ist und daher mit zunehmender Energiedosis nicht weiter ansteigen kann. Um Objekte verschiedener Dichten unterscheiden zu können, muß die auf den Film treffende Röntgenstrahlung eine Dosis abgeben, die im linearen Bereich der Schwärzungskurve liegt. Die Dosis kann dabei durch Energie der einfallenden Strahlung (Spannung an der Röntgenröhre), Intensität (Strom in der Röntgenröhre) und Belichtungsdauer angepaßt werden.

Average: 100 photons/pixel Standard Deviation: 10 Relative Variation: 10%	Average: 10,000 photons/pixel Standard Deviation: 100 Relative Variation: 1%																																
<table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr><td style="padding: 5px;">101</td><td style="padding: 5px;">106</td><td style="padding: 5px;">123</td><td style="padding: 5px;">98</td></tr> <tr><td style="padding: 5px;">84</td><td style="padding: 5px;">111</td><td style="padding: 5px;">107</td><td style="padding: 5px;">104</td></tr> <tr><td style="padding: 5px;">111</td><td style="padding: 5px;">91</td><td style="padding: 5px;">98</td><td style="padding: 5px;">93</td></tr> <tr><td style="padding: 5px;">108</td><td style="padding: 5px;">100</td><td style="padding: 5px;">97</td><td style="padding: 5px;">102</td></tr> </table> <p style="text-align: center; margin-top: 5px;">A</p>	101	106	123	98	84	111	107	104	111	91	98	93	108	100	97	102	<table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr><td style="padding: 5px;">10,087</td><td style="padding: 5px;">10,114</td><td style="padding: 5px;">9,900</td><td style="padding: 5px;">10,284</td></tr> <tr><td style="padding: 5px;">9,937</td><td style="padding: 5px;">9,986</td><td style="padding: 5px;">10,123</td><td style="padding: 5px;">10,104</td></tr> <tr><td style="padding: 5px;">9,841</td><td style="padding: 5px;">10,206</td><td style="padding: 5px;">10,042</td><td style="padding: 5px;">9,881</td></tr> <tr><td style="padding: 5px;">10,040</td><td style="padding: 5px;">9,972</td><td style="padding: 5px;">9,906</td><td style="padding: 5px;">10,062</td></tr> </table> <p style="text-align: center; margin-top: 5px;">B</p>	10,087	10,114	9,900	10,284	9,937	9,986	10,123	10,104	9,841	10,206	10,042	9,881	10,040	9,972	9,906	10,062
101	106	123	98																														
84	111	107	104																														
111	91	98	93																														
108	100	97	102																														
10,087	10,114	9,900	10,284																														
9,937	9,986	10,123	10,104																														
9,841	10,206	10,042	9,881																														
10,040	9,972	9,906	10,062																														

Abbildung 8.6: Die Zahl der im Film detektierten Photonen gehorcht der Poisson-Statistik und läßt sich durch einen Mittelwert N und die Standardabweichung $\sigma = \sqrt{N}$ beschreiben. Bei geringer Photonenzahl N (links) ist zwar die Standardabweichung gering, jedoch sinkt mit zunehmender Zahl N (rechts) die relative Standardabweichung $\sqrt{N}/N = 1/\sqrt{N}$. Bei niedrigen Photonenzahlen sind daher die statistischen Fehler größer als bei hohen Photonenzahlen [79].

Zählstatistik

Um ein kontrastreiches Bild zu erhalten, muß die Belichtung so an den Film angepaßt werden, daß die Röntgenanlage im linearen Bereich der Schwärzungskurve arbeitet. Um die Strahlenbelastung des Patienten zu reduzieren, kann man daher versuchen Filmmaterialien zu finden, in denen der lineare Bereich bei möglichst geringen Belichtungen liegt, d.h. die in Patienten und Film abgegebene Energiedosis gering ist. Zusätzlich werden die einfallenden Photonen noch durch Folien verstärkt, so daß man im Prinzip die Strahlenbelastung sehr weit herunterschrauben könnte.

Aber: Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie ist ebenso wie die Wechselwirkung energiereicher Teilchen ein statistischer Prozeß (vergl. Kapitel 11). Die Bahn eines einzelnen Photons in Materie und die Wechselwirkungen, die es entlang dieser Bahn erleidet, lassen sich nicht voraussagen. Lediglich über eine große Zahl von Photonen kann man einen Mittelwert angeben. Zerlegt man den Film in Einheitszellen und läßt Photonen auf den Film fallen, so wird jede der Einheitszellen eine andere Zahl von Photonen registrieren.

Abbildung 8.6 illustriert wie sich selbst in einem homogenen Röntgenstrahl in jeder Einheitszelle unterschiedliche Zahlen registrierter Photonen ergeben würden. Im linken Teil ist die Zahl der Photonen relativ klein, ihr Mittelwert N beträgt 100 Photonen/Zelle. Die Standardabweichung nach der Poisson-Statistik beträgt $\sigma = \sqrt{N}$, so daß sich ein relativer Fehler von 10% ergibt. Im rechten Teil der Abbildung beträgt der Mittelwert der Photonenzahl 10 000. Zwar ist die Standardabweichung absolut höher, relativ zum Meßwert hat sie sich jedoch auf 1% verringert. Um den statistischen Fehler bei Röntgenaufnahmen gering zu halten, muß also eine Mindestzahl von Photonen auf den Röntgenfilm auftreffen. Die Verstärkerfolie führt auf keine Verbesserung der Statistik: zwar wird die Zahl der Photonen durch die Folie erhöht, jedoch handelt es sich dabei um einen statistischen Prozeß, der von einem anderen statistischen Pro-

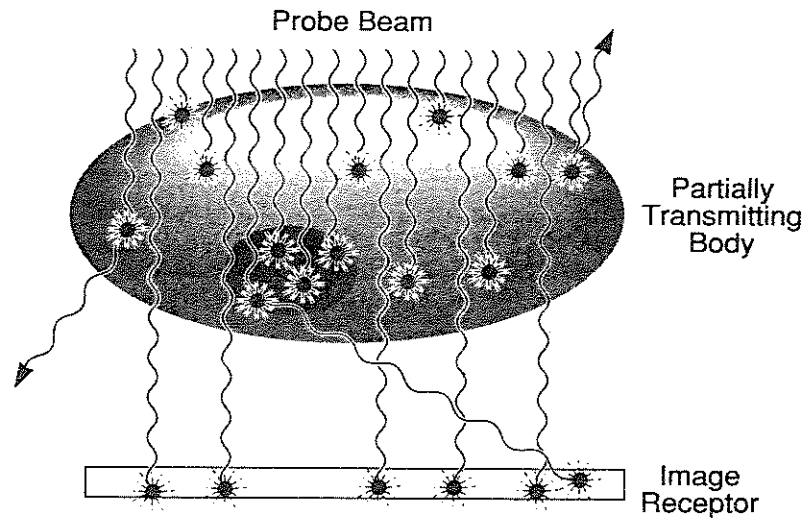


Abbildung 8.7: Der größte Teil der Streustrahlung beim Röntgen entsteht im durchstrahlten Gewebe [79].

zeß (der Wechselwirkung der Photonen mit der Verstärkerfolie) überlagert wird: die Verstärkerfolie ist also nicht in der Lage, das Quantenrauschen zu verringern. Dies kann nur durch eine hinreichend große Zahl von echten Röntgenphotonen - verbunden mit der entsprechenden Strahlenbelastung im Patienten - erreicht werden.

Diese statistische Betrachtung gilt natürlich nicht nur für die Wechselwirkung der Photonen mit dem Film: auch die Wechselwirkung der Photonen im durchstrahlten Gewebe unterliegt diesen Gesetzen. Der statistisch zuverlässige Nachweis kleiner Inhomogenitäten kann daher nur mit relativ großen Photonenzahlen erbracht werden. Die linke Einheitszelle in der zweiten Reihe im linken Teilbild von Abbildung 8.6 liegt immerhin um 16% unter dem Mittelwert. Wie wollten Sie in dem Rauschen erkennen, ob es sich hierbei um eine statistische Abweichung handelt oder wirklich eine verstärkte Absorption in der vorher durchstrahlten Materie? Selbst wenn Sie wüßten, daß in dem Muster eine Zelle sein muß, bei der die Absorption um 5% verringert ist, wie könnte Sie sie mit Sicherheit identifizieren? Anmerkung: 5% ist der Standardwert, den man als das Auflösungsvermögen für den Absorptionskoeffizienten in der konventionellen Röntgendiagnostik angibt, vergl. Tabelle 8.5, 1% ist der in der Computer-Tomographie erreichbare Wert.

8.1.4 Streustrahlung

Die größte Störung der Aufnahmequalität entsteht aus den Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen Photonen und Materie: Photonen werden nicht nur absorbiert sondern auch gestreut (vergl. auch Abbildung 5.2 für das Verhältnis zwischen Absorption und Streuung in verschiedenen Materialien in Abhängigkeit von der Energie). Bei niedriger Röhrenspannung ist die Hauptwechselwirkung Absorption (Strahlenbelastung!), mit zunehmender Röhrenspannung gewinnt die Streuung an Bedeutung. Bei hohen Photonenenergien erfolgt diese hauptsächlich in Richtung der Primärstrahlung (Vorwärtsstreuung, vergl. auch Abbildung 5.8).

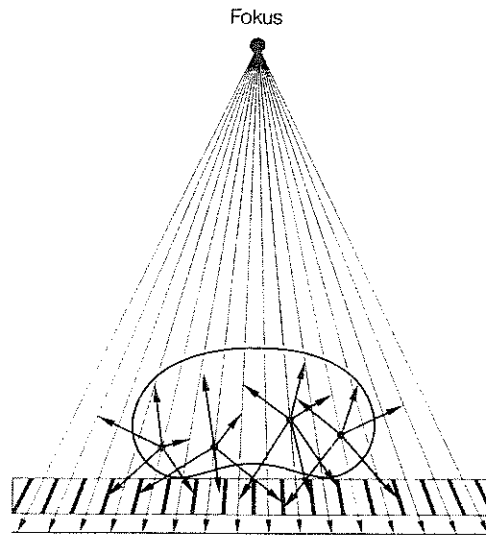


Abbildung 8.8: Wirkungsweise eines Streustrahlrasters. Strahlung wird nur entlang der Schächte durchgelassen, die auf den Fokus der Röntgenröhre ausgerichtet sind. Von dieser Richtung abweichende Strahlung wird von den Lamellen absorbiert [25].

Der größte Teil der Streustrahlung beim Röntgen entsteht im durchstrahlten Gewebe, vergl. Abbildung 8.7. Werden diese Photonen so stark gestreut, daß sie den Röntgenfilm nicht treffen, so spiegeln sie eine verstärkte Absorption entlang ihrer ursprünglichen Strahlrichtung vor. Treffen diese Photonen den Schirm jedoch an anderer Stelle, so spiegeln sie dort eine verminderte Absorption vor. Da die Streuung ein statistischer Effekt ist, wird durch sie ein gewisser Anteil des Photonenstrahls völlig irregulär über den Film verteilt und trägt zu einer Verminderung des Kontrastes bei.

Streustrahlung wird durch Verwendung eines *Streustrahlrasters* ausgeblendet. Ein Streustrahlraster besteht aus Lamellen einer die Strahlung stark absorbierenden Substanz (z.B. Blei oder Wolfram). Die Stärke der Lamellen liegt bei $50\ \mu\text{m}$. Die Lamellenzwischenräume (Schächte) sind aus möglichst strahlendurchlässigem Material (z.B. Kunststoff). Die Schächte sind auf den Fokus der Röntgenröhre ausgerichtet, so daß ungestreute Strahlung das Raster passieren kann, vergl. Abbildung 8.8. Gestreute Strahlung dagegen wird in den Lamellen absorbiert.

Der Einfluß der Streustrahlung ist geringer, wenn man keinen großflächigen Strahl verwendet sondern einen gebündelten. Filter vor und hinter dem Objekt verhindern, daß Streustrahlung auf den Detektor trifft. Dieses Prinzip wird in der konventionellen Röntgentechnik nicht angewandt, da der Nutzstrahl die Dimension des zu untersuchenden Objekts haben muß. In modernen Verfahren wie der Computer-Tomographie oder der digitalen Aufzeichnung von Röntgenaufnahmen mit dem Röntgenscanner findet diese Blendentechnik Anwendung.

8.1.5 Räumliches Auflösungsvermögen

Das räumliche Auflösungsvermögen ist ein Maß für die Feinheit von Details, die in einer Aufnahme noch erkannt werden können. Testen kann man das Auflösungsvermögen

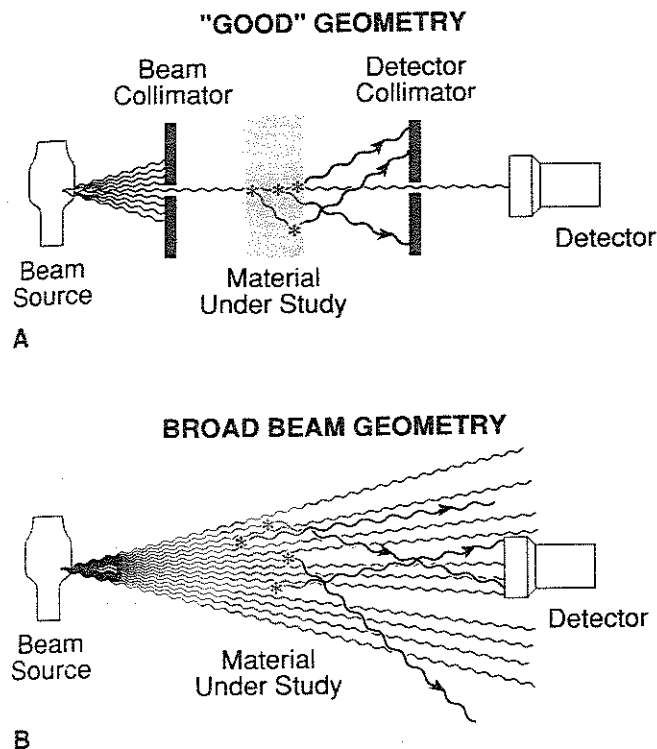


Abbildung 8.9: Abhängigkeit der Stärke der Streustrahlung von der Geometrie [79].

mit standardisierten Linienmustern. Auf diese Weise erhält man die beste Definition: der Abstand zwischen zwei Linien, der gerade noch vom System aufgelöst werden kann, gibt gleichzeitig den kleinsten Abstand zweier kleiner Objekte im Körper des Patienten, die gerade noch getrennt wahrgenommen werden können.

Das räumliche Auflösungsvermögen ist eine der wichtigsten Kenngrößen einer Röntgenapparatur. Es ist eine Größe, in die verschiedene physikalische Eigenschaften eingehen. Die Korngröße der photographischen Emulsion ist hier - im Gegensatz z.B. zur Satellitenphotographie - unerheblich, da sie deutlich kleiner ist als die z.Z. angestrebte Auflösung. Das räumliche Auflösungsvermögen wird daher wesentlich stärker bestimmt durch die Streuung, den Kontrast und die verwendeten Verstärkerfolien.

Der Einfluß der Streuung ist offensichtlich: sie verwischt alle Details und führt zu einer 'Homogenisierung' des auf den Röntgenfilm auftreffenden Strahlenfeldes. Der Einfluß des Kontrastes (und damit auch der Zählstatistik) ist ebenfalls offensichtlich: selbst wenn die Abbildung geometrisch perfekt erfolgen würde, können unterschiedliche Bereiche nur dann als solche erkannt werden, wenn sich die entsprechenden Schwärzungen auf dem Film deutlich unterscheiden. Der Einfluß der Verstärkerfolien wird durch Abbildung 8.10 illustriert: ein Röntgenphoton, das in der Nähe des Films auf die Verstärkerfolie trifft, erzeugt über die von ihm in der Folie ausgelösten Photonen einen kompakten Schwärzungsbereich. Trifft das Röntgenphoton dagegen filmfern auf die Folie, so weiten sich die Sekundärphotonen vor dem Auftreffen auf den Film beträchtlich auf und erzeugen auf diese Weise eine breite Zone geringer Schwärzung. Dadurch werden Kontrast und Auflösungsvermögen verschlechtert.

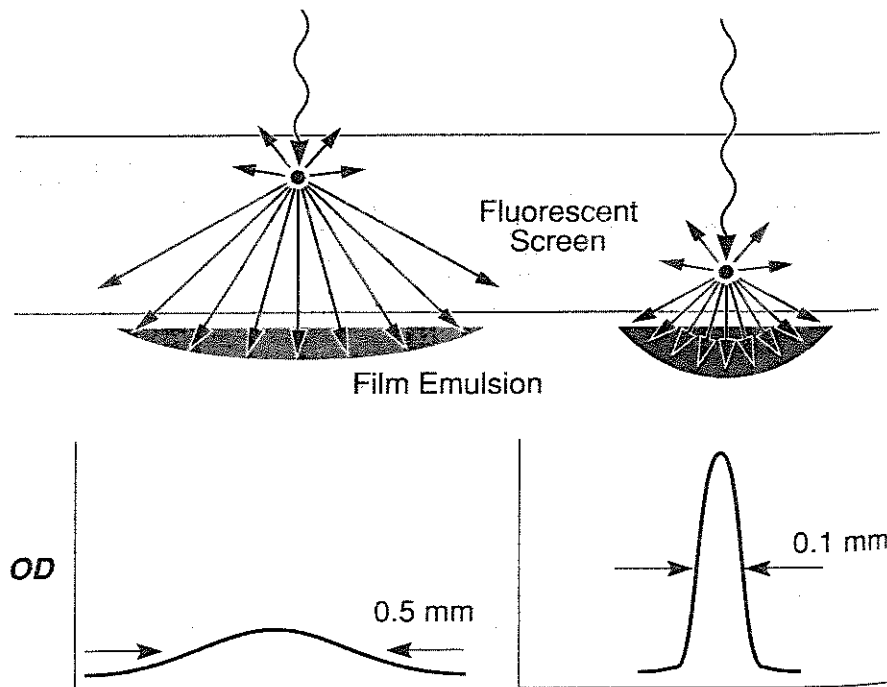


Abbildung 8.10: Verstärkerfolien tragen zu einer Verringerung des räumlichen Auflösungsvermögens und des Kontrastes bei: ein Photon, das in der Nähe des Films mit der Verstärkerfolie wechselwirkt, liefert ein kompaktes Cluster von Silberkörnchen in der Filmemulsion. Ein filmferner wechselwirkendes Photon dagegen liefert eine weit ausgedehnte Zone geringer Schwärzung. [79].

Ein weiteres, bereits im Zusammenhang mit der Streustrahlung (vergl. auch Abbildung 8.9) erwähntes Problem ist die Breite des Strahlenfeldes: Röntgenstrahlung wird nicht isotrop von einer Punktquelle oder isotrop von einer ausgedehnten Quelle emittiert, sondern von einer ausgedehnten Quelle mit einer Streuung der Richtungen um eine Vorzugsrichtung. Dadurch ist es bei einer konventionellen Röntgenaufnahme mit großem Strahlenfeld nicht möglich, eine scharfe Begrenzung auch wirklich scharf abzubilden. Stattdessen entsteht ein Übergangsbereich (Halbschatten), der eine Verringerung des Auflösungsvermögens aufgrund des Ausschmierens von Details bedeutet.

8.1.6 Probleme beim Übergang von 3D zu 2D

Röntgenaufnahmen liefern ein zweidimensionales Bild eines dreidimensionalen Körpers. Damit sind drei Probleme verbunden:

- die Bildgröße eines Objekts hängt nicht nur von seiner geometrischen Größe ab, sondern auch von seinem Abstand von der Filmebene.
- Gegenstände, die entlang des Zentralstrahls hintereinander liegen, können nicht getrennt werden.
- der Kontrast für Objekte nahe an der Filmebene ist deutlich besser als für Objekte fern der Filmebene.

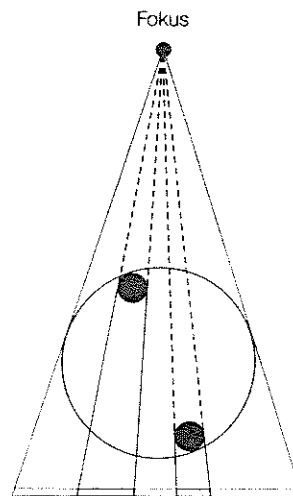


Abbildung 8.11: Ein fokusnaher Gegenstand wird bei der Abbildung stärker vergrößert als ein fokusferner Gegenstand [25].

Bildgröße

Röntgendiagnostik gehorcht den Gesetzen der Zentralprojektion (Strahlensatz), d.h. das Verhältnis von Gegenstandsgröße zu Bildgröße ist gleich dem Verhältnis von Gegenstandsweite zu Bildweite. Bei Röntgenaufnahmen dreidimensionaler Objekte befinden sich Teile des Objekts näher am Röhrenfokus, andere Teile näher an der Filmebene. Die fokusnahen Objekte werden größer abgebildet als die fokusfernen (vergl. Abbildung 8.11). Für die normale Photographie - und letztendlich auch die Abbildung in unserem Auge - gilt diese Einschränkung natürlich ebenfalls. Jedoch können wir dort aus unserem Wissen über die Eigenschaften der aufgenommenen Objekte und die Relation zwischen ihnen einen recht zuverlässigen dreidimensionalen Eindruck rekonstruieren. Zeigt sich dagegen auf einem Röntgenbild ein unerwarteter Schatten, so läßt sich weder die Größe des Objektes noch seine Lage ohne zusätzliche Informationen, wie Aufnahme aus einem anderen Winkel, bestimmen.

Lage der Objekte

Ein ähnliches Problem ergibt sich für in Strahlrichtung hintereinander liegende Objekte: sie können nicht getrennt werden, wobei ein kleineres fokusnahes Objekt sogar ein größeres, filmnahes Objekt verschatten kann. Dieses Problem läßt sich durch Rotation des Gesamtobjekts oder durch Belichtung aus verschiedenen Richtungen umgehen. In der klinischen Diagnostik sind gerade die Knochen ein Problem: um die Strahlenbelastung des Patienten gering zu halten, wird die Intensität des Röntgenstrahls zusammen mit der Belichtungszeit begrenzt. Das starke Absorptionsvermögen von Knochen (vergl. Abbildung 8.3) führt zu einer fast vollständigen Absorption der Röntgenstrahlung, so daß vor oder hinter einem Knochen liegende Bereiche mit stärkerer Absorption oder innerhalb eines Knochens liegende Bereiche schwächerer Absorption nur schwer erkannt werden können.

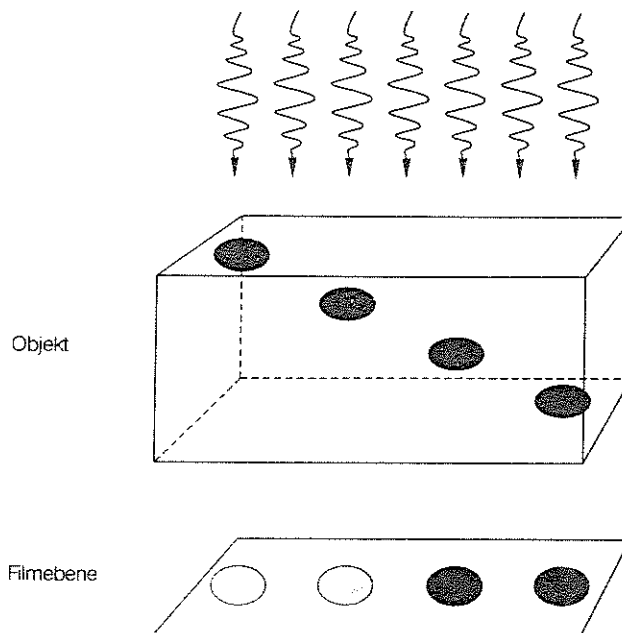


Abbildung 8.12: Abhängigkeit des Kontrastes vom Objekt-Film-Abstand. Mit zunehmendem Abstand verschlechtert sich der Kontrast durch den Einfluß der Streustrahlung [25].

Kontrastverschlechterung für fokusnahe Objekte

Fokusnahe und fokusferne Objekte werden nicht nur unterschiedlich groß abgebildet sondern auch mit unterschiedlichem Kontrast gegenüber ihrer Umgebung, vergl. Abbildung 8.12. Der Kontrast ist bei fokusnahen, d.h. filmfernen Objekten am schwächsten, da hier die Streuung der Strahlung zwischen Objekt und Filmebene den Kontrast verringert. Befindet sich das Objekt dagegen in der Nähe der Filmebene, so ist der Kontrast groß: die Streuung oberhalb des Objekts hat, da sie in alle Richtungen gleich ist, keinen Einfluß auf die auf das Objekt treffende Strahlintensität. Streuung zwischen Objekt und Filmebene gibt es aufgrund des geringen Abstandes kaum. Die Kontrastverschlechterung durch Streuung läßt sich durch Kompression des Gewebes (z.B. bei der Mammographie) verringern.

8.1.7 Digitale Bildverarbeitung

Zwar ist die Abbildung auf Film das Standardverfahren der Röntgenaufnahme, sie ist jedoch keinesfalls die einzige Möglichkeit, Röntgenbilder darzustellen. Eines der ältesten Alternativverfahren ist die Verwendung eines fluoreszierenden Schirmes. Dieses Verfahren hat den Nachteil, nur recht schwache Bilder zu erzeugen, so daß der Beobachter vorher sein Auge für ca. 1/2 Stunde an die Dunkelheit gewöhnen mußte⁵.

⁵Das Verfahren hat weitere Nachteile: (a) es werden keine Bilder gespeichert (nach der Röntgenverordnung ist eine Aufbewahrung der Bilder über einen Zeitraum von 10 Jahren vorgeschrieben) und (b) die Strahlenbelastung ist für alle Beteiligten sehr groß, für den Patienten, da das Bild über eine längere Zeit aufrecht erhalten wird, für den Betrachter, da alle Röntgenphotonen, die durch den

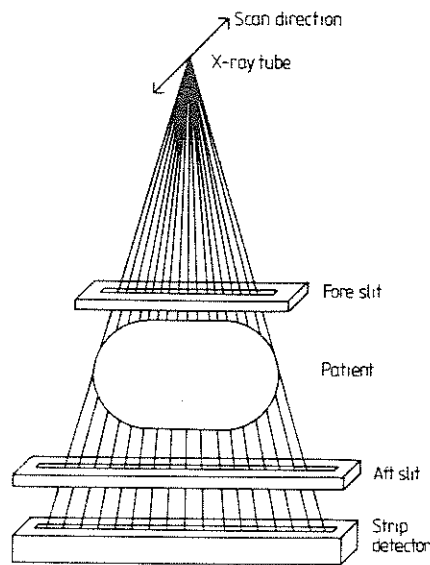


Abbildung 8.13: Direkte digitale Bildaufzeichnung beim Röntgenscanner [75].

Erzeugung digitaler Röntgenaufnahmen

Eine Verbesserung dieses Verfahrens haben *Röntgenbildverstärker* gebracht, bei denen die Röntgenphotonen auf einen Fluoreszenzschirm fallen. Die dabei ausgelösten Photonen fallen auf eine Photokathode in der sie durch Photoeffekt Elektronen auslösen. Diese Elektronen werden mit einer Hochspannung auf einen kleineren Ausgangsschirm beschleunigt, wo sie das Muster der einfallenden Röntgenphotonen verkleinert und verstärkt auf ein Muster sichtbarer Photonen umsetzen. Die Verstärkung der Leuchtdichte liegt bei einem Faktor zwischen 1000 und 5000. Das Ausgangsbild kann z.B. mittels einer Fernseh- oder Videokamera aufgezeichnet werden und liegt damit in digitaler Form vor.

Während beim Röntgenbildverstärker noch ein analoges Zwischenbild erzeugt wurde, kann man mit modernen Verfahren auch direkt ein digitales Signal erzeugen, vergl. Abbildung 8.13. Dazu wird der Film durch ein Array aus Photodioden ersetzt. Um Kosten und Platz zu sparen, verwendet man nur ein eindimensionales Array, d.h. eine Zeile von Photodioden (in der Regel 1024 oder ein Vielfaches davon). Entsprechend wird der einfallende Röntgenstrahl durch Blenden auf einen schmalen Streifen anstelle einer großen Fläche reduziert. Beide Streifen, Röntgenstrahl und Detektor, werden gleichzeitig über das zu untersuchende Gewebe bewegt, so daß die Grundfläche streifenweise aufgenommen wird. Derartige Röntgenscanner werden z.B. in der Subtraktionsangiographie (s.u.) verwendet.

Die Verwendung eines Streifendetektors statt eines flächigen Detektors hat nicht nur den Vorteil der geringeren Zahl von Photodioden. Auch für die Qualität des Bildes bieten sich Vorteile: (a) Streustrahlung mit einer Richtungskomponente senkrecht zum Detektor wird nicht aufgefangen und (b) durch die hohe Empfindlichkeit der Photodioden werden keine Verstärkerfolien mehr benötigt. Beides führt zu einer

Fluoreszenzschirm gehen, mit dem Betrachter des Bildes wechselwirken können.

Verbesserung der Bildqualität durch stärkeren Kontrast und ein höheres räumliches Auflösungsvermögen.

Warum digitale Aufnahmen?

Das vorangegangene Beispiel des Röntgenscanners macht das Wesen eines digitalisierten Röntgenbildes deutlich: das Bild wird in Bildelemente (Pixel = picture-X-element) zerlegt und jedem dieser Bildelemente wird ein Helligkeitswert (Graustufe) zugeordnet.

Digitale Aufnahmen haben eine Reihe von Vorteilen; der offensichtlichste ist ihre einfache Speicherbarkeit. Aber auch im Bereich der Weiterverarbeitung und Bildinterpretation ist die digitale Aufnahme der analogen überlegen:

- zur einfacheren Interpretation lassen sich Graustufen in Farben umsetzen (Falschfarbenbild).
- ist das Bild für das Auge relativ kontrastschwach, da unterschiedliche Gewebe durch dicht beeinanderliegende Grauwerte markiert sind, so läßt sich die Grauwertskala spreizen (Kontrastanreicherung durch Dehnung, vergl. auch Abbildung 8.19).
- das Verwischen scharfer Ränder durch die Ausbildung des Halbschattenbereiches läßt sich korrigieren.
- zur Reduktion des Rauschens läßt sich über mehrer Bildpunkte mitteln (besseres Signal- zu Rauschverhältnis, allerdings um den Preis einer reduzierten räumlichen Auflösung).
- Veränderungen zwischen alten und neuen Aufnahmen lassen sich - vorausgesetzt die Aufnahmen wurden unter vergleichbaren Bedingungen gemacht - durch Subtraktion der beiden Bilder erkennen.

Beispiel: Digitale Subtraktionsangiographie (DSA)

Dieser letzte Punkt wird in der Subtraktionsangiographie ausgenutzt. Angiographie hat die radiologische Darstellung eines Gefäßsystems zum Ziel⁶. Da die Gefäße (Arterien, Venen, Lymphbahnen) sich in ihren Absorptionseigenschaften nur geringfügig vom umgebenden Gewebe unterscheiden, sind sie auf normalen Röntgenaufnahmen kaum zu erkennen. Bereits früh in der Röntgentechnik hat man daher Kontrastmittel⁷ verwendet. Diese absorbieren Röntgenstrahlung sehr stark. Nach der Injektion in das Gefäßsystem wartet man bis sich das Kontrastmittel über den interessierenden Bereich verteilt hat und erstellt dann die Röntgenaufnahme, auf der die mit Kontrastmittel gefüllten Gefäße zu erkennen sind.

Nachteil einer Einzelaufnahme ist die mögliche Anwesenheit anderer stark absorbierender Teile im Strahlengang. Daher verwendet man zwei Aufnahmen, eine vor der Gabe des Kontrastmittels, die zweite mit Kontrastmittel. Die erste Aufnahme dient

⁶Dabei geht es zumeist um das Erkennen von Gefäßverengungen oder -verschlüssen.

⁷Die Eigenschaften der verwendeten Kontrastmittel richten sich nach dem zu untersuchenden Gefäßsystem. Für Arterien und Venen werden wasserlösliche jodhaltige Kontrastmittel verwendet, für die Lymphbahnen ölige. Bei der Anwendung von Kontrastmitteln ist Vorsicht geboten, da sie Unverträglichkeitserscheinungen bis hin zum Kreislaufkollaps und Herzstillstand hervorrufen können.

als Maske, die den Ruhezustand kennzeichnet. Eine Subtraktion der beiden Aufnahmen liefert ein Differenzbild, in dem nur die kontrastmittelgefüllten Gefäße dargestellt sind.

Zwar ist diese Subtraktionsangiographie im Zeitalter des Computers besonders einfach und elegant geworden⁸, die Idee geht jedoch bereits auf eine Arbeit von Galton aus dem Jahre 1900 [22] zurück, dort allerdings noch im Bezug auf die gewöhnliche Photographie. Die Idee ist simpel: wenn man ein relativ schwaches Positiv der einen Aufnahme und ein schwaches Negativ der anderen Aufnahme übereinanderlegt, so neutralisieren sich beide Aufnahmen zu einem gleichmäßigen grau – außer an den Stellen, an denen sich die beiden Aufnahmen unterscheiden. Das kombinierte Bild gibt daher ein Abbild der Unterschiede zwischen den beiden Aufnahmen gegen einen gleichförmig grauen Hintergrund.

8.1.8 Strahlenbelastung

Die Definition der bei einer Röntgenaufnahme auftretenden Strahlenbelastung des Patienten ist nicht trivial. Die einzige genau bekannte Größe ist die Energiedosis (und damit natürlich auch die Äquivalentdosis) auf der Strahleintrittseite. In Tabelle 1.1 war als Beispiel für die Strahlenbelastung bei Röntgenuntersuchungen für die Mammographie eine Äquivalentdosis von 20 mSv angegeben. Dies ist die Dosis an der Strahleintrittseite. Tiefer im Gewebe ist die abgegebene Dosis (Energie- ebenso wie Äquivalentdosis) geringer, vergl. Abbildung 8.14. Aus Sicherheitsgründen wird bei der Angabe der Strahlenbelastung aber angenommen, daß das gesamte in Strahlrichtung liegende Gewebe die volle Dosis erhalten hat. Auf diese Weise wird zwar die insgesamt im Gewebe abgegebene Energie überschätzt, dafür wird aber die in einem Volumenelement maximal abgegebene Energie korrekt angegeben. Die sich damit bei der Mammographie ergebenden 20 mSv Strahlenbelastung sind daher ein zu hoher Wert. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß diese 20 mSv keine Ganzkörperbestrahlung sind. Berücksichtigen wir den Organgewichtungsfaktor aus Tabelle 7.4, so ergibt sich eine effektive Äquivalentdosis von 1 mSv, d.h. ein Wert, der noch unterhalb der natürlichen Strahlenbelastung während eines Jahres liegt (vergl. Tabelle 1.1).

Trotz dieser anscheinend niedrigen Strahlenbelastung kann diese Untersuchung genau das Röntgenquantum enthalten haben, was zu einer späteren Entartung einer Zelle führen kann. Aber hier lassen sich wieder nur statistische Angaben machen (vergl. Kapitel 12). Nach heutigem Verständnis (vergl. [79]) geht man davon aus, daß eine Ganzkörperbestrahlung von 1 mSv zu 4 zusätzlichen Krebsfällen in einer Population von 100 000 führt, d.h. das Risiko beträgt $4 \cdot 10^{-5}$ pro mSv. Zum Vergleich: aus dieser Population werden ca. 20 000 ohnehin an Krebs sterben. Für eine Ganzkörperbestrahlung mit 10 mSv werden unter einer Million Menschen 200 bis 800 zusätzliche Krebserkrankungen auftreten [45].

Neben dem persönlichen Risiko an Krebs zu erkranken, muß bei Röntgenuntersuchungen auch das *genetische Risiko* berücksichtigt werden, d.h. die Strahlenwirkung auf die Keimzellen und damit die Möglichkeit, daß das Individuum ohne sichtbaren Strahlenschaden davon kommt, jedoch seine Nachfahren an einem Folgeschaden erkranken (Mißbildungen, Aktivierung von Onko-Genen, Aktivierung von unterdrückten, aber in der DNS kodierten Erbkrankheiten). Tabelle 8.1 gibt die Strahlenbelastungen für die Keimdrüsen von Patientinnen und Patienten bei einigen häufigen

⁸Und hat eine Fülle von zusätzlichen Möglichkeiten, so können z.B. leichte Verschiebungen zwischen den Aufnahmen durch eine Bewegung des Patienten mit dem Rechner ausgeglichen werden

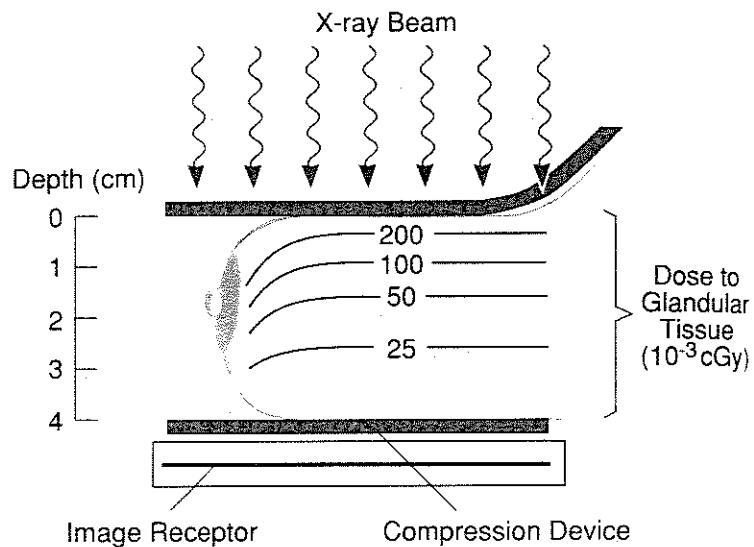
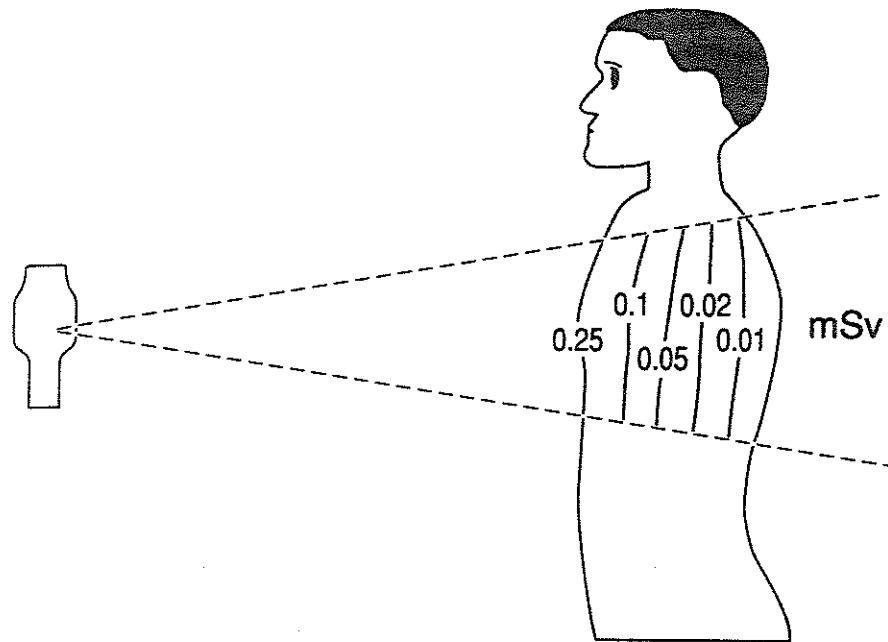


Abbildung 8.14: Dosisverteilung im Körper bei einer Röntgenaufnahme des Thorax (oben) und einer Mammographie (unten). Die am leichtesten meßbare Dosis ist die auf der Eintrittsseite (bei der Thoraxaufnahme 0.25 mSv, bei der Mammographie 20 mSv). Allerdings ist es vereinfacht, diese Dosis als die tatsächliche Strahlenbelastung anzugeben [79].

Untersuchungsart	Strahlenbelastung der Gonaden			
	♀		♂	
	mGy	(mrd)	mGy	(mrd)
Thoraxaufnahmen (zwei Ebenen)	kleiner 0,01	kleiner 1	kleiner 0,01	kleiner 1
Mammographie	kleiner 0,001	kleiner 0,1		
Magen-Darm-Passage (MDP)	1,5	150	0,3	30
Kontrasteinlauf (KE)	8	800	3	300
Cholangio-Cholezysto- graphie	1	100	0,2	20
Urogramm	6	600	6	600*
Beckenaufnahme	3	300	7	700*

* Hoden im Strahlenbündel

Tabelle 8.1: Strahlenbelastung der Keimdrüsen bei gängigen Röntgenuntersuchungen [25].

Röntgenuntersuchungen.

8.2 Computer-Tomographie (CT)

Konventionelle Röntgenaufnahmen gleichen einem Schattenspiel: sie geben Umrissinterne Strukturen, die leicht mißinterpretiert werden können (vergl. Abbildung 8.15). Die Computer-Tomografie⁹ (CT) schafft hier Abhilfe: es wird mit einem sehr dünnen und homogenen Röntgenstrahl durch Abtasten eine drei-dimensionale Aufnahme erstellt, die ein hervorragendes räumliches Auflösungsvermögen hat. Sie kann Details in bisher ungekannter Genauigkeit darstellen kann, da die Aufnahmetechnik den Einfluß der Streustrahlung reduziert und die unterschiedlichen Abbildungsmaßstäbe, Kontraste fokussnaher und fokussferner Objekte (vergl. Abbildung 8.11 und 8.12) ausgleicht, und ein besseres Auflösungsvermögen für die Absorptionskoeffizienten hat, so daß im Gegensatz zur konventionellen Röntgenaufnahme auch verschiedene Weichteilgewebe/Organe unterschieden werden können. Letzteres wird allerdings um den Preis einer hohen Strahlenbelastung erkauft (die Zählstatistik muß ja stimmen, um kleine Unterschiede im Absorptionskoeffizienten zu erkennen).

CT wurde 1972 erstmals klinisch verwendet, das Konzept geht jedoch auf eine Arbeit von Radon aus dem Jahre 1917 [55] zurück. Die Verwirklichung dieses Konzeptes mußte so lange auf sich warten lassen, da CT wirklich eines Computers bedarf: das Bild liegt nicht nur digitalisiert vor, wie z.B. beim Röntgenscanner, sondern es muß erst errechnet werden, da die Aufnahmetechnik keine aussagefähige konventionelle Abbildung auf Film erlauben würde. Selbst trickreiche Analogverfahren, wie ursprünglich für die Subtraktionsangiographie verwendet, sind bei der Computer-Tomographie nicht möglich.

⁹Tomographie ist eine allgemeine Bezeichnung für Schichtbildaufnahmeverfahren. Der Computer hat sich hier in den Namen eingeschlichen, da die Aufnahmetechnik kein direktes Bild liefert wie z.B. bei den Mehrschicht-Aufnahmen in der Nuklearmedizin, sondern das Bild mit relativ rechenintensiven Algorithmen zurückgerechnet werden muss.

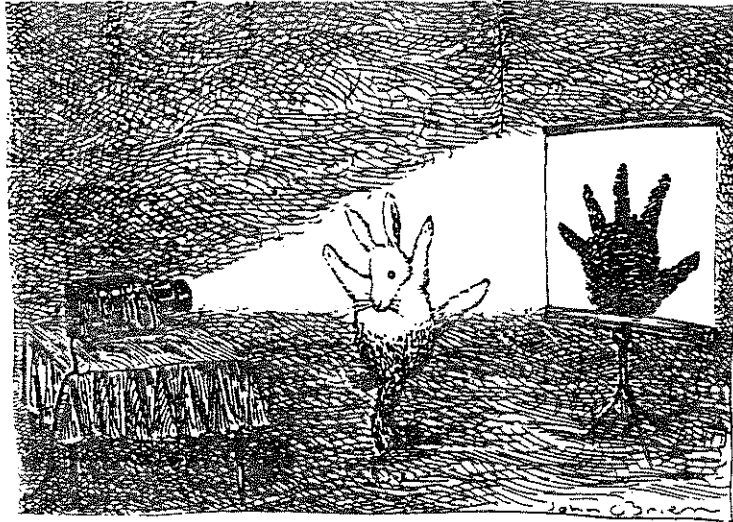


Abbildung 8.15: Konventionelle Röntgenaufnahmen gleichen einem Schattenspiel: sie geben Umrissse interner Strukturen, die jedoch falsch interpretiert werden können.

8.2.1 Aufnahme

Die Computer-Tomographie folgt dem Prinzip des Röntgenscanners insofern, als daß der Patient in Schichten zerlegt wird, die einzeln durchstrahlt werden. Während der Röntgenscanner jede Schicht einmal vollständig durchstrahlt, verwendet die Computer-Tomographie innerhalb jeder Schicht ein komplexes Abtastmuster. Abbildung 8.16 gibt einen Überblick über die verschiedenen Abtastverfahren.

Die Unterschiede in den Abtastverfahren liegen in der Bewegung von Röhre und Detektor. Sie haben sich im Laufe der Zeit mit verbesserter Detektortechnik und Datenverarbeitung in der in Abbildung 8.16 gegebenen Reihenfolge entwickelt. Die einzelnen Verfahren werden daher als erste (a) bis vierte (d) Generation der Computer-Tomographie bezeichnet.

Bei Verfahren der ersten Generation stehen sich Röntgenquelle und Detektor in festem Abstand auf einem Gantry montiert direkt gegenüber. Verwendet wird ein bleistiftdünnnes Strahlbündel. Die Abtastung erfolgt in zwei Richtungen: in jeder Winkelposition können die Röhre und der Detektor in kleinen Schritten (Gesamtschrittzahl 160) linear über den Patienten bewegt werden. Dann wird das Detektorsystem in 1° -Schritten gedreht, so daß eine Abtastung über den gesamten Bereich erfolgt. Insgesamt werden $160 \times 180 = 28\,000$ Messungen der Strahlabschwächung gemacht, aus denen ein Bild von 160×160 -Pixeln erzeugt wird. Geräte der ersten Generation haben den Nachteil einer sehr langen Meßzeit: für die 28 000 Messungen jeder einzelnen Schicht werden einige Minuten benötigt, die Gesamtmeßzeit ergibt sich durch Multiplikation mit der Zahl der gewünschten Schichten. Tomographen der ersten Generation lassen sich daher nicht auf Körperteile anwenden, die durch Atembewegung beeinflußt werden. Hauptanwendungsgebiet ist Schädel und Gehirn.

Computer-Tomographen der zweiten Generation haben eine deutlich höhere Aufnahmegeschwindigkeit (ca. 10 sek pro Schicht). Hier wird statt eines einzelnen Detektors eine Zeile von bis zu 30 Detektoren verwendet, die gleichzeitig von einem Röntgenstrahlfächer getroffen werden. Die Abtastung erfolgt weiterhin durch eine Kombination aus Translation und Rotation.

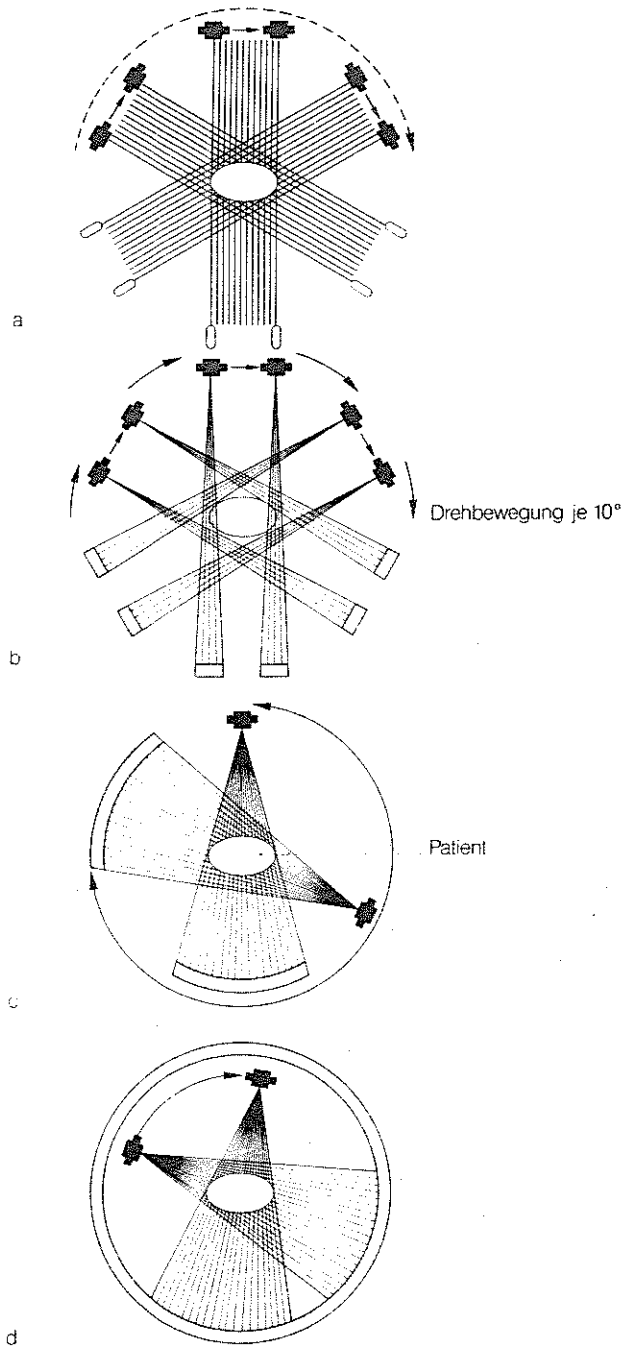


Abbildung 8.16: Abtastverfahren in der Computer-Tomographie. Die Weiterentwicklung der Geräte und der Datenverarbeitung haben zu vier verschiedenen Abtastprinzipien bezüglich der Röhren- und der Detektorbewegung geführt. Man bezeichnet diese Verfahren als erste (a) bis vierte (d) Generation [25].

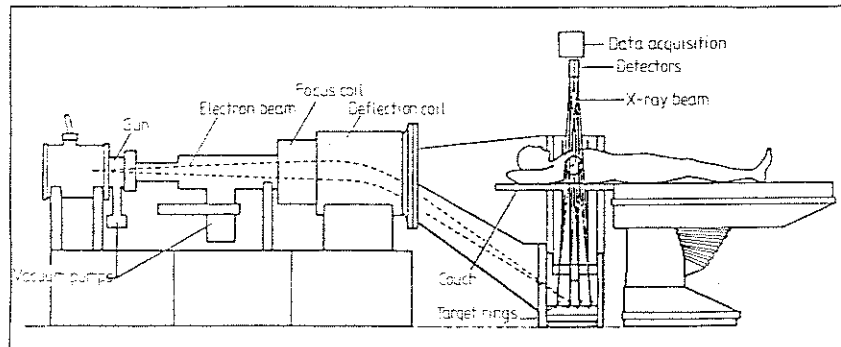


Abbildung 8.17: Beispiel für den Aufbau eines Computer-Tomographen. In diesem Beispiel werden vier Targets verwendet, so daß vier Schichten gleichzeitig aufgenommen werden können [75].

Bei Tomographen der dritten und vierten Generation erfolgt die Abtastung nur durch eine Rotationsbewegung. Bei der dritten Generation wird ein Strahlfächer mit einem Öffnungswinkel von 45° verwendet, der auf ein Kreissegment mit bis zu 500 Detektoren fällt. Röntgenröhre und Detektor bewegen sich gemeinsam um den Patienten, der Strahl ist gepulst. In der vierten Generation wird ein vollständiger Ring von Detektoren (meist 1024 oder mehr) verwendet, der Strahl ist nicht gepulst. Hier rotiert nur die Röntgenröhre um den Patienten. Tomographen der dritten und vierten Generation haben noch größere Aufnahmegeschwindigkeiten (drei bzw. eine Sekunde pro Schicht). Die hohen Geschwindigkeiten werden mit einer Erhöhung des Streustrahlanteils im Strahlfächer erkauft.

Bei der Beschreibung der verschiedenen Tomographen-Generationen wurde vereinfachend stets die Röntgenröhre als beweglich betrachtet. Diese Beschreibung ist nicht ganz korrekt: bewegt wird nicht die Röhre sondern nur das Target, vergl. z.B. Abbildung 8.17. Der Elektronenstrahl muß entsprechend der Lage des Targets nachgeführt werden. Durch Verwendung mehrerer Targets in geeigneter Anordnung (und entsprechend auch mehrerer Detektorringe oder Segmente) können mehrere Schichten gleichzeitig aufgenommen werden. Da mit diesem Verfahren zwar die Aufnahmegeschwindigkeit erhöht wird, der Einfluß der Streustrahlung aber wieder deutlich stärker wird, ist es z.Z. kein Standardverfahren.

8.2.2 Schichtbilder und Hounsfield-Zahlen

Ziel der Computer-Tomographie ist die Erstellung eines Schichtbildes von menschlichem Gewebe um (a) eine möglichst genaue Identifizierung der Verteilung verschiedener Gewebe innerhalb einer Schicht zu erreichen und (b) aus der Kombination mehrerer Schichtbilder ein dreidimensionales Bild zu berechnen,

Beginnen wir mit dem Schichtbild. Abbildung 8.18 illustriert das Ziel der Computer-Tomographie: eine Schicht menschlichen Gewebes wird in Voxel (Volumenelemente, volume-x-element) unterteilt. Für jedes dieser Voxel soll der lineare Abschwächungskoeffizient μ bestimmt werden. Dieser erlaubt es, die Art des Gewebes innerhalb des Voxels zu charakterisieren. Der Abschwächungskoeffizient μ wird durch CT-Zahlen, auch als Hounsfield-Zahlen bezeichnet, ausgedrückt. Diese geben den Abschwächungs-

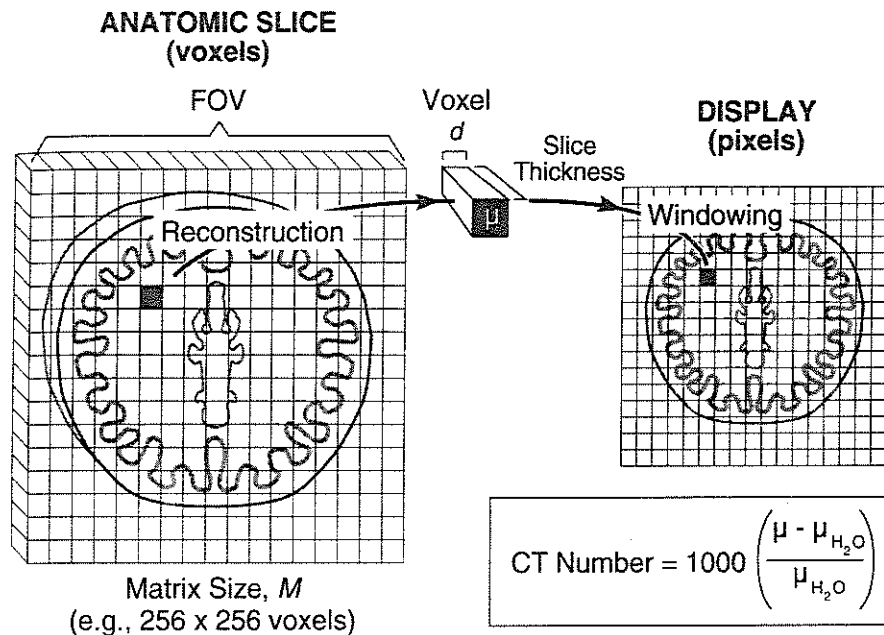


Abbildung 8.18: Überblick über das Ziel der Computer-Tomographie: eine Gewebeschicht wird in kleine Zellen (FOV: Field of View; Voxel: Volumenelement von volumex-element) unterteilt. Für jede dieser Zellen ist der lineare Abschwächungskoeffizient μ zu bestimmen, der in CT-Zahlen umgerechnet die Art des Gewebes in diesem Voxel angibt [79].

koeffizienten relativ zu dem von Wasser:

$$\text{CT[Zahl]} = H = 1000 \cdot \frac{\mu - \mu_{\text{H}_2\text{O}}}{\mu_{\text{H}_2\text{O}}} \quad (8.1)$$

Wasser wird als Referenzmaterial verwendet, da es (a) den größten Teil des Körpergewebes ausmacht und (b) ein Material ist, das für Kalibrationen leicht zugänglich ist. CT-Zahlen für verschiedene Gewebe sind in Tabelle 8.2 zusammengefaßt, die Zahlenwerte beziehen sich auf Beschleunigerspannungen zwischen 120 und 140 kV. CT-Zahlen unterhalb von 0 geben Gewebe mit einem Abschwächungskoeffizienten kleiner als dem von Wasser an. Die Grenzwerte der Skala sind durch die CT-Zahlen von Luft (-1000) und Knochen (1000) angegeben.

Aus einer dreidimensionalen Schicht, der über CT-Zahlen Abschwächungskoeffizienten im Bereich von -1000 bis +1000 zugeordnet werden können, wird eine zweidimensionale Aufnahme, in der diesen CT-Zahlen unterschiedliche Graustufen zugeordnet werden. Da das menschliche Auge keine 2000 Graustufen unterscheiden kann¹⁰ und zudem die Weichteilgewebe, die bei der Tomographie am stärksten interessieren, nur geringe Unterschieden in den CT-Zahlen aufweisen (vergl. Tabelle 8.2), bildet man bei der Darstellung des Schichtbildes nicht den gesamten Bereich von Hounsfield-Nummern

¹⁰Der Durchschnittsmensch kann nur 36 Graustufen auflösen, daher werden in den meisten digitalen Schwarz-Weiß-Darstellungen zwischen 16 und 64 Graustufen verwendet.

Gewebe	H	Gewebe	H
Wasser	0	Cerebrospinale Flüssigkeit	0 - 22
Luft	- 1000	graue Substanz	32 - 44
dichter Knochen	~ 1000	weiße Substanz	24 - 36
Hemorrhage	60 - 110	Muskel	44 - 59
Blutklumpen	74 - 81	Leber (normal)	50 - 80
Blut	42 - 58	Fett	-20 bis -100
Herz	24	Lunge	- 300

Tabelle 8.2: Hounsfield- oder CT-Nummern zur Charakterisierung des Gewebes aus dem Abschwächungskoeffizienten.

auf die Grauskala ab, sondern nur den für die zu untersuchende Fragestellung interessanten Bereich. Haben Voxel größere oder kleinere CT-Nummern, so werden sie als weiße bzw. schwarze Punkte dargestellt. Dieses Verfahren der Dehnung bzw. Kontrastdehnung, eine in der Luftbild- und Satellitenphotographie häufig eingesetzte Methode zur Kontrastanreicherung, ist schematisch in Abbildung 8.19 dargestellt. Es kann bei jeder Art digitalisierter Aufnahmen angewendet werden.

Alternativ können, allerdings eher zu Demonstrationszwecken als in der klinischen Praxis¹¹, bestimmten Bereichen von CT-Werten Farben zugewiesen werden, so daß die inneren Organe in unterschiedlichen Farben dargestellt werden bzw. ein bestimmtes Organ/Gefäßsystem sich farblich gegenüber den Graustufen des Gesamtbildes abhebt.

8.2.3 Rekonstruktion eines Schichtbildes

Bisher haben wir nur die Eigenschaften eines Schnittbildes betrachtet, in diesem Abschnitt will ich kurz beschreiben, wie aus den gemessenen Abschwächungskoeffizienten längs des einfallenden Strahls dieses Schnittbild rekonstruiert wird.

Abbildung 8.20 illustriert noch einmal den Output eines Computer-Tomographen der ersten Generation. Entlang eines jeden einzelnen Strahls wird der Abschwächungskoeffizient des durchsetzten Gewebes bestimmt. Jede Translation des CT über den Körper gibt damit die Projektion des integralen Abschwächungskoeffizienten innerhalb der durchstrahlten Körperscheibe auf eine Linie mit der Dicke der Körperscheibe. Das Ergebnis einer Translation ist damit äquivalent zu der Information, die man für einen einzelnen Streifen bei der Aufnahme mit einem Röntgenscanner erhalten würde. Durch die Rotation des Systems erhält man eine derartige Projektion für 180 verschiedene Richtungen.

Die Rekonstruktion des Schichtbildes aus den Projektionen kann auf verschiedene Weise erfolgen. Dieser Bereich hat sich zu einem selbständigen Forschungsgebiet entwickelt, für Hinweise auf Originalarbeiten siehe [75] oder [57], Reviews finden sich in den Büchern von [27, 49, 2], wobei [49] nur noch für Mathematiker verständlich ist. Die wichtigsten Verfahren sind

1. Summationsmethoden (einfache Rückprojektion)

¹¹In der klinischen Praxis ist ein derartiges Verfahren nicht üblich, da aufgrund der Zählstatistik stets einzelne Datenpunkte eine zu hohe oder zu niedrige CT-Zahl haben. In einer Graustufenabbildung fallen diese nicht auf, in einer farbigen Darstellung dagegen sind sie störend. Um eine bessere Statistik und damit eine 'saubere' farbige Darstellung zu erhalten, werden Punkte häufig zusammengefaßt. Damit vermindert sich allerdings das räumliche Auflösungsvermögen.

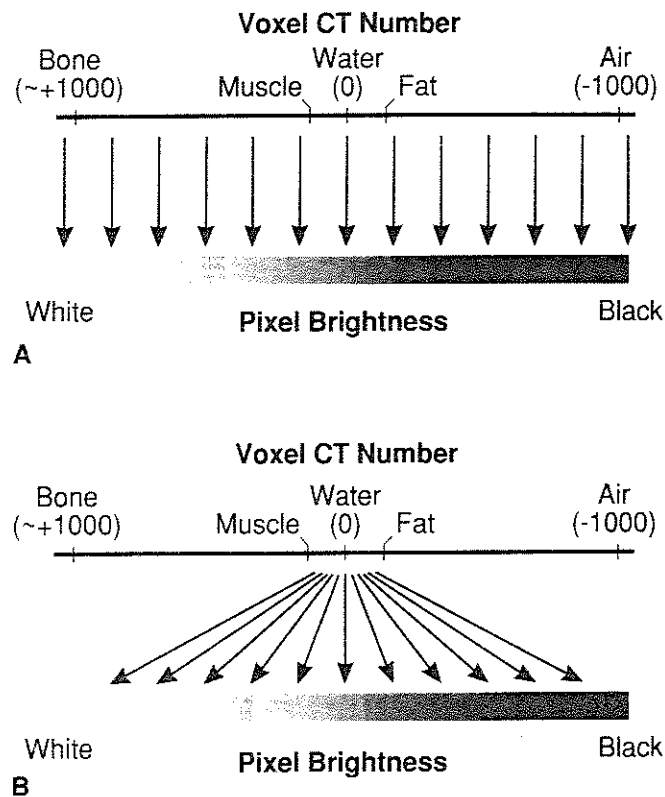


Abbildung 8.19: Kontrastanreicherung durch Dehnung des auf die Grauskala abgebildeten Bereiches von CT-Nummern. Im oberen Teilbild werden alle CT-Nummern auf die Grauskala abgebildet, so daß die interessierenden Gewebe mit CT-Zahlen zwischen denen von Muskel und Fett kaum unterschieden werden können. Im unteren Teilbild wird nur dieser Bereich der CT-Nummern auf die Grauskala abgebildet, so daß die Gewebe wesentlich besser unterschieden werden können [79].

2. iterative Algorithmen und
3. gefilterte Rückprojektion.

Einfache Rückprojektion

Die Idee, die dem Verfahren der *Rückprojektion* zugrunde liegt, ist einfach. (1) Nehmen Sie die Abschwächung eines einzelnen Strahls (als Strahlensumme oder Linienintegral bezeichnet). (2) Färben Sie in einer der Abschwächung entsprechenden Graustufe den Strahlengang (in der Breite des Strahls, d.h. 1 Pixel breit). (3) Wiederholen Sie diese Schritte für alle Strahlen. Abbildung 8.21 deutet dieses Verfahren schematisch für einen einzelnen absorbierenden Pixel in einem für Röntgenstrahlung transparenten Phantom an. Zur Identifikation eines einzelnen Pixels sind zwei Strahlen ausreichend (entsprechend zwei Winkeln, unter denen jeweils eine volle Translation abgetastet wird), zur Identifikation einer größeren Zahl von Pixeln werden entsprechend

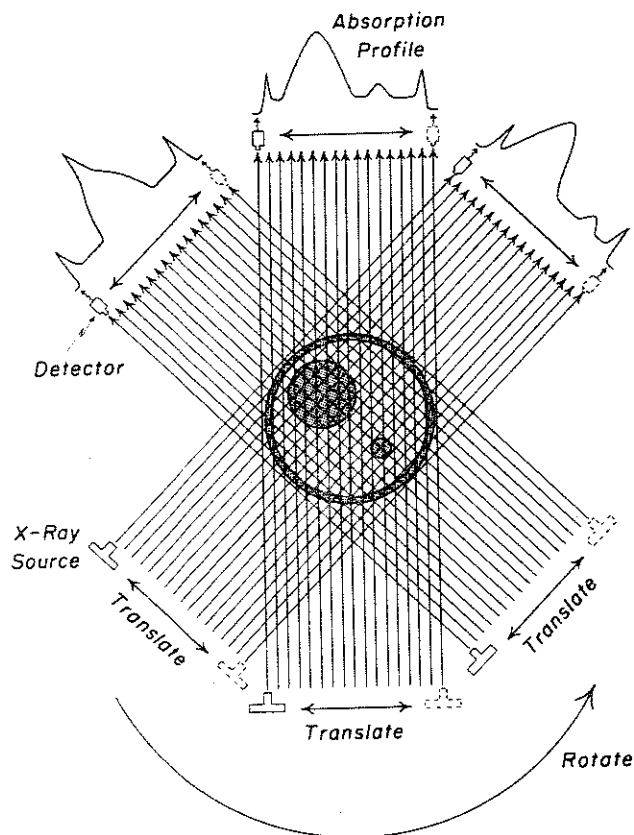


Abbildung 8.20: Am Beispiel eines Tomographen erster Generation ist die Art der beim CT-Scan erhaltenen Daten erläutert: entlang jeden Strahls wird der Abschwächungskoeffizient bestimmt, so daß sich für jede Translation ein Absorptionsprofil ergibt, das einem konventionellen Röntgenbild durch die betrachtete Gewebeschicht entspricht [57]. Durch die Rotation des gesamten Systems ergeben sich derartige Projektionen für verschiedene Richtungen (in der Abbildung 3, in der Realität 180).

mehrere Strahlrichtungen benötigt (vergl. Abbildung 8.22).

Gefilterte Rückprojektion

Die diesem Verfahren zugrunde liegende analytische Methode basiert auf Fourier-Transformationen, für eine genauere Darstellung vergl. [75]. Formal läßt sich die zwei-dimensionale inverse polare Fourier-Transformation für den Abschwächungskoeffizienten $\mu[x, y]$ schreiben als

$$\mu^P(r, \theta) = \mu[x, y] = \int_0^\pi \int_{-\infty}^\infty M^P(\rho, \phi) \exp \{2\pi i \rho (x \cos \phi + y \sin \phi)\} |\rho| d\rho d\phi. \quad (8.2)$$

Darin sind $x = r \cos \theta$ und $y = r \sin \theta$ die Ortskoordinaten, $\mu[x, y]$ und $\mu^P(r, \theta)$ die Abschwächungskoeffizienten oder Dichteverteilungen in kartesischen bzw. Polar-

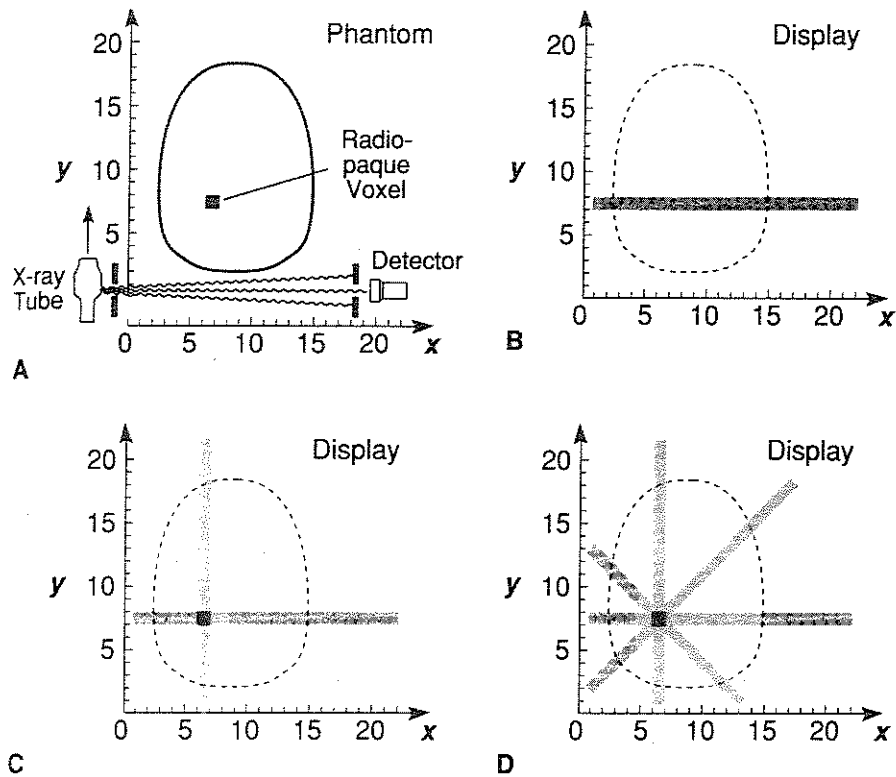


Abbildung 8.21: Verfahren der Rückprojektion zur Konstruktion eines Phantoms, das bis auf einen einzelnen Pixel für Röntgenstrahlung transparent ist [79]. Teilbild A zeigt die Aufnahmetechnik, beginnend mit einem horizontal ausgerichteten Röntgenstrahl, der die verschiedenen vertikalen Positionen abfährt. Teilbild B zeigt die Rückprojektion des horizontalen Streifens, der den absorbierenden Pixel enthält. Teilbild (C) zeigt, daß ein zweiter Strahl bereits ausreichend ist, um diesen einzelnen Pixel genau zu identifizieren. Teilbild (D) zeigt Rückprojektionen weiterer Strahlen.

Koordinaten, und $M[\xi, \eta]$ bzw. $M^p(\rho, \phi)$ die Fourier-Transformierten dieser beiden Größen. Die Dichteverteilungen hängen mit der Meßgröße Strahlsumme bzw. Linienintegral $\lambda_\phi(x)$ zusammen gemäß

$$\lambda_\phi(x') = -\ln\{I_\phi(x')/I_\phi^0(x')\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu[x, y] \delta(x \cos \phi + y \sin \phi - x') dx dy, \quad (8.3)$$

wobei die δ -Funktion nur den Teil des Linienintegrals berücksichtigt, für den $x' = x \cos \phi + y \sin \phi$ gilt. Vereinfacht man auf den Spezialfall $\phi = 0$ (für jeden einzelnen Strahl kann das Koordinatensystem ja entsprechend gedreht werden), so ist

$$\lambda_0(x') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu[x, y] \delta(x - x') dx dy \quad (8.4)$$

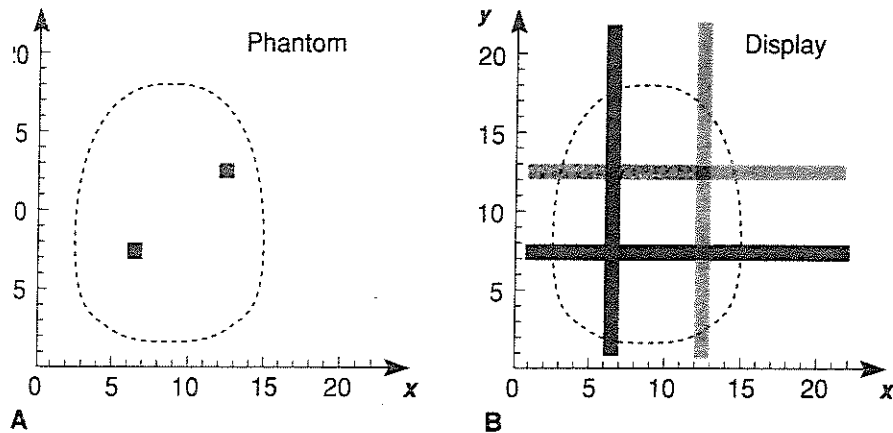


Abbildung 8.22: Rückprojektion II: zur Ortsbestimmung bei zwei absorbierenden Pixeln (links) werden drei Durchstrahlrichtungen benötigt, von denen zwei gezeigt sind (rechts) [79].

bzw. nach Integration über x :

$$\lambda_0(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu[x, y] dy. \quad (8.5)$$

Für die Fourier-Transformierte des Linienintegrals ergibt sich dann

$$\Lambda_\phi(\xi') = M'[\xi', \eta'] = M^P(\rho, \phi). \quad (8.6)$$

Gleichung 8.2 läßt sich zerlegen in

$$\mu[x, y] = \int_0^\pi \lambda_\phi^\dagger(x') d\phi |_{x'=x \cos \phi + y \sin \phi} \quad (8.7)$$

mit

$$\lambda_\phi^\dagger(x') = \int_{-\infty}^{\infty} M^P(\rho, \phi) |\rho| \exp\{2\pi i \rho x'\} d\rho. \quad (8.8)$$

Gleichung 8.8 bestimmt eine mittlere Größe λ^\dagger , die *gefilterte Projektion*. Die Gleichung ist die ein-dimensionale Fourier-Transformierte des Produktes M^P und ρ und kann daher als Faltung der Fourier-Transformierten von M^P und ρ geschrieben werden. Der erste Term ist wieder durch die Projektion, d.h. das Linienintegral, gegeben:

$$\lambda_\phi(x') = \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda_\phi(\zeta') \exp\{2\pi i \zeta' x'\} d\zeta'. \quad (8.9)$$

$|\rho|$ dagegen ist keine so einfache Funktion, daß eine Transformation existiert. Allerdings ist $M(\rho, \phi)$ in seiner Bandweite durch das Meßsystem begrenzt, so daß es eine

maximale Frequenz gibt, die einem ρ_{max} entspricht. An dieser Stelle kann $|\rho|$ abgebrochen werden, so daß nur die Transformation $p'(x)$ von $P(\rho)$ zu bestimmen ist:

$$\begin{aligned} P(\rho) &= 0, & |\rho| &\geq \rho_{max} \\ P(\rho) &= |\rho|, & |\rho| &< \rho_{max}, \end{aligned} \quad (8.10)$$

d.h.

$$p(x') = \int_0^{\rho_{max}} \rho \exp\{2\pi i \rho x'\} d\rho - \int_{-\rho_{max}}^0 \rho \exp\{2\pi i \rho x'\} d\rho. \quad (8.11)$$

Gleichung 8.11 läßt sich recht gradlinig auswerten, es ergibt sich

$$p(x') = \rho_{max}^2 \{2\text{sinc}(2\rho_{max} x') - \text{sinc}^2(\rho_{max} x')\}, \quad (8.12)$$

ein Ausdruck, der sich leicht weiterverarbeiten läßt.

Mit dem Faltungstheorem läßt sich Gleichung 8.8 umschreiben als

$$\lambda_{\phi}^{\dagger}(x') = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda_{\phi}(x) p(x' - x) dx \quad (8.13)$$

oder die bequeme Abkürzung (wobei * eine Faltung bezeichnet)

$$\lambda_{\phi}^{\dagger}(x') = \lambda_{\phi}(x') * p(x'). \quad (8.14)$$

Der Dagger † bezeichnet eine gefilterte Projektion, da die Originalprojektion mit $p(x')$ gefaltet ist, was eine Filterung beinhaltet.

Betrachten wir noch einmal Gleichung 8.7. Sie beschreibt die Rückprojektion, bei der eine gefilterte Projektion λ_{ϕ}^{\dagger} über einen Bereich $[x, y]$ verteilt wird. Für jeden Punkt x, y und jeden Projektionswinkel ergibt sich ein Wert für x' , gegeben durch

$$x' = x \cos \phi + y \sin \phi. \quad (8.15)$$

Das ist die Gleichung einer Geraden parallel zur y' -Achse, d.h. die sich ergebende Projektion zeigt keine Variation entlang der y' -Achse. Eine einfache Analogie ist eine Harke mit einem Zinkenabstand von $\lambda_{\phi}^{\dagger}(x')$, die sich parallel zur y' -Richtung bewegt. Das eindimensionale Zinkenprofil erzeugt eine zweidimensionale Abbildung. Die Rückprojektion ist aber etwas ganz anderes als das inverse einer Projektion. Wäre sie dies, so wäre die Rekonstruktion eines Bildes trivial. Man muß sich aber darüber im Klaren sein, daß eine einfache Rückprojektion ungefilterter Projektion keine zufriedenstellende Rekonstruktionstechnik ist. Gleichung 8.7 enthält zusätzlich eine Integration über ϕ , die einer Summation der Rückprojektionen jeder gefilterten Projektion entspricht, jede entlang ihrer eigenen speziellen Richtung. Dies entspricht einer Harke, die sich entlang jeder Projektionsrichtung bewegt, mit unterschiedlichem Zinkenabstand für jede gefilterte Projektion. Die Analogie bricht allerdings zusammen, wenn wir die Überlagerung der verschiedenen Projektionen betrachten: diese ist additiv, es werden nicht wie bei der Harke die vorhergehenden Spuren zerstört.

Die vollständige Lösung wird durch die Gleichungen 8.7 und 8.11 gegeben: jede Projektion $\lambda_{\phi}(x')$ wird durch Faltung mit $p(x')$ gefiltert. Die gefilterten Projektionen werden nach $[x, y]$ zurückprojiziert und die einzelnen Rückprojektionen eines jeden Projektionswinkels werden addiert um die Abbildung $\mu[x, y]$ zu erstellen.

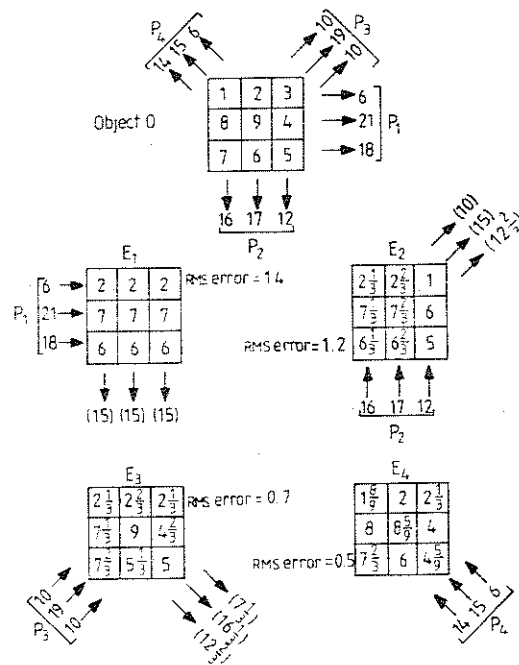


Abbildung 8.23: Ein einfaches Beispiel für ein iteratives Verfahren zur Rekonstruktion eines Schichtbildes [75].

Iterative Algorithmen

Iterative Algorithmen basieren auf der Lösung eines großen Satzes linearer Gleichungen. Es gibt verschiedene Verfahren, die sich in der Art, wie die Korrekturen während jeden Schrittes berechnet und angewandt werden, unterscheiden.

Abbildung 8.23 gibt ein einfaches Beispiel für ein iteratives Verfahren. Im oberen Teil ist ein Objekt als 3×3 Matrix dargestellt, zusammen mit 4 Projektionen aus unterschiedlichen Richtungen, die jeweils drei Strahlen umfassen. In den Kästchen des Objektes ist die Abschwächung angegeben, an den Strahlen jeweils das Linienintegral (Strahlsumme).

Die Rekonstruktion beginnt mit einem dieser Strahlenbündel. Die Strahlsumme wird gleichmäßig auf die von den Strahlen durchsetzten Pixel verteilt (Anfangswerte) und es wird die Strahlsumme in Richtung einer zweiten Projektion bestimmt. Diese hypothetische Strahlsumme wird mit der beobachteten verglichen, es ergibt sich ein Ausdruck für die Abweichung. Die Differenz zwischen hypothetischer und beobachteter Strahlsumme wird nun wieder gleichmäßig auf die einzelnen Zellen jeder Reihe verteilt. Aus dieser neuen Verteilung wird die Strahlsumme entlang einer dritten Richtung berechnet und wieder mit den in dieser Richtung gemessenen Strahlsummen verglichen. Die Differenzen werden erneut auf die einzelnen Zellen verteilt und das Verfahren setzt sich fort. Das Verfahren konvergiert, wie durch die in der Abbildung ebenfalls angegebenen Standardabweichungen angedeutet wird. Eine genauere Diskussion iterativer Verfahren findet sich in [27] und [74].

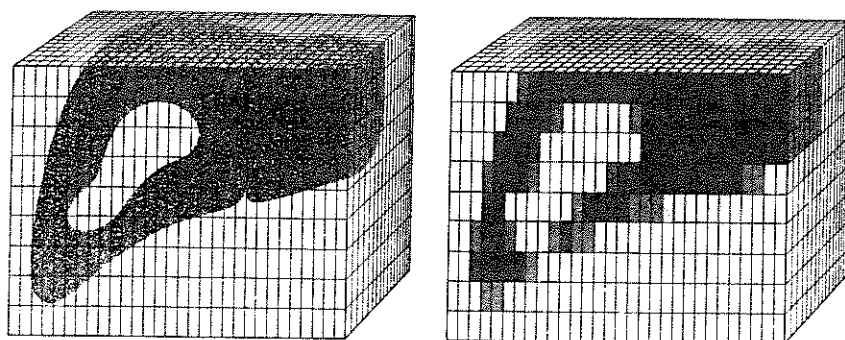


Abbildung 8.24: Teilvolumeneffekt: an den Grenzflächen verschiedener Gewebe kann ein Voxel Anteile unterschiedlicher Gewebedichten enthalten. Im CT-Bild ergeben sich an diesen Stellen Voxel mit gemittelten Grauwerten [25].

8.2.4 Drei-Dimensionale Darstellungen

Aus den nach den vorher beschriebene Verfahren bestimmten Schnittbildern läßt sich eine dreidimensionale Darstellung des Untersuchungsgegenstandes erzeugen. Da der Abstand der einzelnen Schichten in einigen Anwendungen deutlich größer ist als die Kantenlänge der Pixel innerhalb der Schicht, ist ein Voxel nicht unbedingt ein Kubus sondern nur ein Quader¹². Für eine einfache dreidimensionale Darstellung im Sinne eines Übereinanderstapelns der einzelnen Schichtbilder sind diese anisotropen Voxel kein Problem. Will man dieses dreidimensionale Bild jedoch verwenden, um Schnitte in Ebenen in beliebigem Winkel zu den ursprünglichen Schichten zu betrachten, ergeben sich durch die unterschiedlichen Auflösungen Probleme, die zur Zuordnung falscher Werte zu Pixeln führen können.

Daher werden für dreidimensionale Darstellung die Voxel isotropisiert. Da die gute Auflösung innerhalb der Schichten erhalten werden soll, muß zwischen den einzelnen Schichten interpoliert werden. Das einfachste Verfahren ist das der linearen Interpolation erster Ordnung. Hier werden die neuen Voxel durch lineare Interpolation aus den Werten der bestehenden Voxel erzeugt. In drei Dimensionen wird dies eine drei-lineare Interpolation, da der Wert jedes neuen Voxels durch Interpolation aus allen umgebenden Werten erstellt werden muß. Bei einem linearen Ansatz kann die Interpolation in jede Richtung separat erfolgen. Wird allerdings der Unterschied in den Auflösungsvermögen größer als 5:1, so ist die lineare Interpolation zu grob. Hier müssen Interpolationen höherer Ordnung verwendet werden (z.B. cubic spline, [21]), die sehr rechenintensiv sind. Wenn eine spezielle Struktur erkannt und klar definiert werden kann, so lassen sich auch Interpolationen einführen, die sich an dieser Struktur orientieren [56, 28].

Teilvolumeneffekt

Die kleinste noch auflösbare Einheit bei der digitalen Darstellung von Röntgenaufnahmen ist das Pixel bzw. Voxel. Idealerweise sollte sich in einem Voxel stets nur

¹²In modernen CT- oder MRI-Geräten kann die Auflösung innerhalb einer Schicht weniger als 1 mm betragen, der Abstand zwischen zwei Schichten dagegen kann 5 mm oder mehr betragen, je nach Anwendungsbereich.

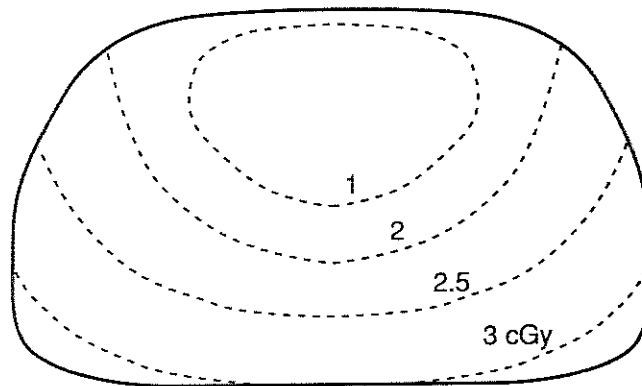


Abbildung 8.25: Typische Tiefendosisverteilung innerhalb einer Schicht einer CT-Aufnahme. Bei Aufnahme mehrerer benachbarter Schichten kann sich die Dosis innerhalb einer Schicht ungefähr verdoppeln [79].

eine Art von Gewebe befinden, so daß aus dem gemessenen Absorptionskoeffizienten eindeutig auf die in dem Voxel enthaltene Materie zurückgeschlossen werden kann. In der Realität fallen die anatomischen Einheiten und die Voxel jedoch nicht zusammen, so daß ein Voxel verschiedene Gewebe enthalten kann. In diesem Falle ergibt sich in der Darstellung ein Voxel mit einer gemittelten CT-Zahl und damit einem mittleren Grauwert, vergl. Abbildung 8.24. Dieser Effekt wird als Teilvolumeneffekt bezeichnet.

Neben einer Verzerrung der Grenzen bewirkt der Teilvolumeneffekt bei Geweben mit sehr unterschiedlichem Absorptionsvermögen eine Verfälschung bei der Identifikation der verschiedenen Gewebe. Ist das Auflösungsvermögen sehr gut, so ist der Teilvolumeneffekt unerheblich, da der größte Teil der Voxel nur ein reines Gewebe enthält aber keine Mischgewebe. Ist das Auflösungsvermögen dagegen gering, so enthält ein großer Teil der Voxel Kombinationen verschiedener Gewebe und der Teilvolumeneffekt fällt wesentlich stärker ins Gewicht.

8.2.5 Strahlenbelastung beim CT

Ebenso wie jede konventionelle Röntgenaufnahme ist auch die Computer-Tomographie mit einer Strahlenbelastung für den Patienten verbunden. Abbildung 8.25 zeigt die Tiefendosisverteilung innerhalb einer Schicht bei einer CT-Aufnahme. Die Eintrittsdosis liegt, je nach aufgenommenem Körperteil, bei 1 bis 4 cGy (Denken Sie daran, der Qualitätsfaktor für Röntgenstrahlung ist 1), die Energiedosis fällt mit zunehmender Tiefe ab. Werden Aufnahmen benachbarter Schichten gemacht, so nimmt die Dosis innerhalb einer Schicht um einen Faktor 1.5 bis 2.5 zu, da durch Überlagerung von Schichten und Streuung innerhalb des Patienten zusätzliche Photonen in die jeweilige Schicht gelangen.

8.3 Emissions-Tomographie: PET und SPECT

Die modernen radiologischen Verfahren, insbesondere die Computer-Tomographie, haben Einblicke in die Anatomie des Körpers gegeben, die man früher nur bei Operatio-



Abbildung 8.26: Vor dem Aufkommen der bildgebenden radiologischen Verfahren konnte die Anatomie nur während Operationen oder bei Sektionen studiert werden [10]. Modernen Verfahren gehen jedoch noch einen Schritt weiter: außer der Anatomie kann auch die Arbeitsweise untersucht werden.

nen oder Sektionen erhalten konnte, vergl. Abbildung 8.26. Einige Verfahren erlauben außer dem Studium der Strukturen auch eine Untersuchung der Funktionen. Mit PET und SPECT z.B. kann man dem Gehirn soweit bei der Arbeit zu sehen, daß man erkennen kann, welche Teile bei verschiedenen Tätigkeiten aktiv sind. Beispiele hierfür sind in [52] vorgestellt.

Beide Verfahren basieren nicht mehr darauf, daß der Körper von elektromagnetischer Strahlung durchsetzt wird, sondern sie detektieren im Körper erzeugte Strahlung, vergl. unteres Teilbild in Abbildung 8.1. Beide Verfahren könnten bei der nuklearmedizinischen Diagnostik ebenso beschrieben werden wie in diesem Kapitel, da sie auf den Grundprinzipien der Nuklearmedizin beruhen: dem Patienten wird eine radioaktive Substanz zugesetzt, die der Körper in seinen Stoffwechsel einbaut. Durch Detektoren kann von außen verfolgt werden, wie sich diese Substanz im Körper verteilt. Während die meisten nuklearmedizinischen Verfahren zweidimensionale Abbildungen erzeugen, kann man mit PET und SPECT dreidimensionale Darstellungen erhalten; daher auch ihre Berücksichtigung in diesem Kapitel.

8.3.1 Positron Emission Tomographie (PET)

Bei der Positronen-Emissions-Tomographie wird ein Radionuklid verabreicht, das Positronen emittiert. Diese Positronen haben in Gewebe nur eine sehr kurze Reichweite (vergl. Tabelle 8.3) bevor sie mit einem Elektron unter Aussendung zweier nahezu antiparallel fliegender γ -Quanten von 511 keV wechselwirken. Diese Gammaquanten werden durch Szintillationsdetektoren (vergl. Abschnitt 7.2.2) außerhalb des Patienten nachgewiesen.

Im unteren Teil von Abbildung 8.27 ist das Prinzip der PET dargestellt: die beiden bei der Positronen-Anihilation entstehenden γ -Quanten müssen in einander gegenüber-

Isotop *	Energie	Reichweite	Auflösungsvermögen
^{11}C	0.959 MeV	0.28 mm	1.3 mm
^{18}F	0.633 MeV	0.22 mm	1.2 mm
^{68}Ga	1.898 MeV	1.35 mm	2.0 mm

Tabelle 8.3: Einfluß der Positronenreichweite in Gewebe auf das Auflösungsvermögen bei der PET. Das Auflösungsvermögen ist hier für ideale Detektoren in einem Abstand von 50 cm angegeben [75].

Z	Isotop	τ
6	Kohlenstoff-11	20.3 min
7	Stickstoff-13	10.0 min
8	Sauerstoff-15	2.1 min
9	Flour-18	110 min
29	Kupfer-64	12.7 h
31	Gallium-68	68 min
33	Arsen-72	26 h
35	Brom-76	16.1 h
37	Rubidium-82	1.3 min
53	Jod-122	3.5 min

Tabelle 8.4: Halbwertszeiten einiger Positronenemitter.

liegenden Detektoren nachgewiesen werden (Koinzidenz-Schaltung). Wird nur eines der γ s detektiert, so wird das Signal nicht verwendet. Einander gegenüberliegende Detektoren lassen sich in einem ringförmigen (Mitte) oder hexagonalen System (oberer Teil in Abbildung 8.27) realisieren. Als Szintillatormaterial kann Natrium-Jodid verwendet werden. Um ein gutes räumliches Auflösungsvermögen zu erreichen, muß eine große Zahl von Detektoren verwendet werden, d.h. die einzelnen Detektoren sind relativ klein. Um die Photonen zuverlässig nachweisen zu können, werden daher bevorzugt Detektormaterialien mit hoher Dichte und hoher Atomzahl verwendet. Durchgesetzt haben sich Wismuthgermanat BGO und Bariumfluorid BaF_2 .

Das Auflösungsvermögen beim PET ist prinzipiell durch zwei Faktoren begrenzt: (a) die Positronen legen ein kurzes Wegstück zurück bevor sie zerfallen, vergl. Tabelle 8.3. 'Sichtbar' wird daher die Zerfallsort des Positrons, nicht aber sein Emissionsort. (b) Selbst der Zerfallsort des Positrons läßt sich nicht genau bestimmen: die beiden Vernichtungs- γ s fliegen nicht exakt antiparallel auseinander sondern unter einem kleinen Winkel, so daß die Linie, die die beiden getroffenen Detektoren verbindet, nur ungefähr die Achse angibt, entlang derer die Positronenvernichtung erfolgte. Der Vernichtungsort wird auf dieser Linie aus der Laufzeitdifferenzen der beiden Photonen bestimmt.

Tabelle 8.3 gibt als Beispiele für in der Positronen-Emissions-Tomographie verwendete Isotope ^{11}C , ^{18}F und ^{68}Ga an. Andere beim PET verwendete Positronenstrahler sind ^{13}N und ^{15}O . Ebenso wie das ^{11}C lassen sich diese Isotope in eine Vielzahl organischer Moleküle einbauen. So zeigen radioaktiv markierte Glukosemoleküle die Bereiche an, in denen gerade ein erhöhter Energieumsatz stattfindet. Auf diese Weise lassen sich z.B. im Gehirn die Bereiche lokalisieren, die bei bestimmten Tätigkeiten aktiv sind. Je

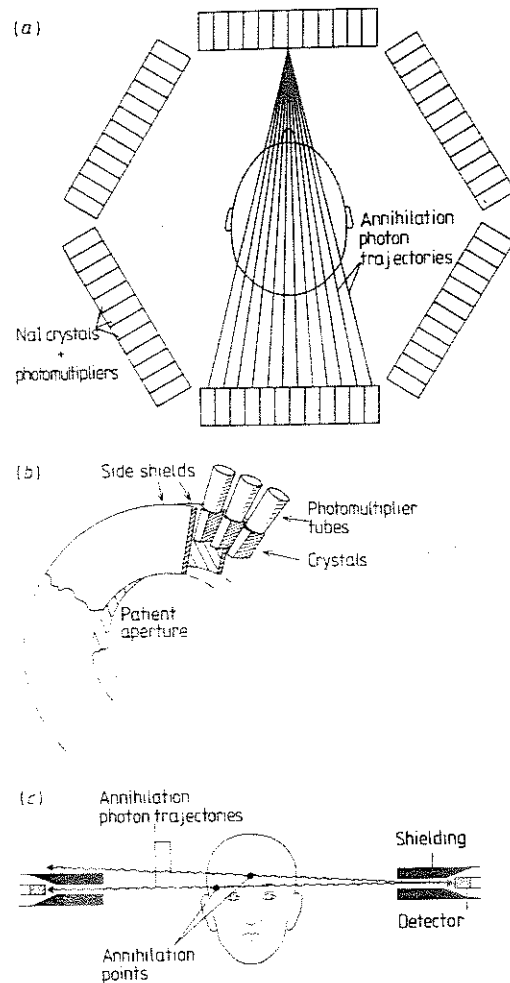


Abbildung 8.27: Konfiguration einer PET-Kamera zur Aufnahme einer Einzelschicht. Im oberen Teil ein hexagonales System aus NaI-Szintillatoren, in der Mitte ein Ring-system. Im unteren Teilbild ist ein Schnitt durch beide Systeme dargestellt, der auch das Prinzip des PET verdeutlicht: beide γ -Quanten müssen in gegenüberliegenden Detektoren nachgewiesen werden. Trifft nur eines der γ s den Detektorring, wird das Ereignis verworfen [75].

nach verwendetem Isotop ist die Positronen-Emissions-Tomographie in der Lage, alle in der Nuklearmedizin auftretenden Fragestellungen zu untersuchen (vergl. Kapitel 9).

Die in der PET verwendeten Positronenemitter haben kurze Halbwertszeiten im Bereich von wenigen Minuten bis zu wenigen 10 min, vergl. Tabelle 8.4. Dadurch können bei niedriger Strahlenbelastung innerhalb relativ kurzer Zeit ausreichend viele Positronen emittiert und detektiert werden, um eine Abbildung mit hoher Auflösung zu liefern (denken Sie dabei immer an die Zählstatistik!). Die kurze Halbwertszeit der Isotope bedeutet auch, daß diese nicht gelagert werden können, sondern erst kurz vor ihrer Anwendung erzeugt werden müssen. Abgesehen von ^{68}Ga und ^{82}Ru können die in Tabelle 8.4 gegebenen Isotope nur durch Bombardierung stabiler Isotope mit schnellen leichten Kernen (Protonen, Deuterium- oder Helium-Kerne), vergl. Tabelle 3.4, erzeugt werden. Da für die Beschleunigung dieser Kerne ein Zyklotron benötigt wird, ist die Positronen-Emissions-Tomographie auf wenige Zentren beschränkt.

8.3.2 Single Photon Emission Tomographie (SPECT)

Die Single-Photon-Emissions-Computer-Tomographie (SPECT) folgt ähnlichen Prinzipien wie die Positronen-Emissions-Tomographie. Die wesentlichen Unterschiede liegen im verwendeten Isotop und im Nachweis der Strahlung. Während im PET Positronenemitter verwendet werden, werden im SPECT Isotope verwendet, die starke γ -Strahlung aussenden. Diese γ s werden direkt von einer γ -Kamera aufgefangen, die den Körper des Patienten in einer Schnittebene umkreist, vergl. Abbildung 8.28. Die Auswertung erfolgt, wie bei der Computer-Tomographie, nach dem Verfahren der gefilterten Rückprojektion.

Ebenso wie bei der PET werden auch hier relativ kurzlebige Isotope benötigt, allerdings liegen die Halbwertszeiten eher im Bereich von Stunden als von Minuten, so daß eine beschränkte Lagerung bzw. ein begrenzter Transport der Isotope möglich ist. Außerdem gibt es viele natürliche Gamma-Strahler bzw. Isotope, die sich relativ einfach in einem Generator (vergl. Abschnitt 9.2.3) herstellen lassen. Zusammen mit dem einfacheren Detektorsystem macht dies SPECT zu einem einfacheren und billigeren Verfahren, daß eine relativ weite Verbreitung gefunden hat. SPECT ist mit längeren Aufnahmezeiten verbunden als PET, was in Abhängigkeit von den Zeitskalen der zu untersuchenden Phänomene ein Vor- oder ein Nachteil sein kann. Für Untersuchungen von kleinen Funktionsbereichen im Gehirn ist das schnellere PET zu bevorzugen, für Untersuchungen, die mit langsameren Stoffumsatzzeiten (z.B. Speicherdefekte in Organen) verbunden sind, ist dagegen das billigere und einfachere SPECT zu bevorzugen.

8.4 Verfahren ohne ionisierende Strahlung

Außer den bisher diskutierten bildgebenden Verfahren gibt es auch einige Verfahren, die keine ionisierende Strahlung benötigen. Die bekanntesten Verfahren sind Magnetic Resonance Imaging (MRI) und Ultraschall. Während MRI eine drei-dimensionale Untersuchung erlaubt und damit der Computer-Tomographie ähnliche Resultate liefert, lassen sich mit Ultraschall nur zweidimensionale Bilder erstellen, entsprechend konventionellen Röntgenverfahren. Ferner gibt es Verfahren, die die Wärmestrahlung des Körpers messen (Thermographie, meistens zur Kartierung von dicht unter der Hautoberfläche liegenden Gefäßen verwendet), oder den elektrischen Widerstand von Geweben untersuchen.

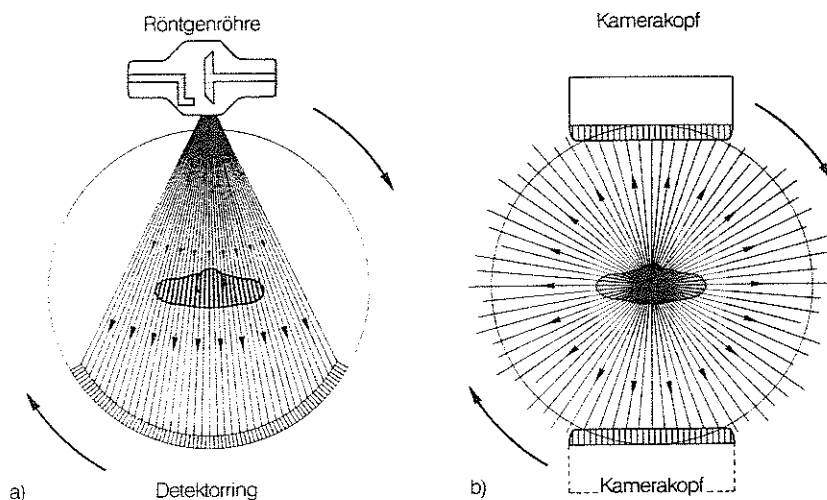


Abbildung 8.28: Vergleich von Transmissions- und Emissions-Computer-Tomographie: bei der Emissions-Therapie werden von der schrittweise um den Patienten rotierenden Gammakamera aus verschiedenen Winkelpositionen bei festem Abstand szintigraphische Aufnahmen eines Organs gemacht. Die Kombination dieser Daten erlaubt die Bestimmung der räumlichen Aktivitätsverteilung im Organ [25].

8.4.1 Magnetic Resonance Imaging (MRI)

MRI ist ein Verfahren zur Erstellung räumlich hochauflöser drei-dimensionaler Bilder. Es beruht auf der *magnetischen Kernspinresonanz*. Das Verfahren ist detailliert beschrieben z.B. in [10, 42]. Während der konventionelle Computer-Tomograph letztendlich eine Information über die Verteilung der Elektronen im Körper liefert¹³, liefert MRI nicht nur Informationen über die Protonendichte sondern zusätzlich Informationen über die Freiheit der Wasserstoffmoleküle, zu rotieren, und den Anteil von Wasser in verschiedenen mit Körperflüssigkeit gefüllten Bereichen. Obwohl die Informationen über die Anatomie die Hauptaufgabe des MRI sind, kann es ähnlich den nuklearmedizinischen Verfahren auch Informationen über die Funktionen liefern. Dazu werden paramagnetische Spurensbstanzten verwendet, die selektiv den Kontrast zwischen verschiedenen Geweben erhöhen (Verfahren analog zu den Kontrastmitteln bei konventionellen Röntgenaufnahmen).

Ein Atomkern hat, ebenso wie es die Hüllenelektronen haben, einen Spin. Durch die damit verbundene Kreisbewegung elektrischer Ladungen entsteht bei Kernen mit ungerader Nukleonenzahl (dazu gehört auch der Wasserstoff, der nur aus einem Proton besteht) ein magnetisches Dipolmoment. In einer Substanz sind die magnetischen Momente der verschiedenen Kerne ungeordnet. Wird dieser Stoff in ein externes Magnetfeld gebracht, so präzessieren die Kernmagnete parallel oder anti-parallel um diese Feldlinien mit einer Präzessionsfrequenz

$$\omega_o = \gamma \cdot H_o \quad (8.16)$$

¹³Die Hüllenelektronen sind es ja, die über Photo- und Coulomb-Effekt mit den Röntgenphotonen wechselwirken.

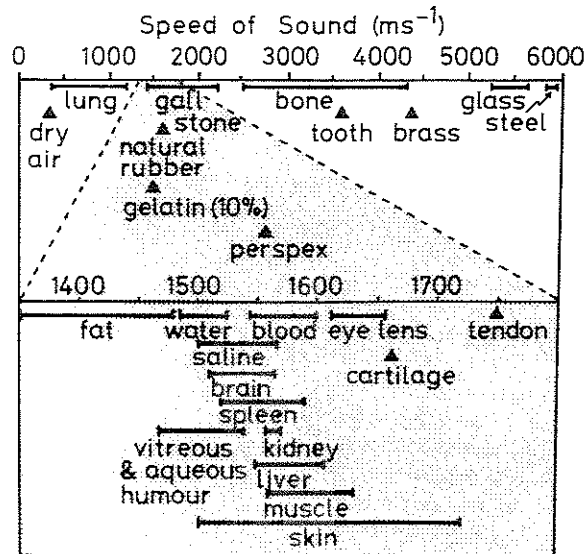


Abbildung 8.29: Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Geweben [75].

mit γ als dem gyromagnetischen Verhältnis¹⁴ und H_o als der Stärke des äußeren Feldes. Der antiparallele Zustand ist dabei der energiereichere. Diese Energiedifferenz ist beim Wasserstoff jedoch so gering, daß beide Zustände nahezu gleich häufig besetzt werden: unter typischen Meßbedingungen richten sich von einer Million Wasserstoffkernen 499 998 antiparallel und 500 002 parallel zum Magnetfeld aus.

Strahlt man senkrecht zum Feld eine elektromagnetische Welle der Frequenz ω_o ein (d.h. die Welle ist in Resonanz mit den präzessierenden Kernen), so werden die überschüssigen Spins der parallelen Ausrichtung so stark angeregt, daß sie in die energiereichere antiparallele Richtung umklappen. Die dafür benötigte Energie stammt aus der elektromagnetischen Strahlung.

Wird die elektromagnetische Strahlung unterbrochen, so klappen die umgedrehten Spins in ihren ursprünglichen Zustand zurück. Dabei geben sie die überschüssige Energie als elektromagnetische Welle ab. Diese Welle wird aufgezeichnet und trägt die Information über die Verteilung von Protonen und die Beweglichkeit der Wassermoleküle.

8.4.2 Ultraschall

Ultraschall ist ein einfaches und billiges Gerät zur Untersuchung von Anatomie ebenso wie zeitlichen Veränderungen. Ultraschall eignet sich insbesondere zur Untersuchung weicher Gewebe, die beim konventionellen CT nur einen geringen Kontrast erzeugen würden.

Ultraschall wird in Gewebe absorbiert, gebrochen und reflektiert. Für die Diagnostik ist im Gegensatz zur Röntgenstrahlung nicht der absorbierte Anteil von Bedeutung, sondern der von den inneren Organen reflektierte.

¹⁴Das gyromagnetische Verhältnis ist eine kernphysikalische Konstante, für Elektronen ist $\gamma = e/(2m)$.

Ultraschallsignale bestehen aus Ketten von Pulsen hochfrequenter Spannungszillationen. Die Pulse haben Dauern von ungefähr $1 \mu\text{s}$, die Grundfrequenz liegt in der Größenordnung von 5 MHz, d.h. ein Puls enthält ca. 5 Zyklen. Der Abstand zwischen zwei Pulsen beträgt ca. 1 ms. Diese elektrischen Signale werden in kurze mechanische Vibrationen umgeformt, die an den Körper des Patienten gegeben werden. Im Patienten wird dieser Ultraschallpuls exponentiell abgeschwächt. Trifft er auf eine Grenzfläche, an der sich die akustischen Eigenschaften der beiden Gewebe hinreichend unterscheiden, so wird der Puls reflektiert. Aus der Laufzeit des Echos kann die Tiefe, in der die Reflektion erfolgte, berechnet werden; aus der Intensität des Echos läßt sich (nach Korrektur um die Abschwächung im durchsetzten Medium) auf physikalische Unterschiede (Kompressibilität und Dichte) zwischen den beiden Geweben schließen, da nur ein Teil der Strahlung reflektiert wird, der andere Teil jedoch in das Gewebe eindringt. Der Unterschied zwischen den Geweben kann auch durch die unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten in ihnen beschrieben werden. Beispiele für Schallgeschwindigkeiten in menschlichem Gewebe sind in Abbildung 8.29 dargestellt. Aus diesen Geschwindigkeiten lassen sich Reflektionskoeffizienten an Grenzen zwischen verschiedenen Geweben bestimmen, die dann in die Identifikation der einzelnen Gewebe eingehen.

8.5 Zusammenfassung

Bildgebende Methoden unter Verwendung ionisierender Strahlung können Transmissions- oder Emissionsverfahren sein, wobei die Transmissionsverfahren nur Informationen über die Anatomie liefern können, die Emissionsverfahren bei Verabreichung eines geeigneten Radiopharmakons dagegen auch Hinweise auf Funktionen. Die verschiedenen Verfahren mit ihren wesentlichen Merkmalen sind in Tabelle 8.5 zusammengefaßt. Die einzelnen Spalten der Tabelle enthalten die räumliche Auflösung, die Kontrastempfindlichkeit (bei Röntgen und CT ein Maß dafür, wie stark sich der Absorptionskoeffizient der betrachteten Materie von dem von Wasser unterscheiden muß, damit beide Substanzen in der Aufnahme als verschieden erkannt werden können), die Abtastzeit, die gemessenen Parameter, biologische Effekte des Verfahrens und damit Belastungen des Patienten, Beispiele für medizinische Anwendungen, grundsätzliche Einschränkungen und Möglichkeiten für zukünftige Verbesserungen. Die Spalte mit den medizinischen Anwendungen zeigt, daß diese Verfahren nicht in Konkurrenz zu einander stehen, sondern einander ergänzen. Was aber nicht heißen darf, daß man an einem Patienten alle Verfahren nacheinander anwendet – keines der Verfahren ist ohne Belastungen. Stattdessen ist stets vorher eine möglichst genaue Diagnose - oder zumindest eine Einschränkung möglicher Diagnosen - zu stellen und dann gezielt das für die Bestätigung oder genauere Klassifizierung notwendige Verfahren einzusetzen.

Literatur:

- Robb, R.A., 1995: *Three-dimensional biomedical imaging*, VCH, Weinheim
- Webb, S. (ed.), 1988: *The physics of medical imaging*, Inst. of Physics Publ., Bristol
- Wolbarst, A.B., 1993: *Physics of radiology*, Prentice-Hall, London

	Spatial Resolution (mm)	Contrast Sensitivity (%)	Scan Time (sec)	Measured Parameters	Biological Effects	Medical Applications	Principal Limitations	Future Improvements
Digital Radiography	0.1	5 (attenuation relative to H ₂ O)	.03	X-ray absorption, contrast distribution	Ionization of cells	Bone abnormalities, vascular problems, arteriosclerosis, cardiac flows	Structure superposition (not 3-D), contrast sensitivity	Quantitative i.v. angiography
CT	0.5	0.5 (attenuation relative to H ₂ O)	2	X-ray attenuation, electron density, average atomic number	Ionization of cells	Central nervous system disorders, spinal cord problems, abdominal masses and infections, soft tissue tumors	Scan time, beam hardening, soft tissue sensitivity	High-speed, full 3-D scans (60/sec., 200 simultaneous, adjacent 0.5-mm sections)
MRI	1	0.1 (T ₁ spin-lattice relaxation)	200	Nuclide relaxations and concentrations, proton density	Electrophysiologic disturbances	Degenerative brain disease, neoplasms, infections, ischemia, edematous conditions	Scan time, number of ubiquitous naturally occurring magnetic nuclei	Improved spatial resolution, faster scans, functional imaging
SPECT	5	5 (counts relative to radioactivity)	300	Gamma source distribution and magnitude, radionuclide concentration	Ionization of cells	Bone cancer, liver and gallbladder disease, brain lesions, myocardial infarction	Scan time, body attenuation, spatial resolution, radioisotopes	Faster scans, improved sensitivity
PET	5	3 (Counts relative to radioactivity)	30	Gamma source distribution and magnitude, radionuclide concentration	Ionization of cells	Metabolic processes, brain glucose activity, brain tumors, myocardial ischemia	Scan time, body attenuation, number of radioisotopes (cyclotron required), spatial resolution	Improved efficiency, time-of-flight accuracy
Ultrasound	1	0.0001 (fractional acoustic velocity)	100	Acoustic velocity, impedance, attenuation, and frequency shift	Thermal heating, cavitation	Obstetrics, breast cancer, testicular cancer, cardiac function	Scan time, ray bending (refraction and diffraction), spatial resolution	Faster scans, ray tracing methods

Tabelle 8.5: Übersicht über die bildgebenden Verfahren in der Medizin und deren Charakteristika und Anwendungsgebiete [75].

Kapitel 9

Nuklearmedizin

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ideen der Nuklearmedizin vorgestellt und anhand einiger Beispiele illustriert. Obwohl viele nuklearmedizinische Verfahren zu einer bildlichen Darstellung einer Aktivitätsverteilung führen, sind sie nicht bei bildgebenden Verfahren berücksichtigt. Teilweise ist das dadurch begründet, daß die Einrichtungen, in denen nuklearmedizinische Untersuchungen durchgeführt werden sich schon alleine unter dem Aspekt des Strahlenschutzes deutlich von denen unterscheiden, in denen z.B. Röntgendiagnostik betrieben wird.

9.1 Idee

Nuklearmedizinische Untersuchungen sind *Funktionsuntersuchungen*. Bei *in-vivo*-Untersuchungen werden radioaktive Stoffe am Menschen verwendet. Dabei können Abbildungen des Stoffwechselgeschehens und quantitative Aussagen über Organleistungen oder Organteilfunktionen gemacht werden. PET und SPECT gehören daher ebenfalls zu den nuklearmedizinischen Verfahren. Es gibt auch *in vitro*-Verfahren, bei denen radioaktive Stoffe bei der Untersuchung von Proben (Hormone, Antikörper) verwendet werden. In-vitro-Verfahren haben den Vorteil, daß der Patient selbst nicht belastet wird, erlauben dadurch aber keine Untersuchungen an Organen.

Die nuklearmedizinische Diagnostik¹ beruht auf folgenden Hauptsätzen:

- bei Stoffwechselvorgängen kann der Organismus Isotope eines Elements nicht unterscheiden.
- die radioaktiven Atome, mit deren Hilfe Stoffwechseluntersuchungen durchgeführt werden, können in so geringer Menge angewendet werden, daß eine Beeinflussung der Stoffwechselvorgängen hierdurch nicht stattfindet.

Die dem Stoffwechsel zugeführten radioaktiven Substanzen werden von außen mit Gammakameras vermessen, es ergibt sich eine bildliche Darstellung der Aktivitätsverteilung, ein *Szintigramm*.

Funktionsorientierte Untersuchungen können selbstverständlich nur an lebenden Organismen durchgeführt werden. Die untersuchten Gewebe müssen einen Stoffwech-

¹In begrenztem Umfang gibt es auch Therapieformen unter Verwendung nuklearmedizinischer Methoden, z.B. bei Schilddrüsenerkrankungen oder Skelettmetastasen.

sel haben und durchblutet sein, d.h. Haare, Fingernägel, Zähne, Glaskörper und Knorpel sind für nuklearmedizinische Untersuchungen ungeeignet.

Szintigramme erlauben zwar Funktionsuntersuchungen, sie sind jedoch häufig wesentlich unspezifischer als die anderen bildgebenden Verfahren: eine Funktionsstörung kann sehr unterschiedliche Ursachen haben, so können Umbaustörungen im Skelett-Szintigramm u.a. durch Metastasen, Entzündungen oder Verletzungsfolgen entstehen. Umgekehrt haben diese Verfahren jedoch eine große Aussagekraft bei der Feststellung des Ausmaßes oder der Ausdehnung einer Funktionsstörung. Sie eignen sich daher sehr gut zur Verlaufs- oder Therapiekontrolle.

Über welche Stoffwechselforgänge und welche Organe die nuklearmedizinischen Verfahren Aufschluß liefern, hängt davon ab, welches Isotop verwendet wird und wie es verabreicht wird. Bei der Wahl des Isotops sind zwei Kriterien zu beachten:

- es muß in die zu untersuchenden Organe oder Vorgänge eingebaut werden können,
- die Halbwertszeit muß relativ kurz sein, um den Patienten nicht zu einem Langzeitstrahler zu machen, muß aber andererseits auch so lang sein, daß sie den Zeitskalen der zu untersuchenden Vorgänge angepaßt ist.

Die Stoffwechselkinetik kann mit Hilfe radioaktiver Substanzen durchgeführt werden. Zwei Verfahren werden unterschieden:

- dem Organismus werden körperfremde Substanzen, z.B. Medikamente, zugeführt. Die Verteilung dieser Stoffe in den verschiedenen Organen und ihre Ausscheidung aus dem Körper werden beobachtet.
- Dem Körper werden physiologisch vorhandene Substanzen in solchen Mengen entzogen oder zugeführt, daß der Stoffwechsel gestört wird. Die Wiederherstellung physiologischer Verhältnisse wird beobachtet. Zu den Untersuchungen dieser Art gehören alle Belastungstests.

Häufig spielen einzelnen Elemente beim zu untersuchenden Stoffwechselgeschehen eine entscheidende Rolle, z.B. Jod bei der Schilddrüse oder Eisen bei der Bildung und Zerstörung der roten Blutkörperchen (Erythrozyten).

9.1.1 Effektive Halbwertszeit

Jede radioaktive Substanz hat eine (oder mehrere) Halbwertszeit(en), mit denen sie zerfällt (vergl. Abschnitt 3.1). Diese Halbwertszeit ist die *physikalische Halbwertszeit* $T_{1/2phys}$, die einer physikalischen Zerfallswahrscheinlichkeit λ_{phys} entspricht.

Eine Substanz, die am Stoffwechsel teilnimmt, hat eine *biologische Halbwertszeit*, die die Ausscheidung dieses Stoffes aus dem untersuchten System beschreibt. Die Halbwertszeit wird im Rahmen der Pharmakokinetik (Stoffwechselkinetik) beschrieben.

In einem bestimmten Bereich (Organ, Körper, Gewebeteil) verändert sich die Menge x einer enthaltenen radioaktiven Substanz dann gemäß

$$\frac{dx}{dt} = -(\lambda_{biol} + \lambda_{phys})x, \quad (9.1)$$

d.h. die Gesamtzerfallswahrscheinlichkeit, auch als effektive Zerfallswahrscheinlichkeit λ_{eff} bezeichnet, ist durch die Summe der Einzelwahrscheinlichkeiten gegeben (vergl.

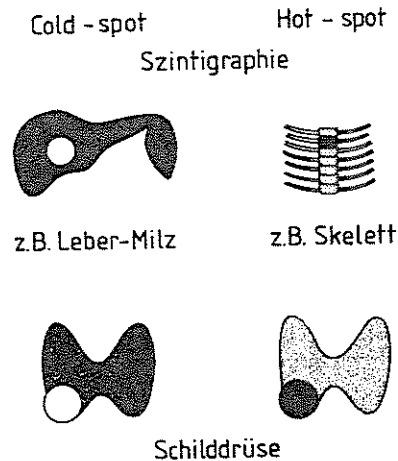


Abbildung 9.1: Beispiele für Cold- und Hot-Spots in der Szintigraphie [61].

auch die Diskussion über partielle Aktivitäten am Ende von Abschnitt 3.1.1). Damit ergibt sich die *effektive Halbwertszeit* zu

$$\frac{1}{T_{1/2eff}} = \frac{1}{T_{1/2biol}} + \frac{1}{T_{1/2phys}} \quad (9.2)$$

oder nach Umformen

$$T_{1/2eff} = \frac{T_{1/2biol} \cdot T_{1/2phys}}{T_{1/2biol} + T_{1/2phys}}. \quad (9.3)$$

9.2 Verfahren

Die biologische Halbwertszeit ist ein Parameter, der sich mit Hilfe nuklearmedizinischer Verfahren bestimmen läßt. Die Pharmakokinetik ist nicht unbedingt mit bildgebenden Verfahren verbunden. Letztere werden bei szintigraphischen Untersuchungen bestimmt.

9.2.1 Szintigraphische Untersuchung

Szintigraphische Untersuchungen lassen sich unterteilen in *statische Szintigraphie* und *Sequenz- oder Funktionsszintigraphie*.

Statische Szintigraphie

Die *statische Szintigraphie* ist das einfachste Verfahren, einen Funktionsprozeß bildhaft darzustellen. Die Differenzierung zwischen funktionell aktivem und inaktivem Gewebe ist Hauptaufgabe der Szintigraphie. Diese funktionelle Information ist mit den zwar räumlich besser auflösenden aber nur die Morphologie wiedergebenden Verfahren wie Ultraschall, CT oder MRI nicht zu erhalten.

Abbildung 9.1 zeigt Beispiele für typische Untersuchungsziele in der statischen Szintigraphie: die Identifikation von Cold- oder Hot-Spots in verschiedenen Geweben.

Cold-Spot-Szintigraphie	Hot-Spot-Szintigraphie
Anreicherung überwiegend im normalen Gewebe	Anreicherung überwiegend im krankhaften Gewebe
Nachweis von Existenz, Lage, Form und Größe des Organs	keine oder nur schwache Darstellung normaler Organe
bei Krankheitsherden Nachweis von Speicherdefekten , z.B.	bei Krankheitsherden Nachweis von Aktivitätsanreicherungen , z.B.
- Myokardperfusion	- Myokardinfarkt
- Hirnperfusion	- Tumore
- Lungenembolie	- Abszesse
- Lebermetastasen	- Thromben
- Milzinfarkt	- Skelettmetastasen
- Schilddrüsenknoten	- Schilddrüsenknoten

Tabelle 9.1: Anwendungsbeispiele für Cold- und Hot-Spot-Szintigraphie [61].

Bei der *Cold-Spot-Szintigraphie* wird normales Organgewebe im Szintigramm dargestellt. Der szintigraphisch kalte Bezirk eines Organs ist ein Bereich, aus dem deutlich weniger Strahlung emittiert wird als aus dem übrigen Organ. In diesem umschriebenen Gebiet ist funktionsfähiges Gewebe verdrängt worden durch ein Gewebe, daß an dem für das verabreichte Radiopharmakon typischen Stoffwechsel nicht mehr teilnimmt. Im Falle eines Cold-Spot (kalten Knoten) in der Schilddrüse würde es sich um ein Gewebe handeln, daß die Fähigkeit zur Anreicherung von (Radio)Jod verloren hat.

Die Cold-Spot-Szintigraphie liefert auch eine Information über die Größe, Form und Lage des Organs. Daher wird sie auch bei Verdacht auf Lageanomalien von Organen eingesetzt, da die Szintigraphie wesentlich spezifischer für die Zuordnung von Organgewebe ist als die anderen bildgebenden Verfahren.

Die Cold-Spot-Szintigraphie ist gerade dann von Bedeutung, wenn Funktionsausfälle dargestellt werden sollen, die nicht mit sichtbaren morphologischen Veränderungen einhergehen und daher nicht mit konventionellen bildgebenden Verfahren erkannt werden können. Aufgrund des schlechten Auflösungsvermögens der Szintigraphie müssen kalte Bereiche zusätzlich durch ein anderes bildgebendes Verfahren kontrolliert werden, um die Ursache dieses raumfordernden Prozesses zu erkennen. Tabelle 9.1 gibt Beispiele für die Anwendung von Cold- und Hot-Spot-Szintigraphie.

Bei der *Hot-Spot-Szintigraphie* wird das entgegengesetzte Prinzip verwendet: die eingesetzten Radiopharmaka werden nicht oder nur geringfügig in gesundem Gewebe angelagert, in Krankheitsherden werden sie dagegen vermehrt angelagert. Ein Beispiel ist die Skelett-Szintigraphie zum Auffinden von Knochenmetastasen. Bei der Hot-Spot-Szintigraphie werden z.T. spezifische Funktionsträger selektiv markiert, so daß die Ursache der Anreicherung identifiziert werden kann.

Hot- und Cold-Spot-Szintigraphie sind nicht immer klar getrennt, da z.B. in der Schilddrüse kalte und heiße Bezirke teilweise sogar nebeneinander auftreten können.

Sequenz- und Funktionsszintigraphie

Bei der Sequenz- oder Funktionsszintigraphie wartet man nicht bis sich ein stabiler Zustand einstellt wie für die statische Szintigraphie benötigt. Stattdessen wird die zeitliche und räumliche Verteilung der Radiopharmaka untersucht. Dazu wird mit der Auf-

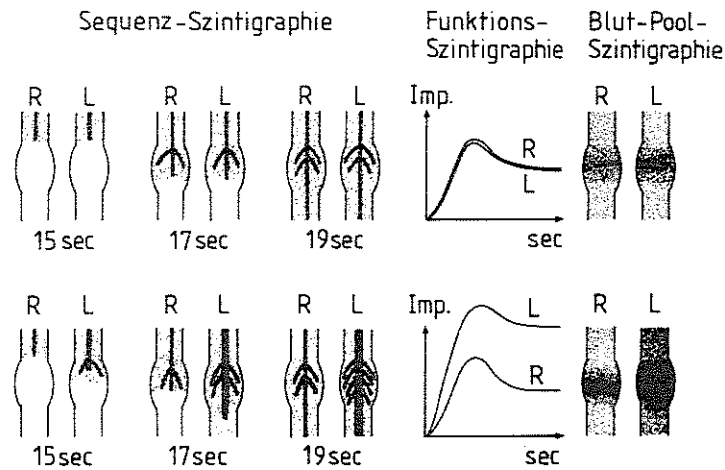


Abbildung 9.2: Schematische Darstellung einer Sequenz-Szintigraphie zur Untersuchung von Durchblutung und Blutmenge im Knie. Im oberen Teil Normalbefund mit seitengleichen Funktionskurven; im unteren Teil entzündlicher Prozeß im linken Knie mit erhöhter Durchblutung und erhöhtem Blutvolumen [61].

nahme von Szintigrammen bereits unmittelbar nach der Injektion der Radiopharmaka begonnen. Aufnahmen erfolgen im Abstand von Sekunden bis Minuten. Untersucht werden hauptsächlich Durchblutung, Blutmenge in bestimmten Geweben und teilweise auch Ausscheidung. Abbildung 9.2 zeigt ein Beispiel für eine Sequenz-Szintigraphie zur Untersuchung von Durchblutung und Blutmenge im Knie. Abbildung 9.3 zeigt ein weiteres häufiges Beispiel für Funktions-Szintigraphie, die Nierenfunktionsdiagnostik.

Sequentielle Aufnahmen sind auch für die Organe/Gewebe notwendig, in denen sich kein stabiles Gleichgewicht der Aktivitätsanreicherung einstellt. In diesem Fall können Aufnahmen in Abständen von Sekunden bis Tagen notwendig sein. In diesen Bereich fallen Untersuchungen des Fettstoffwechsels der Galle oder die Suche nach inneren Blutungen (Aufnahmesequenzen innerhalb einiger Stunden), der Liquor-Dynamik (Aufnahmezeiten 2 - 3 Tage) oder hämatologische Untersuchungen (2 - 3 Wochen).

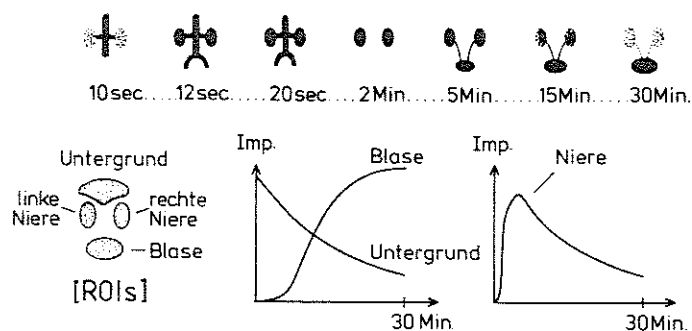


Abbildung 9.3: Nierenfunktionsuntersuchung einschließlich nach Seite getrennter Untersuchung der Clearance der Nieren [61].

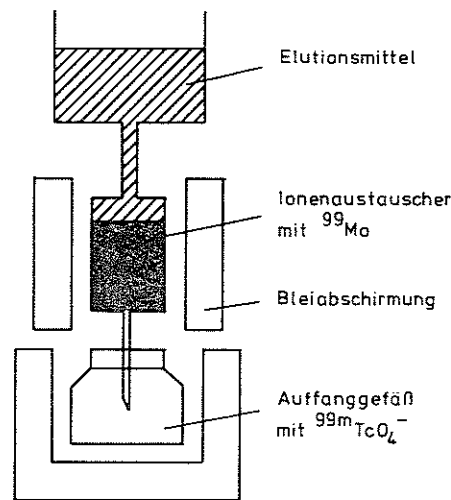


Abbildung 9.4: Radionuklidgenerator [61].

9.2.2 Radiopharmaka

In der Nuklearmedizin werden natürliche und künstliche Isotope verwendet. Die Energie der entstehenden Strahlung liegt für Elektronen und γ s im MeV- und für α -Teilchen im 5 MeV-Bereich. α -Teilchen und Elektronen haben bei diesen Energien nur sehr geringe Reichweiten in Gewebe, vergl. Abbildung 3.14. Nur die γ s können außerhalb des Patienten nachgewiesen werden. In der Nuklearmedizin werden daher γ -Strahler verwendet.

Tabelle 9.2 gibt eine Übersicht über die in der Nuklearmedizin gebräuchlichen Radiopharmaka, ihre Halbwertzeiten, ihre Herstellung sowie ihre Anwendungsformen und -bereiche. Tabelle 9.3 ergänzt diese Informationen um die Halbwerttiefen der entstehenden γ -Strahlung in Wasser und Blei.

9.2.3 Erstellung von Radiopharmaka

Die Herstellung eines Radiopharmakon erfordert zwei Dinge: (a) ein geeignetes Radionuklid und (b) eine geeignete Substanz, in die dieses Radionuklid eingebaut werden kann, so daß es im Körper in die gewünschten Organe transportiert werden kann.

Generatoren

Einige Radionuklide, vorwiegend metastabile, können direkt am Untersuchungsort hergestellt werden. Dabei nutzt man die unterschiedlichen physikalisch-chemischen Eigenschaften eines Mutternuklids und des für die Untersuchung verwendeten Tochternuklids. Voraussetzung ist, daß die Halbwertzeit des Tochternuklids deutlich kleiner ist als die des Mutternuklids (Fälle (c) und (d) in Abbildung 3.5).

Abbildung 9.4 zeigt das Prinzip eines Radionuklidgenerators am Beispiel des häufig verwendeten Technetium-Generators. Das Mutternuklid ist ^{99}Mo , das als Molybdat ($^{99}\text{MoO}_4^{2-}$) an eine Ionenaustauschersäule (z.B. aufbereitetes Aluminiumoxid) gebunden ist. Das Zerfallsprodukt des Molybdat ist $^{99m}\text{TcO}_4^-$. Dieses kann mit Hilfe einer

Radio-nuklid	T _{1/2} phys	Verbindung	Anwendung	Präparation; kommerziell erhältlich - Applikations-form	Pharmakologie
²³ Na	13,3 h	Ortho-Iod-hippurat	Nierenfunktionszint., renale Clearance	kommt, erh. i. v.	glomeruläre Filtration 15-20%, tubuläre Sekretion 80%. T _{1/2} bisl 30 min (>50% in 30 min im Urin). Nach 24h geringe Nierenrestaktivität
⁵¹ Cr	8,05 d				
¹³³ Xe	5,3 d				
^{99m} Tc	6 h	Pyrophosphat	Nieren, Myokard, Knochen	Kit + Pertechnetat, i.v.	
^{99m} Tc	6 h	Albumin	Nieren, Gallenblase und Galdylopharynx/Blutgefäßige, Hepatobiliäre Funktion	Generator ⁹⁹ Rb (T _{1/2} phys 4,61d), Elution mit Alkalilut Kit + Pertechnetat, i. v. Kit + Pertechnetat, i. v.	Anreicherung in der Leber während weniger min., rasche Leberclearance über Gallenwege in den Darm. Urinsekretion 15% in 90 min T _{1/2} bisl 1-2h. Keine Plus-minderung. Urinsekretion 90% in 24h
^{99m} Tc	6 h	Diethylmercuri-diamperacetat-säure (Tc-DTPA)	Nierenfunktion (glomeruläre Filtration), Hirnzint., Ligament, Lumbal, subocipital	Kit + Pertechnetat, i. v.	T _{1/2} im Plasma 10 min, Plasmaproteinbindung, Urinsekretion 37% in 24h
^{99m} Tc	6 h	Diethylen-triamin-pyruvat-säure (DMSA)	Nierenfunktion (glomeruläre Filtration), Hirnzint., Ligament, Lumbal, subocipital	Kit + Pertechnetat, i. v.	Reduzierte Durchblutung kennzeichnend bei Atherosklerose und Kontrast bei Alopekie und Adhärenz; passagere Absättigung bei Migräne
^{99m} Tc	6 h	Hexamethyl-Propylammonium (HM-PAO)	Hirngefäßzint.; Blutzint.; Hirnzint. wie In-Oxin	Kit + Pertechnetat, i. v.	Kennzeichnend bei Atherosklerose und Kontrast bei Alopekie und Adhärenz; passagere Absättigung bei Migräne
^{99m} Tc	6 h	Humanalbumin-Kolloid	Szint., Knochenmark, Szint. Erythrocyten	Kit + Pertechnetat, i. v.	Im Vergleich zu O-Jodhippurat: höhere Proteinbindung im Plasma und geringere tubuläre Exkretion
^{99m} Tc	6 h	MAG 3 (Mecroptin-acetylyglycosyl)	Nierenfunktionszint.; Szint., auch in Kombination mit Nieretoplaszint.	Kit + Pertechnetat, 5 min Erläuterung auf 99. C. 1. v.	Lebendige, funktionelle Szint. im Vergleich zu O-Jodhippurat: höhere Proteinbindung im Plasma und geringere tubuläre Exkretion
^{99m} Tc	6 h	Mikroangio-grapher Albumin (MAA) oder Albuminmikrosphären (HSA-MS)	Lungenperfusionzint.	Kit + Pertechnetat	Lebendige, funktionelle Szint. im Vergleich zu O-Jodhippurat: höhere Proteinbindung im Plasma und geringere tubuläre Exkretion
^{99m} Tc	6 h	Medizinische-sphäran (MIDP), Albinthylsphäran (HIDP), Diplophosphat	Skeletszint.	Kit - Pertechnetat, i. v.	Lebendige, funktionelle Szint. im Vergleich zu O-Jodhippurat: höhere Proteinbindung im Plasma und geringere tubuläre Exkretion
^{99m} Tc	6 h	phosphonoparacetat-säure (DHP)	Skeletszint.	Kit - Pertechnetat, i. v.	Lebendige, funktionelle Szint. im Vergleich zu O-Jodhippurat: höhere Proteinbindung im Plasma und geringere tubuläre Exkretion
^{99m} Tc	6 h	Pertechnetat (TcO ₄)	Szint. Schilddrüse, Speicheldrüse, Magen, Niere; Perfusionsszint.	Elution aus ⁹⁹ Mo mit 0,9% NaCl-Lsg. Eluat auf ⁹⁹ Mo überprüfbar; i. v.	Lebendige, funktionelle Szint. im Vergleich zu O-Jodhippurat: höhere Proteinbindung im Plasma und geringere tubuläre Exkretion
^{99m} Tc	6 h	Physal	Szint. Leber, Milz	Kit + Pertechnetat, i. v.	Lebendige, funktionelle Szint. im Vergleich zu O-Jodhippurat: höhere Proteinbindung im Plasma und geringere tubuläre Exkretion

Radio-nuklid	T _{1/2} phys	Verbindung	Anwendung	Präparation; kommerziell erhältlich - Applikations-form	Pharmakologie
⁵⁷ Co	267 d	Vitamin B ₁₂	Resorptionsuntersuchung	kommt, erh. 18,5 kBq/Tag	Anreicherung im Skelet, nicht in Schilddrüse, Speicheldrüse oder Magen; Positronenstrahler (hohe Gammaenergie)
⁵⁸ Co	71 d	Vitamin B ₁₂	Resorptionsuntersuchung	kommt, erh. 18,5 kBq/Tag	Anreicherung im Skelet, nicht in Schilddrüse, Speicheldrüse oder Magen; Positronenstrahler (hohe Gammaenergie)
⁸⁶ Rb	110 min	Natriumbromid (NaBr)	Knochenzint.	kommt, erh. ⁸⁶ Rb (T _{1/2} n)	Anreicherung im Skelet, nicht in Schilddrüse, Speicheldrüse oder Magen; Positronenstrahler (hohe Gammaenergie)
⁹⁹ Tc	45 d	Fe(III)-Citrat	Eisenkint., Eisenresorption	kommt, erh. i. v.	Anreicherung im Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
⁶⁷ Ga	3,25 d	Citrat	Lokalisation von Tumoren und Entzündungen	kommt, erh. <37 MBq/Tag Ga-ergriffen; i. v.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
¹¹¹ In	2,8 d	In-Oxin	Blutzint.; Hirnzint. (Inkto-Thrombo)	kommt, erh. i. v.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
¹¹³ In	2,8 d	In-DTPA	Liquorzint.	intrahämat., intravenösk.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
^{114m} In	1,7 h	In-TTPA In-EDTA	Nieren- und Nierenzint.	Eluat mit Fe(III)-Citratlösung und DTPA, Einstellung auf pH 7-7,5 (mit EDTA-Komplex pI 4-5) mit NaOH; i. v.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
¹²³ I	13,3 h	Amphetamin	Regionale Hirnperfusion, Hirnzint.	Regionale Hirnperfusion, Hirnzint.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
¹²³ I	13,3 h	Hepatickam-säure, Pheoyl-pentadecansäure	Myokardzint.	Myokardzint.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
¹²³ I	13,3 h	Fähirungen	Thrombozytenzint.	Thrombozytenzint.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
¹²³ I	13,3 h	Natriumiodid	Funktion aus Szint. von Schilddrüsengewebe	Funktion aus Szint. von Schilddrüsengewebe	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
¹³¹ I	8,05 d	Natriumiodid	Funktion aus Szint. von Schilddrüsengewebe	Funktion aus Szint. von Schilddrüsengewebe	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
^{99m} Tc	6 h	Pyrophosphat	Nieren, Myokard, Knochen	Kit + Pertechnetat, i.v.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
^{99m} Tc	6 h	Schwefelkolloid	Nieren, Myokard, Knochen	Kit + Pertechnetat, i.v.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
^{99m} Tc	6 h	Chlorid (TcCl ₄)	Nieren, Myokard, Knochen	Kit + Pertechnetat, i.v.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)
¹³³ Xe	5,3 d	Xenon gas oder Xenonlipg.	Ventilationsstudien, Cerebrale Durchblutung, Regionaler myokardiale Durchbl.	kommt, erh., Inhalation, i. v.	Abhängigkeit von Skelet und in der Leber; Ausscheidung auch in den Intestinaltrakt; Bevorzugter Einbau in weiße Thrombozyten in der arteriellen Strombahn (mark. Thrombozyten)

Tabelle 9.2: Gängige Radiopharmaka mit Halbwertszeiten, Präparation und Anwendungsbereichen [29].

Nuklid	Energie [MeV]	HWS	
		[cm Wasser]	[cm Blei]
^{201}Tl	0.075	3.6	0.022
	0.166	4.7	0.037
^{57}Co	0.1222	4.3	0.013
	0.136	4.4	0.024
^{99m}Tc	0.141	4.5	0.028
^{111}In	0.171	4.8	0.045
	0.245	5.5	0.100
^{51}Cr	0.320	6.0	0.17
^{75}Se	0.121	4.3	0.018
	0.136	4.4	0.024
	0.256	5.6	0.120
	0.280	5.7	0.13
	0.401	6.8	0.27
^{131}J	0.364	6.3	0.23
	0.637	8.5	0.51
^{59}Fe	1.099	10.5	0.93
	1.292	11.4	1.05

Tabelle 9.3: Halbwerttiefen für γ -Strahler.

Kochsalzlösung aus der Säule ausgewaschen werden, da es eine hohe Affinität zu Cl^- hat. Das Molybdat wird dabei nicht mitgenommen. Die Kinetik des Zerfalls und die Aktivität des entstehenden Tochternuklids läßt sich nach den Bateman-Gleichungen (vergl. Abschnitt 3.1.3) bestimmen.

Compound-Kerne

Die Herstellung künstlicher Radionuklide kann auch durch die Bombardierung stabiler Isotope mit Neutronen (Kernreaktor), Protonen, Deuteronen oder Helium-Kernen (Zyklotron) erfolgen. Bei ausreichend hoher Energie verschmilzt ein Teil der Projektile mit den getroffenen Kernen, wobei Kerne in einem instabilen Zustand entstehen. Unmittelbar nach dieser Verschmelzung geben diese Compound-Kerne ein Teilchen oder Gammastrahlung ab. Einige gebräuchliche Radionuklide, die sich auf diese Weise herstellen lassen, sind in Tabelle 9.4 zusammengefaßt.

Radionuklid \rightarrow Radiopharmakon

Radiopharmaka für die Diagnostik und Therapie sind Verbindungen, in denen ein Element durch ein radioaktives Isotop vertreten ist. Radiopharmaka können in verschiedenen Formen auftreten:

- **Salze:** die einfachsten Formen von Radiopharmazeutika sind Salze mit radioaktiven Anionen oder Kationen, z.B. ^{131}JNa , $^{99m}\text{TcO}_4\text{Na}$, $^{111}\text{InCl}_3$ oder $^{201}\text{TlCl}$. Ihre Verteilung im Körper folgt dem normalen Stoffwechselweg ($^{131}\text{J}^-$ wie $^{127}\text{J}^-$) oder analogen Stoffwechselteilschritten ($^{99m}\text{TcO}_4^-$ wie J^- , $^{111}\text{In}^{3+}$ wie Fe^{3+} , $^{201}\text{Tl}^+$ wie K^+).

Herstellung	Zerfallsreihe	
^{98}Mo (n, γ) ^{99}Mo (Reaktor)	β^- : 66 h	^{99m}Tc $\xrightarrow{\gamma: 6 \text{ h}}$ ^{99}Tc $\xrightarrow{\beta^-: 2.1 \cdot 10^5 \text{ a}}$ ^{99}Ru
^{59}Co (n, p) ^{59}Fe (Reaktor)	β^- ; γ : 45 d	^{59}Co
^{235}U (n, f) ^{131}I (Reaktor)	β^- ; γ : 8 d	^{131}Xe
^{121}Sb (α , 2n) ^{123}I (Zyklotron)	ϵ ; γ : 13 h	^{123}Te $\xrightarrow{\beta^-: 1.2 \cdot 10^{13} \text{ a}}$ ^{123}Sb
^{200}Hg (d, n) ^{201}Tl (Zyklotron)	ϵ ; γ : 74 h	^{201}Hg

Tabelle 9.4: Herstellung und Zerfall gebräuchlicher Radionuklide [61]. In der linken Spalte sind zwischen dem Ausgangsnuklid und dem entstehenden Nuklid in der Klammer das eingeschossene und das freiwerdende Teilchen angegeben. Über den Pfeilen ist bei den Zerfällen die Art der entstehende Strahlung und die Halbwertszeit angegeben.

- *Gase*: radioaktive Gase können der Atemluft zugefügt werden oder in Lösung injiziert werden. Eingesetzt werden Edelgase wie ^{127}Xe , ^{133}Xe , ^{81m}Kr : sie sind chemisch inert, löslich und zeigen die gewünschten Verteilungsmuster. Positronenstrahler wie ^{11}C und ^{15}O werden als CO , CO_2 oder O_2 eingesetzt.
- *Metabolite*: markierte Metabolite sind Stochwechelderivate, die durch die Markierung mit einem Radionuklid in ihrer Struktur leicht verändert werden und damit nicht mehr unbedingt exakt die Eigenschaften des unmarkierten Metaboliten haben.
- *Fremdstoffe*: in der Nuklearmedizin spielen die mit ^{99m}Tc markierten körperfremden Substanzen eine große Rolle. Für die Anwendungsgebiete und die Substanzen sei auf Tabelle 9.2 verwiesen.
- *Zellen*: mit ^{99m}Tc -markierte Erythrozyten werden aufgrund der kurzen Halbwertszeit für die Darstellung der Herzinnenräume oder zum Nachweis von Blutungsquellen verwendet. Mit ^{51}Cr markierte Zellen werden aufgrund der langen Halbwertszeit zur Abschätzung der Erythrozytenlebensdauer verwendet (s.u.). Leukozyten werden mit verschiedenen Radionukliden markiert, hauptsächlich zum Nachweis von Entzündungsherden.

9.2.4 Detektoren

In der Nuklearmedizin werden zwei Typen von Detektoren benötigt: Gammakameras, mit denen die beim Zerfall der Radionuklide im Patienten entstehende Strahlung nachgewiesen werden kann, sowie Detektoren, meist Flüssigkeits- oder Bohrlochszintillatoren, mit denen Aktivitätskonzentrationen in einer Probe bestimmt werden können. Der Wirkungsgrad kann beim Bohrlochszintillator für niedrige Photonenenergien 80% betragen. Gammakameras haben bei mittleren Energien nur einen Wirkungsgrad von 1%. In der Nuklearmedizin werden aufgrund ihrer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit

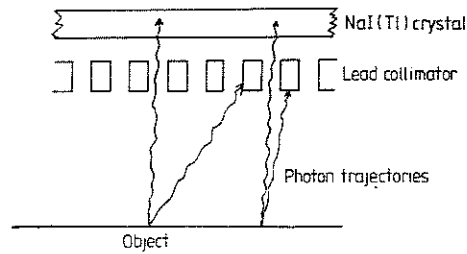


Abbildung 9.5: Ein Kollimator mit parallelen Öffnungen erlaubt es der Gammakamera, nur die nahezu senkrecht auftreffenden Photonen zuregistrieren [75].

überwiegend NaI(Tl)-Detektoren eingesetzt. Während bei der Untersuchung von Proben häufig das Gammaskopie aufgenommen wird, wird die Gammakamera meistens nur als Zähler betrieben. Für die Gammaskopie werden zunehmend auch Halbleiterdetektoren eingesetzt, da sie ein wesentlich besseres Energieauflösungsvermögen haben.

Szintigraphie wird hauptsächlich mit Scannern betrieben. Ähnlich wie beim Röntgenscanner wird dabei eine Detektorzeile über den Patienten geschoben. Da bei der Szintigraphie die Ortsinformation wichtig ist, ist die Detektorzeile mit einem Kollimator aus Blei versehen, so daß nur Photonen, die nahezu senkrecht auf die Detektorzeile treffen, registriert werden, vergl. Abbildung 9.5.

Andere Kollimatoren liefern sogar eine zusätzliche Information über die Tiefe, in der sich die Quelle befindet. Ein fokussierter Kollimator, vergl. Abbildung 9.6, bildet nur die Quellen aus der Schicht, auf die er fokussiert ist, scharf ab. Quellen aus darüber- oder darunterliegenden Schichten dagegen werden 'verschmiert' dargestellt. Aus dem Muster der Verschmierung läßt sich die Lage der Quelle relativ zu der Schicht, auf die fokussiert ist, bestimmen. Diese 'Mehrschicht'-Aufnahmen mit fokussierten Kollimatoren werden teilweise in der Skelett-Szintigraphie verwendet. Gegenüber den echten dreidimensionalen Verfahren wie PET und SPECT hat der fokussierte Kollimator den Vorteil, daß die Abtastzeiten relativ kurz sind (die Kamera bewegt sich nur in der einen Scan-Richtung, es wird keine zusätzliche Rotation um den Patienten benötigt) und nur eine Detektorzeile aber kein vollständiger Ring benötigt werden.

9.2.5 Strahlenbelastung und Strahlenschutz

Nuklearmedizin unterscheidet sich von anderen Anwendungen energiereicher Strahlung dadurch, daß offene Radionuklide verwendet werden, meistens in flüssiger oder gasförmiger Form. Diese werden vom Patienten inkorporiert (im Gegensatz zur äußeren Anwendung in Strahlentherapie und bildgebenden Verfahren), so daß (a) der Patient über relative lange Zeiten einer Strahlenbelastung ausgesetzt ist und (b) der Patient selbst ein 'Strahler' wird². Auch seine Ausscheidungen können radioaktiv sein und müssen entsprechend entsorgt werden.

²Die vom Patienten ausgehende Äquivalentdosis in 1 m Abstand 2 Stunden nach Applikation des Radionuklids beträgt bei der Skelett-Szintigraphie das 5-fache, bei der Szintigraphie des Herzens sogar das 10-fache der natürlichen Strahlenbelastung. Ist der Abstand geringer, z.B. bei pflegerischen Maßnahmen oder der Verabreichung von Medikamenten, ist die Dosis entsprechend höher. Daher ist auch für das Personal in der Nuklearmedizin die Strahlenexposition zu überwachen (z.B. Filmplakette). Für das auf einer Allgemeinstation tätige Pflegepersonal tritt durch nuklearmedizinische

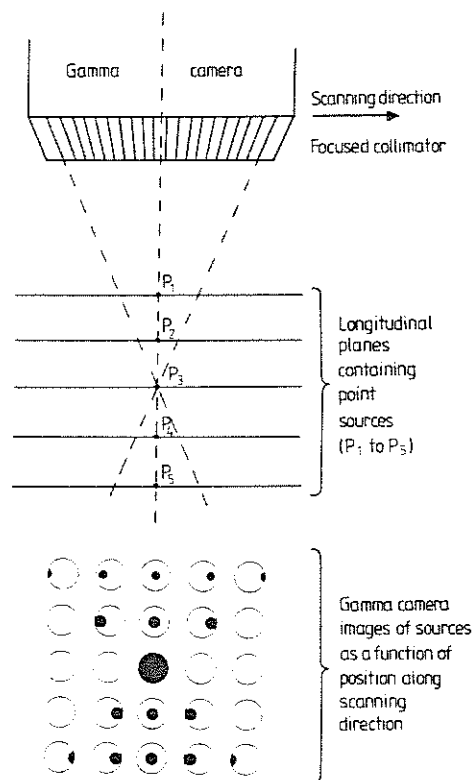


Abbildung 9.6: Ein fokussierter Kollimator erlaubt die Aufnahme von Gammaquellen in verschiedenen Schichten: nur die in der Schicht P_3 , auf die der Kollimator fokussiert ist, befindliche Quelle erzeugt ein scharfes Bild. Quellen in anderen Schichten erzeugen unscharfe Bilder, wobei die Art der Verschmierung auf die Tiefe, in der sich die Quelle befindet, zurückschließen läßt [75].

Tabelle 9.5 gibt eine Übersicht über die Strahlenbelastung des Patienten bei verschiedenen nuklearmedizinischen Untersuchungen.

Angegeben sind das Radionuklid, die betroffenen Organe, die Strahlenbelastung für einen eventuell vorhandenen Fetus und die effektive Dosis in Einheiten der verabreichten Aktivität, ein Beispiel für die typischerweise während der jeweiligen Untersuchung applizierten Aktivitäten und die sich daraus ergebende effektive Äquivalentdosis, d.h. die Organgewichtungsfaktoren und die Tatsache, daß es sich bei nuklearmedizinischen Verfahren zumindest teilweise nur um Teilkörperbelastungen handelt, sind hier schon berücksichtigt. Standardtests wie Lungenventilations-, Lungenperfusions-, Schilddrüsen- und Nierenfunktions- Szintigraphie sind mit niedrigen Belastungen³ verbunden, Untersuchungen von Herz, Blutzellen und Tumoren können, je nach verwendetem Radionuklid, mit Dosen bis zu 44 mSv verknüpft sein. Die Strahlenbelastung

Untersuchungen an Patienten durchschnittliche eine zusätzliche Strahlenbelastung von weniger als 0.1 mSv/a auf. Auf Intensivstationen kann die Belastung aufgrund des engeren Kontaktes mit den Patienten auf 0.5 mSv/a ansteigen.

³Eine niedrige Belastung darf eine effektive Äquivalentdosis, die der mittleren natürlichen Belastung pro Jahr in Deutschland von 2 mSv/a entspricht, nicht überschreiten. Belastungen oberhalb 10 mSv/a werden als 'höhere' Belastungen betrachtet, der Bereich dazwischen als 'mittelhoch'.

Organ	Radionuklid	Radiopharmazeutikum	Organ 1 [µGy/MBq]	Organ 2 [µGy/MBq]	Fetus [µGy/MBq]	Effektive Dosis [µSv/MBq]	Beispiel Aktivität [mCi]	Aktivität [MBq]	Effektive Äquivalentdosis [mSv]	Äquivalentdosis [mrem]
Knochen	Tc-99m	Phosphonat	60/K, B	10/KM	6	8	15	555	4,4	440
	Tc-99m	Nanokolloid	75/Le, Mi	15/KM	2	14	15	555	7,8	780
Knochenmark	Tc-99m	DTPA	65/B	5/N	8	6	10	370	2,2	220
	Tc-99m	MAG3	60/B	40/GB	5	5	5	185	1	100
Nieren	Tc-99m	DMSA	170/N	20/B	5	16	2	74	1,2	120
	J-131	Hippuran	1000/B	30/N	35	66	0,3	11	0,7	70
Schilddrüse	J-123	Hippuran	200/B	7/UD	17	15	1	37	0,6	60
	J-131	Jodid	50000/SD	450/B, M	50	15000	0,05	1,9	28	2800
Herz	J-123	Jodid	4500/SD	65/B, M	14	150	0,2	7,4	1,1	110
	Tc-99m	Perthchnetat	23/SD	30/B, M	8	13	2	74	0,1	100
Hirn	Tc-99m	Erythrozyten	23/HE	14/L	5	8	20	740	6,0	600
	Tl-201	Chlorid	550/N, G	360/UD	50	230	2	74	17	1700
Hirn	Tc-99m	Isonitrit	50/OD	36/B	5	4	20	740	3	300
	Tc-99m	Gluconat	56/B	40/N	8	9	15	555	5,0	500
Leber/ Gallenwege	Tc-99m	Perthchnetat(*)	32/B	5/N	7	5	15	555	2,8	280
	F-18	FD-Glukose	170/B	65/H	20	27	10	370	10	1000
Magen-Darm	Tc-99m	HMPAO	70/TD	55/OD	6	4	15	500	2	200
	Tc-99m	Kolloid	75/Le, Mi	12/Pa	2	14	3	111	1,6	160
Chromaffines Gewebe	Tc-99m	HIDA	110/GB	90/OD	13	24	5	185	4,4	440
	Co-57	Vit. B 12	50000/Le	5000/N	1800	5800	0,0005	0,02	0,1	10
Blutzellen	J-131	MIBG(*)	840/Le	600/B	77	210	1	37	7,8	780
	J-123	MIBG(*)	80/Le	70/B	10	20	10	370	7,4	740
Lunge	In-111	Leukozyten	5500/Mi	700/KM	120	600	2	74	44	4400
	In-111	Thrombozyten	7500/Mi	730/Le	95	700	1	37	26	2600
Tumor	Tc-99m	Leukoz./MAB	29/KM	29/Mi	5	11	10	370	4,1	410
	Tc-99m	Aggregate	67/L	16/Le	2	12	3	111	1,3	130
Tumor	Tc-99m	Aerosol	17/L	47/B	6	7	0,3	11	0,1	10
	Xe-133	Gas	1/L	0,5/KM	0,1	0,1	10	370	0,07	7
Tumor	Kr-81m	Gas	0,2/L	-	0,0001	0,03	20	740	0,02	2
	Ga-67	Zitrat	590/K	290/KM	80	120	3	111	13	1300
Tumor	J-131	MAB(*)	1200/L	330/KM	130	210	2	74	16	1600
	In-111	MAB	940/N	730/L	110	260	3,5	130	34	3400
Tumor	Tc-99m	MAB	110/N	20/L	3,3	13	15	570	7,4	740

K = Knochenoberfläche, KM = Knochenmark, B = Blase, N = Niere, L = Lunge, H = Gehirn, He = Herz, SD = Schilddrüse, M = Magen, GB = Gallenblase, Le = Leber, Mi = Milz, Pa = Pankreas, UD = unterer Dickdarm, OD = oberer Dickdarm, G = Gonaden, TD = Tränenröhren, MAB = monoklonale Antikörper, (*) = vollständige Blockade der Schilddrüse soweit verfügbar, aus ICRP 53 (1988)

Tabelle 9.5: Übersicht über die Strahlenbelastung des Patienten bei einigen typischen nuklearmedizinischen Untersuchungen [61].

des Patienten kann verringert werden, wenn die Radionuklide so appliziert werden, daß sie nach der Messung dem Körper relativ schnell wieder entzogen werden können (z.B. bei der Nierenfunktionsszintigraphie vorher dem Organismus viel Wasser zuführen und anschließend das Wasser schnell entziehen, wodurch ein großer Teil des Radiopharmakons wieder ausgespült wird; Gabe von Medikamenten, die die Schilddrüse blockieren, wenn mit radioaktivem Jod zu einem anderen Zweck als der Schilddrüsenszintigraphie gearbeitet wird). Bei Schwangeren ist, sofern kein lebensbedrohlicher Zustand vorliegt, von jeder nuklearmedizinischen Untersuchung abzuraten, da die Strahlenbelastung für den Fötus teilweise erheblich ist⁴. Die Strahlenbelastung bei der Sequenz-Szintigraphie ist nicht größer als bei der statischen Szintigraphie, da für die Sequenzen ja nur der Detektor häufiger eingesetzt wird, aber die gleiche Menge Radiopharmakon verabreicht wird.

9.3 Beispiele

In diesem abschließenden Abschnitt sollen zwei Beispiele aus der Nuklearmedizin in stark vereinfachter Form vorgestellt werden. Andere Beispiele wurden im Zusammen-

⁴Bei einer Strahlenbelastung des Fötus von 50 - 100 mSv ist das Risiko starker Schädigungen so groß, daß normalerweise zu einer Abtreibung geraten wird.

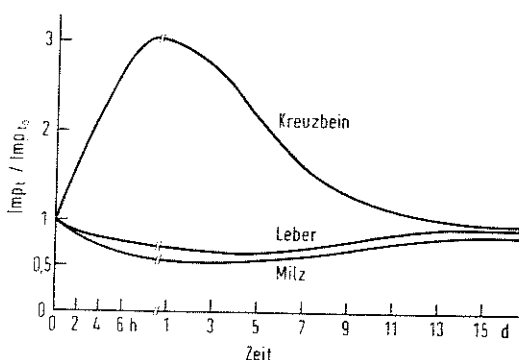


Abbildung 9.7: Eisenkinetik einzelner Organe nach Injektion von ^{59}Fe -Zitrat. Der Einbau in das Knochenmark (Kreuzbein) erfolgt sehr rasch, der Kurvenabfall ergibt sich durch Ausschwemmen ^{59}Fe -markierter Erythrozyten [29].

hang mit Abbildungen 9.1, 9.2 und 9.3 bereits erwähnt. Ausführliche Darstellungen von Anwendungsmöglichkeiten finden sich in [29, 61].

9.3.1 Hämatologie

In der Hämatologie werden u.a. Eigenschaften, Produktion und Abbau der roten Blutkörperchen (Erythrozyten) mit nuklearmedizinischen Methoden untersucht. Die Erythrozyten spielen eine wichtige Rolle bei der 'Atemfunktion' des Blutes, d.h. dem Transport von Sauerstoff aus der Lunge in das Gewebe und dem Abtransport des CO_2 . Erythrozyten sind bikonkave Scheiben mit einem Durchmesser von 7-7,8 μm und einer maximalen Höhe von 2,5 μm . Durch diese Form haben sie eine maximale Oberfläche⁵, was einen guten Sauerstofftransport gewährleistet. 95% der Trockensubstanz der Erythrozyten besteht aus Hämoglobin.

Erythrozyten werden in den Stammzellen des Knochenmarks erzeugt, haben eine Lebensdauer von ca. 120 Tagen und werden in der Milz, zu einem geringeren Teil auch in der Leber abgebaut. Die meisten Blutkrankheiten entstehen durch Störungen der normalen Zellkinetik und ihrer Regulation. Mit nuklearmedizinischen Methoden lassen sich Aussagen über die Bildung und den Abbau der Erythrozyten gewinnen, ihre Lebensdauer und die Eisenkinetik in verschiedenen Organen. Dazu werden verschiedene Radionuklide eingesetzt: ^{59}Fe , $^{99\text{m}}\text{Tc}$, ^{51}Cr und ^{111}In .

Eisenresorption und -umsatz

Um überhaupt rote Blutkörperchen bilden zu können, muß der Körper über eine ausreichende Menge Eisen, den Grundbaustoff des Hämoglobins verfügen. Einige Blutkrankheiten sind Eisenmangelanämien, die sich auch bei der Gabe von Eisenpräparaten nicht bessern. Ursache kann eine Störung in der Eisenaufnahme (Eisenresorption) sein.

Dieser Verdacht läßt sich nuklearmedizinisch abklären. Zur Messung der Eisenresorption wird dem Patienten eine orale Gabe von ^{59}Fe -Zitrat verabreicht. Mit einer Ganzkörpermessung wird unmittelbar danach der 100%-Wert festgelegt. Wiederholte

⁵Bei einem Erwachsenen beträgt die Gesamtoberfläche aller zirkulierenden Erythrozyten 3500 m^2 .

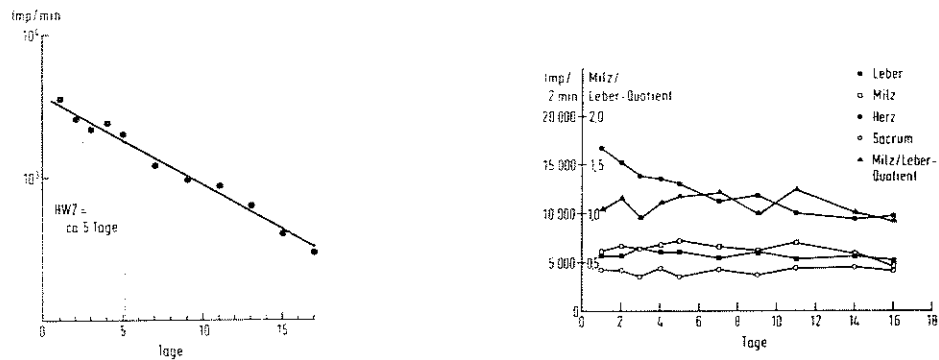


Abbildung 9.8: Links: Bestimmung der Erythrozyten Lebensdauer. Diese ist mit einer Halbwertszeit von 5 Tagen bei massiver Hämolyse stark verkürzt. Rechts: Lokalisation des Erythrozytenabbaus, Normalbefund [29].

Messungen am 3. und 7. Tag zeigen, wieviel Eisen resorbiert wurde. Mit entsprechenden anderen Isotopen kann man derartige Resorptionstests auch für Vitamine, andere Mineralien oder Spurenstoffe machen.

Verabreicht man eine größere Menge ^{59}Fe -Zitrat intravenös, so läßt sich mit räumlich aufgelösten Meßverfahren der Eisenumsatz in einzelnen Organen bestimmen. Abbildung 9.7 zeigt den zeitlichen Verlauf der Zählraten für Kreuzbein (Knochenmark), Miltz und Leber. Über dem Kreuzbein steigt die Aktivität durch den Einbau des Eisens in das Knochenmark rasch an. Nach ca. 2 Tagen fällt die Aktivität ab, da jetzt mit ^{59}Fe -markierte Erythrozythen das Knochenmark verlassen. Nach ca. 8 - 10 Tagen ist der Wert wieder auf seinem Ausgangswert angelangt, das ^{59}Fe ist vollständig in Erythrozyten eingebaut.

Erythrozytenlebensdauer und -abbau

Zur Bestimmung der Erythrozytenlebensdauer werden dem Patienten rote Blutkörperchen entnommen, mit ^{51}Cr oder DF^{32}P markiert, und bis auf eine kleine als Vergleichsstandard zurückbehaltene Menge wieder injiziert. Über 2 - 3 Wochen wird dem Patienten täglich Blut entnommen, dessen Aktivität im Bohrlochzähler gemessen und mit der Aktivität des Vergleichsstandards verglichen wird. Daraus läßt sich eine Halbwertszeit der Erythrozyten bestimmen⁶, vergl. Abbildung 9.8 links. Durch Messung der Aktivität über verschiedenen Organen lassen sich auch die Orte des Erythrozytenabbaus bestimmen, Abbildung 9.8 rechts.

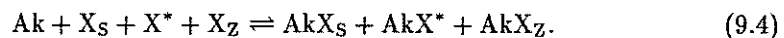
9.3.2 Radio-Immuno-Essay

Radio-Immuno-Assays dienen der Bestimmung von Hormon- oder Substanzkonzentrationen (hauptsächlich komplexe Eiweiße) in Blut oder Urin. Dabei nutzt man die spezifischen Bindungseigenschaften eines Rezeptors für eine Substanz aus, deren Konzentration gemessen werden soll. Die Spezifität des Verfahrens hängt von der spezifischen Bindungsstelle für die zu messende Substanz ab. Als Rezeptoren bieten sich

⁶Korrektweise kann hier nur eine scheinbare Halbwertszeit bestimmt werden, da die Erythrozyten durch die Markierung geschädigt wurden und daher eine kürzere Lebensdauer haben.

Antikörper an (daher auch das Wort 'Immuno' im Namen der Methode): sie sind hochspezifisch für ein Antigen, sie können durch Immunisierung von Tieren induziert und isoliert werden, und sie können aus den Serumproben zusammen mit dem gebundenen Antigen isoliert werden. Um Antigen oder Antikörper sehr genau zu messen, können diese mit radioaktiven Substanzen markiert werden. Aufgrund dieser beiden Eigenschaften, hohe Spezifität der Antikörper und große Genauigkeit bei der Radioaktivitätsmessung, hat der Radioimmuno-Assay (RIA) weite Verbreitung gefunden.

In einer Serumprobe soll die Konzentration einer Substanz X_S gemessen werden, wobei X_S hier das Antigen sein soll. Dieser Probe wird ein markiertes Antigen X^* zugesetzt, das auch einen Anteil X_Z nicht radioaktiven Antigens enthält. Gibt man jetzt eine definierte Menge eines spezifischen Antikörpers Ak hinzu, so stellt sich nach dem Massenwirkungsgesetz ein Gleichgewicht zwischen freiem Antikörper, freiem Antigen und Antigen-Antikörper-Komplex ein:



Die Verhältnisse zwischen Antigen und Antigen-Antikörper-Komplex ist für radioaktives und nicht-radioaktives Antigen das gleiche:

$$\frac{X^*}{AkX^*} = \frac{X_S}{AkX_S} = \frac{X_Z}{AkX_Z}. \quad (9.5)$$

Mißt man die Radioaktivität des freien Antikörpers und die des gebundenen Antikörpers, so ergibt sich direkt das Verhältnis der beiden Größen. Daraus läßt sich die Serumkonzentration der gesuchten Substanz X_S bestimmen.

Anwendungsbeispiele für RIA sind z.B. Insulin, Wachstumshormon (STH), Nebennierenhormon (Adrenocorticotropes Hormon ACTH), Schilddrüsenhormon (Thyreotropes Hormon TSH), Glukocorticoide, Alderon, Testosteron, Östrogene, Gestagene und nahezu alle in der Hypophyse synthetisierten Hormone.

9.4 Zusammenfassung

Nuklearmedizinische Verfahren erlauben die Untersuchung von Funktionen einzelner Organe oder Organteile, die Bestimmung von Hormonen und anderen Substanzen im Serum und die Beobachtung der Stoffwechselkinetik. Nuklearmedizinische Verfahren sind mit einer höheren Strahlenbelastung für den Patienten und seine Umgebung verbunden als die bildgebenden Verfahren, liefern jedoch auch Informationen, die den anderen Verfahren nicht zugänglich sind. Auch in der Identifikation von Tumoren oder Metastasen bietet die Nuklearmedizin Möglichkeiten, die die anderen Verfahren nicht bieten. Umgekehrt weisen nuklearmedizinische Methoden manchmal sehr unspezifisch auf Speicherdefekte oder erhöhte Umsetzungen in bestimmten Bereichen hin, deren Ursache teilweise in den bildgebenden Verfahren wesentlich deutlicher wird. Während die bildgebenden Verfahren in der Medizin sehr häufig (und teilweise auch sehr kritiklos) eingesetzt werden, ist aufgrund der höheren Strahlenbelastung und des größeren Aufwandes bei nuklearmedizinischen Untersuchungen eine genaue Kosten-Nutzen-Analyse zu machen (vergl. Kapitel 13).

Literatur:

- Hermann, H.-J., 1989: *Nuklearmedizin*, Urban und Schwarzenberg, München
- Schicha, H., 1993: *Nuklearmedizin*, Schattauer, Stuttgart

Kapitel 10

Strahlentherapie

Dieses Kapitel soll die Grundlagen der Strahlentherapie behandeln. Dazu gehören die biologischen Grundlagen (z.B. die Frage, warum Strahlentherapie überhaupt in Erwägung gezogen wird, wo man doch weiß, daß die Strahlenbelastung im gesunden Gewebe sehr hoch ist). Ein Schwerpunkt liegt auf den unterschiedlichen Möglichkeiten, die durch die Verwendung von elektromagnetischer Strahlung und energiereichen Teilchen gegeben werden.

10.1 Idee und Grenzen

In ihrer modernsten Form wird Strahlentherapie heute als ‘three-dimensional conformal radiation therapy’ (TDCRT) bezeichnet. Dieser Ausdruck beschreibt etwas scheinbar Selbstverständliches: *Ziel der Strahlentherapie ist es, eine möglichst große Dosis im Zielvolumen (Tumor) abzugeben bei gleichzeitig minimaler Belastung des umgebenden gesunden Gewebes.* Die Strahlenbelastung im Tumor soll groß genug sein, um alle Zellen abzutöten, die Strahlenbelastung in der Umgebung sollte so klein sein, daß die Zellen nicht geschädigt werden – weder so, daß sie absterben (akuter Strahlenschaden), noch so, daß eine spätere Entartung wahrscheinlich ist.

Die Bezeichnung TDCRT beschreibt, wie dieses Ziel zu erreichen ist:

1. drei-dimensional ist das Verfahren, weil (a) das Zielvolumen (der Tumor), (b) das umgebende Gewebe und (c) die Strahlgeometrie 3D sind.
2. conformal oder anpassend ist das Verfahren, da die Dosis in ihrer räumlichen Verteilung an das Tumolvolumen angepaßt werden muß – in der Berechnung der Dosis ebenso wie in ihrer Verabreichung.

Die verwendete Strahlung kann elektromagnetische Strahlung sein (Hochvolttherapie, γ -Therapie) oder Teilchenstrahlung (Elementarteilchen, teilweise auch schwere Kerne).

10.1.1 Schritte bei der Strahlentherapie

Um die Zeile des TDCRT zu erreichen, ist eine Reihe von Schritten notwendig. Alle diese Schritte müssen möglichst exakt durchgeführt werden, ein Fehler in einem dieser Schritte setzt sich in das Endresultat fort: eine Kette ist nur so stark wie ihr schwächstes Glied. Die einzelnen Glieder dieser Kette sind:

1. drei-dimensionale Aufnahmen der Zielregion und ihrer Umgebung (vergl. Kapitel 8).
2. Identifikation eines Zielvolumens (Tumor), eines Sicherheitsbereiches um das Zielvolumen¹, des umgebenden Gewebes (hier soll die Strahlenbelastung gering sein) und des risikobehafteten Gewebes ('organs at risk', hier muß die Dosis gering sein, um Schädigungen zu vermeiden). Damit sind die räumlichen Randbedingungen für die Bestrahlung gelegt.
3. Bestimmung der im Zielvolumen erforderlichen Dosis (sowie der dem risikobehafteten Gewebe maximal zumutbaren Dosis).
4. Abschätzung der biologischen Wirkung der ionisierenden Strahlung auf gesunde und entartete Zellen (biologisches Modell; für einige grundlegende Ideen vergl. Abschnitt 10.2).
5. Art der Therapie (Teilchen oder elektromagnetische Strahlung; ergibt sich aus der Lage des Zielvolumens und der gefährdeten Bereiche, der im Zielvolumen abzuliefernden Dosis und der Struktur des umgebenden Gewebes).
6. Bestimmung von Geometrie und Intensität der einzelnen Strahlen (Abschnitt 10.3 und 10.4).
7. Verwendung von Kollimatoren und Absorbern zum Anpassen der Strahlen an diese Anforderungen (Abschnitt 10.3.7).
8. Exakte Positionierung des Patienten (und damit des Zielvolumens) bei der Therapie ebenso wie bei den Aufnahmen im Rahmen von Therapieplanung und Verlaufskontrolle.

Das schwächste Glied in dieser Kette ist z.Z. das biologische Modell, in den anderen Bereichen hat die Technik in den letzten Jahre so weite Fortschritte gemacht, daß sie im Rahmen des bestehenden biologischen Modells optimiert sind.

10.1.2 Warum Strahlentherapie und nicht Operation?

In Anbetracht der hohen Strahlenbelastung (vergl. Kapitel 13) stellt sich die Frage, warum man überhaupt Strahlentherapie macht und sich nicht auf Tumorentfernung und/oder Chemotherapie beschränkt.

Ein offensichtlicher Vorteil der Strahlentherapie gegenüber chirurgischen Verfahren zeigt sich bei Hirntumoren. Aufgrund der äußeren Begrenzung durch den Schädel breiten sich Hirntumore selbst dann, wenn sie in äußeren Teilen des Gehirns begonnen haben, nicht nach außen aus sondern wuchern nach innen. Daher hat jeder Hirntumor zumindest Teile, die relativ tief in das Gehirn hineinreichen. Eine chirurgische Entfernung führt zu großen Schäden im umgebenden Gewebe und damit zu starken Beeinträchtigungen der Lebensqualität und bei ungünstiger Tumorlage auch der Überlebensfähigkeit des Patienten. Strahlentherapie richtet einen geringeren (direkten) Schaden in diesem sehr sensiblen Umfeld an²

¹Der Sicherheitsbereich (s.u.) beinhaltet dem Tumor benachbartes Gewebe, in dem sich möglicherweise bereits entartete Zellen befinden. Diese sind noch nicht in ausreichender Zahl vorhanden, um als Tumor identifiziert werden zu können. Die Dosis soll in diesem Bereich groß genug sein, um alle Tumorzellen zu zerstören.

²Nervengewebe ist im Gegensatz zu vielen Tumorgeweben sehr wenig strahlenempfindlich, vergl.

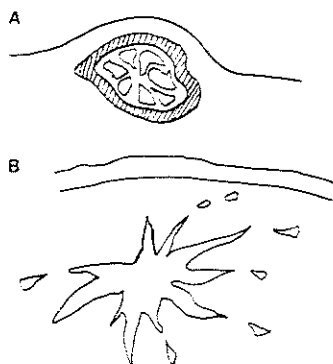


Abbildung 10.1: Unterschied zwischen einem gutartigen (oben) und einem bösartigen (unten) Tumor [8].

10.2 Biologische Prinzipien bei der Tumorbestrahlung

Die biologischen Prinzipien bei der Tumorbestrahlung befassen sich mit der Frage, wie eine möglichst starke Schädigung von Tumorgewebe bei gleichzeitig möglichst geringer Schädigung des umgebenden gesunden Gewebes erreicht werden kann - obwohl zumindest ein Teil des gesunden Gewebes mit einer Dosis bestrahlt wird, die der im Tumolvolumen vergleichbar ist³.

10.2.1 Gut- und bösartige Tumore

Ein Tumor ist eine Ansammlung von Zellen, die sich in ihren Eigenschaften von den umgebenden Zellen des gesunden Gewebes unterscheiden, und ein Eigenleben führen, in dem sie nicht an den 'Lebensvorgängen' des umgebenden Gewebes teilnehmen und eine eigene Geschwindigkeit in der Zellvermehrung haben. Grundsätzlich kann jede Zellart Tumoren bilden. Am häufigsten findet man Tumoren in den am schnellsten regenerierenden Geweben. Je länger eine Regeneration andauert, desto größer ist die Gefahr der Tumorentstehung⁴.

Tabelle 6.3 und kann daher eine ziemlich große Dosis ohne akute Schädigung und mit nur geringem Risiko einer Spätschädigung ertragen - während das weitere Wachstum des Tumors oder eine chirurgische Entfernung zu erheblichen Beeinträchtigungen führen würde.

³Man versucht diesen Teil durch geeignete Blenden und Absorber möglichst klein zu halten, allerdings wird in der Sicherheitszone um den Tumor herum immer auch gesundes Gewebe bestrahlt, das eine möglichst geringe Schädigung erhalten soll - sonst hätte man gegenüber einem chirurgischen Verfahren, bei dem der Sicherheitsbereich mit entfernt würde, keinen Vorteil.

⁴In Kapitel 6 hatten wir bereits über die größere Empfindlichkeit in sich schnell teilendem Gewebe diskutiert. Regeneriert sich Gewebe nach einer Verletzung, so erfolgt die Zellteilung schneller als in Zellen gleichen aber gesunden Gewebes, d.h. das Risiko einer Entartung erhöht sich. Daher besteht gerade bei chronischen Verletzungen im Bereich sich schnell teilender Gewebe (z.B. Magengeschwür, chronische Magen- oder Darmentzündungen) ein im Vergleich zu einem gesunden Magen/Darm erhöhtes Risiko der Entartung. Zellen in regenerierendem Gewebe sind auch strahlenempfindlicher: so bilden sich häufig stark verwuchernde Narben (Keloide) in Geweben, die während oder nach Verletzung bestrahlt werden. Beobachtet werden kann dies bei den Überlebenden von Hiroshima und Nagasaki sowie bei post-operativ bestrahlten Tumorpatienten.

Eigenschaft	gutartig	bösartig
Wachstumsgeschwindigkeit	langsam	variabel, teilweise sehr schnell
Begrenzung	eingekapselt	invasiv
Lokale Einflüsse	gering	zerstörend
Zell-Differenzierung	gut	verschieden, teilweise sehr gering
Metastasen	keine	häufig
typischer Ausgang	gut	fatal

Tabelle 10.1: Unterschiede zwischen gut- und bösartigen Tumoren.

Tumore werden in gut- und bösartige eingeteilt in Abhängigkeit von ihrer Abgrenzung gegenüber dem gesunden Gewebe (vergl. Abbildung 10.1 und Tabelle 10.1). Ein gutartiger Tumor hat eine deutliche Begrenzung gegenüber dem umgebenden Gewebe, er ist eingekapselt. Er wächst nicht in dieses Gewebe hinein sondern drängt es bei seinem Wachstum zur Seite. Solange dabei keine Versorgungsbahnen abgeklemmt werden oder bei sehr großem Wachstum starker Druck auf umgebendes Gewebe und Organe erzeugt wird, ist ein gutartiger Tumor weder störend noch gefährdend. Ein Gerstenkorn im Augenlid wäre ein Beispiel.

Ein bösartiger Tumor dagegen infiltriert das gesunde Gewebe und stört es in seiner Funktion erheblich. Einzelne Zellen bösartiger Tumore können über relativ große Entfernungen transportiert werden und Metastasen bilden. Daher kann bei der Entdeckung eines bösartigen Tumors bereits ein weiter Bereich in unmittelbarer Nähe des Tumors entartete Zellen enthalten⁵, andere entartete Zellen können über Blut- oder Lymphbahnen bereits weit in den Körper gestreut sein⁶. Im Gegensatz zu einem gutartigen Tumor besteht bei einem bösartigen eine große Wahrscheinlichkeit für eine Neubildung des Tumors an seinem ursprünglichen oder einem anderen Ort.

Bösartige Tumore werden klassifiziert, wobei für jede Tumorart ein Klassifikationschema existiert. Die wesentlichen Merkmale, die in diesen Schemata berücksichtigt werden, sind die Größe des Tumors, die vom Tumor betroffenen Organteile, Ausdehnungen des Tumors über das Ursprungsorgan hinaus, Befall benachbarter oder entfernter Lymphknoten und das Auftreten von Metastasen.

10.2.2 Tumorproliferation

Wächst ein Tumor in gleichen Zeitintervallen jeweils um eine konstante Fraktion, so handelt es sich um ein exponentielles Tumorstadium mit einer Tumorstadiumverdopplungszeit T_d . Menschliche Tumoren wachsen nur sehr selten exponentiell. Meist nimmt die Verdopplungszeit mit zunehmender Größe des Tumors ab. Dieses Wachstumsverhalten läßt sich durch die Gompertz-Kurve beschreiben, vergl. Abbildung 10.2.

Die Volumenverdopplungszeit menschlicher Tumore, die sich z.B. durch röntgeno-

⁵Das ist der Grund für die Definition eines Sicherheitsbereiches um einen Tumor herum, der stets mit entfernt oder bestrahlt werden sollte.

⁶Daher werden bei Tumoren, die Metastasen bilden, in der Regel die nächstliegenden Lymphknoten entweder entfernt oder bestrahlt; ist ein Befall dieser Lymphknoten offensichtlich, so wird die Behandlung bis auf die nächsten Lymphknoten ausgedehnt, inklusive der ersten Lymphknotengruppe, in der kein offensichtlicher Befall mit entarteten Zellen zu erkennen ist. Gleichzeitig ist bei operativer Entfernung eines Tumors darauf zu achten, diesen als Ganzes zu entfernen. Schneidet man ihn an, so besteht das Risiko, daß einzelne Zellen in die Blutbahn gelangen und an anderer Stelle im Körper einen neuen Tumor bilden.

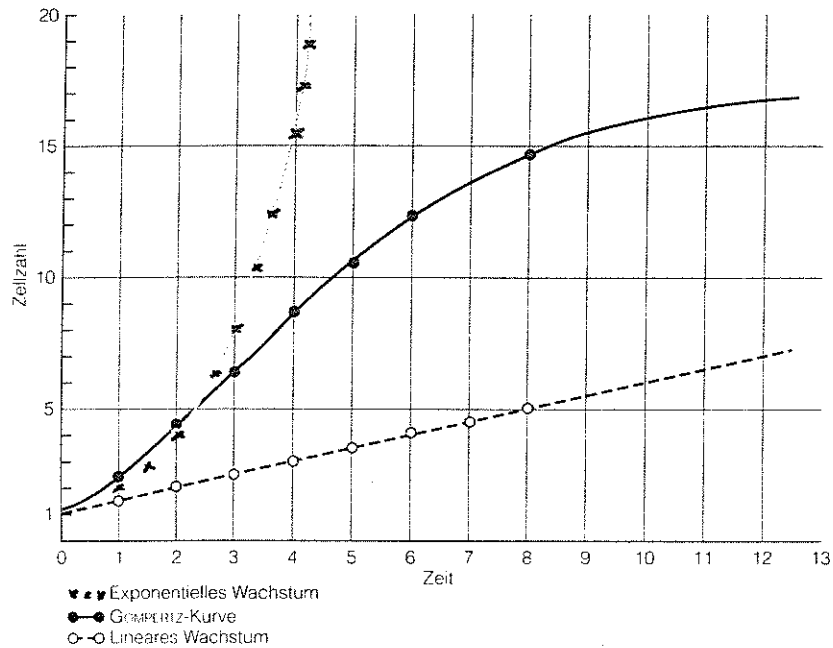


Abbildung 10.2: Wachstumskurven von Tumoren: exponentielles und lineares Wachstum; das Wachstum von Tumoren folgt der Gompertz-Kurve, die anfangs ungefähr exponentiell, zu späten Zeiten ungefähr linear ansteigt [58].

logischen Größenvergleich von unbehandelten Lungenmetastasen oder Mammakarzinomen bestimmen läßt, beträgt zwischen 50 und 150 Tage mit einem Durchschnitt bei 3 Monaten.

Die Zellzykluszeit T_c von Tumorzellen beschreibt das Zeitintervall von einer Mitose zur nächsten und liegt meist bei 1.5 bis 4.5 Tagen. Die Tumorverdopplungszeit übersteigt die Zellzykluszeit also bei weitem. Dies hat zwei Ursachen: (a) es befindet sich stets nur ein Teil der Tumorzellen in der Wachstumsfraktion⁷, die übrigen Zellen befinden sich in der G_0 -Phase. (b) Ein Teil der Tumorzellen geht während der Proliferation durch Differenzierung verloren oder stirbt durch Sauerstoffmangel ab. Letzteres gilt insbesondere im Zentrum großer Tumore, in denen häufig nahezu keine Sauerstoffversorgung mehr erfolgen kann. Generell gilt, daß in Tumoren die Sauerstoffversorgung aufgrund des ungezügelteren Wachstums in der Regel geringer ist als in den gesunden Zellen der Umgebung, da sich keine Versorgungsbahnen im Tumor ausbilden. Der Zellverlustfaktor menschlicher Tumore beträgt zwischen 0.6 und 0.95, vergl. auch Tabelle 10.2.

Die *potentielle Tumorverdopplungszeit* T_{pot} gibt die Tumorverdopplungszeit, die sich bei exponentiellem Tumorwachstum ohne Zellverlust ergeben würde. Sie ergibt sich aus der Zellzykluszeit T_c und der Wachstumsfraktion (growth fraction, GF) zu

$$T_{pot} = \frac{T_c}{GF}. \tag{10.1}$$

⁷Die Wachstumsfraktion beschreibt den Anteil der Zellen einer Population, der sich in einer G_1 - M-Phase des Zellzyklus aufhält. Bei menschlichen Tumoren beträgt die Wachstumsfraktion zwischen 0.2 und 0.5, die Extremfälle liegen bei 0.06 und 0.9, vergl. Tabelle 10.2.

Tumor	Verdopplungszeit [d]	Wachstumsfraktion	Zellverlustfaktor
embryonale Tumore	30	90	93
Maligne Lymphome	29	90	93
Mesenchymale Sarkome	41	11	68
Plattenepithelkarziome	58	25	89
Adenokarziom	83	6	71

Tabelle 10.2: Mittelwerte der Proliferationsaktivität unterschiedlicher Tumore [58].

Die potentielle Tumorverdopplungszeit der meisten menschlichen Tumore beträgt 3 bis 15 Tage.

Bestrahlung verlangsamt das Tumorwachstum durch mitosegekoppelten Zelltod⁸. Bei Tumoren mit geringer Proliferationsrate, d.h. kleiner Wachstumsfraktion, und langer Zellzyklusdauer kann die Wirkung der Bestrahlung erst sehr spät erkennbar sein, während sich Tumoren mit hoher Proliferationsrate schon nach wenigen Bestrahlungen verkleinern.

Entscheidendes Kriterium der Bestrahlungswirkung ist das Nichtauftreten eines lokalen Tumorrezidivs. Ob dazu die Vernichtung aller Tumorzellen (bei einem Tumor von ca. 500 g weit mehr als 10^9 Zellen) bis hin zur letzten Zelle nötig ist oder die körpereigenen Immunvorgänge verbliebene Zellen vernichten können, muß derzeit noch offen bleiben.

10.2.3 Dosis-Effekt-Beziehungen

Die lokale Kontrollrate eines Tumors⁹ hängt von der eingestrahnten Dosis ab. Bei einigen Tumoren (Larynx- und Bronchialkarzinom, Lymphknotenmetastasen) ist die Dosis-Effekt-Beziehung eine sigmoide Kurve (vergl. Abbildung 10.3). Die Steilheit der Kurve ist von Tumor zu Tumor unterschiedlich, in jedem Falle gilt jedoch, daß kleine Dosisunterschiede zu erheblichen Veränderungen in der Erfolgsquote führen. Bei großem Tumolvolumen verschieben sich die Kurven zu höheren Dosen.

10.2.4 Gesundes Gewebe und Tumorgewebe

Außer dem Tumorgewebe wird grundsätzlich auch gesundes Gewebe mitbestrahlt: (a) in der Sicherheitszone, da diese hauptsächlich aus gesunden Zellen und nur zu einem sehr geringen Anteil aus Tumorzellen besteht, und (b) Gewebe außerhalb von Tumor und Sicherheitsbereich, das im Strahlengang liegt. Wären beide Arten von Gewebe in gleichem Ausmaß strahlenempfindlich, so würde sehr viel gesundes Gewebe zerstört, eine effektive Tumorthherapie wäre damit unmöglich.

⁸Der Zelltod ist mitosegekoppelt, wenn er entweder direkt in der Mitose als der strahlensensibelsten Phase des Zellzyklus erfolgt oder aber in einer anderen Phase des Zellzyklus ein Schaden an der DNS erzeugt wurde, der die Zelle zwar nicht unmittelbar tötet, aber bei der Teilung zum Zelltod führt.

⁹In der Strahlentherapie spricht man von lokaler Kontrollrate, da die Bestrahlung meist lokal auf den Primärtumor erfolgt. Die lokale Kontrolle ist dann perfekt, wenn sich am Ort des Primärtumors kein neuer Tumor bildet - was aber nicht ausschließt, daß sich an anderer Stelle Metastasen angesiedelt haben und ein neuer Tumor entsteht. Dieses Risiko muß durch begleitende Maßnahmen (Chemotherapie, Bestrahlung oder Entfernung von dem Tumor benachbarten Lymphknoten) verringert werden.

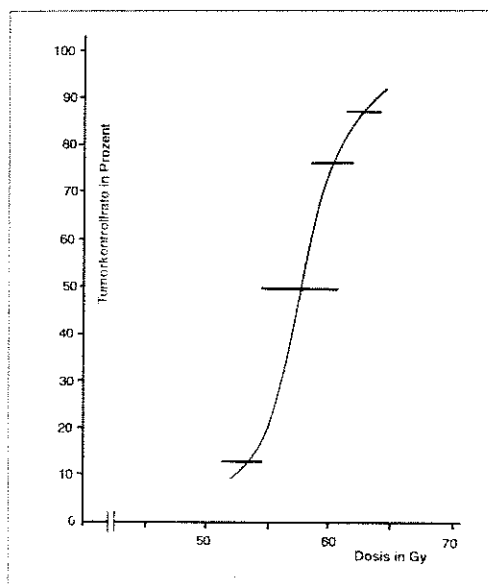


Abbildung 10.3: Abhängigkeit der Tumorkontrollrate von der Dosis bei supraglottischen Larynxkarzinomen der Stadien T₃ und T₄ (Kehlkopftumore, die sich in so fortgeschrittenen Stadien befinden, daß die Stimmbänder in Mittleidenschaft gezogen sind und weitere umliegende Gewebe infiltriert wurden) [45].

Stattdessen benötigt man eine gewisse *Elektivität*: Tumorgewebe muß strahlenempfindlicher sein und schon bei geringeren Dosen in seiner Proliferation gehemmt werden als gesundes Gewebe. Die zeitliche Dosisverteilung (Fraktionierung und Protrahierung, s.u.) trägt am stärksten zur Elektivität bei.

Strahlentherapie ist die Suche nach einem Kompromiß aus maximaler Tumorkontrolle bei minimaler Schädigung gesunden Gewebes. Abbildung 10.4 zeigt die Dosisabhängigkeit von Tumorkontrolle (linke Kurve) und Komplikationshäufigkeit (rechte Kurve). Die gestrichelte Kurve markiert den Bereich der komplikationsarmen Tumorkontrolle. Je größer die Elektivität ist, um so weiter liegen die Kurve auseinander. Damit kann das Maximum der gestrichelten Kurve höhere Werte annehmen, eine gute Tumorkontrolle bei geringer Nebenwirkung wird möglich. Als mißlungene Tumorkontrolle gelten Rezidive ohne Komplikationen ebenso wie Heilung mit Komplikationen (und natürlich Rezidiv mit Komplikation).

10.2.5 Strahlensensibilität verschiedener Tumoren

Ob ein Tumor prinzipiell mit Strahlentherapie behandelt werden kann, ist durch seine Strahlensensibilität bestimmt. Die Strahlensensibilität im Vergleich zu der umgebenden Gewebes geht auch in die Elektivität ein.

Die Strahlensensibilität von Zellen unterschiedlicher Tumore kann z.B. mit Hilfe des *Koloniebildungsmodells* gemessen werden: die Überlebensfraktion einer Zellpopulation nach Applikation einer Dosis von 2 Gy (surviving fraction SF₂) stellt einen guten Parameter für die Strahlensensibilität dar. SF₂ gibt den anfänglichen Abfall der Überlebenskurve. Für menschliche Tumoren liegt SF₂ zwischen 0.15 und 0.7, wobei

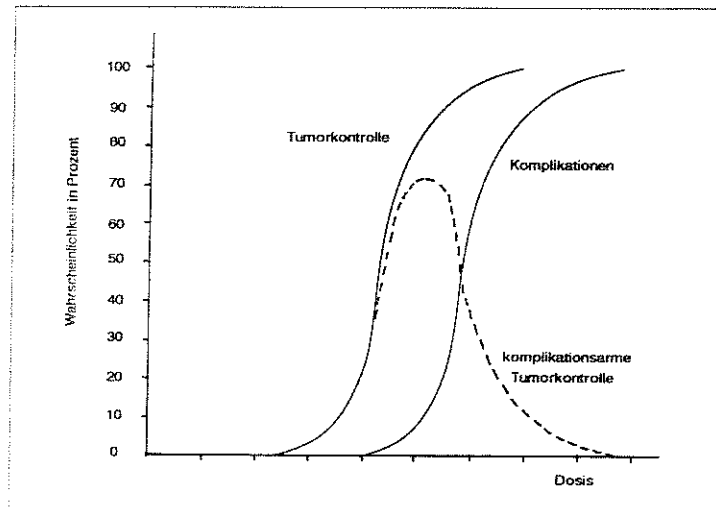


Abbildung 10.4: Dosisabhängigkeit von Tumorkontrolle und Komplikationshäufigkeit. Die gestrichelte Kurve gibt das therapeutische Ziel: komplikationsarme maximale Tumorkontrolle [45].

der niedrigste Wert der größten Strahlensensibilität entspricht.

Als Faustregel gilt auch heute noch die Regel von Bergonié und Tribondeau (1906): ein Tumor ist um so strahlensensibler, je entdifferenzierter seine Zellen sind und je größer seine Proliferationsaktivität ist. Etwas differenzierter hängt die Strahlensensibilität menschlicher Tumoren u.a. von den folgenden Faktoren ab:

- Zellzykluszeit,
- Größe der Wachstumsfraktion,
- Zahl der zu inaktivierenden Zellen (Tumorumeneneffekt),
- Anteil der hypoxischen Zellen (Maß für die Sauerstoffversorgung und damit die Bedeutung des Sauerstoff-Effekts),
- Qualität des umgebenden Gewebes (Tumorbetteffekt),
- Fähigkeit zur Re-Oxygenierung,
- Fähigkeit zur Repopulation (kann u.U. unter Strahlentherapie beschleunigt sein).

Heute ist man bestrebt, die Strahlentherapie zu individualisieren. Dazu versucht man, einen Teil der oben genannten Parameter durch Tests an Zellkulturen des Individuums zu bestimmen und so die Therapie (Dosis, Zeitverteilung) möglichst optimal an den Patienten anzupassen.

10.2.6 Fraktionierung und Protrahierung

Die zeitliche Dosisverteilung spielt in der Strahlentherapie eine wichtige Rolle, sie geht insbesondere in die Elektivität ein. Unterschieden wird zwischen Protrahierung und Fraktionierung.

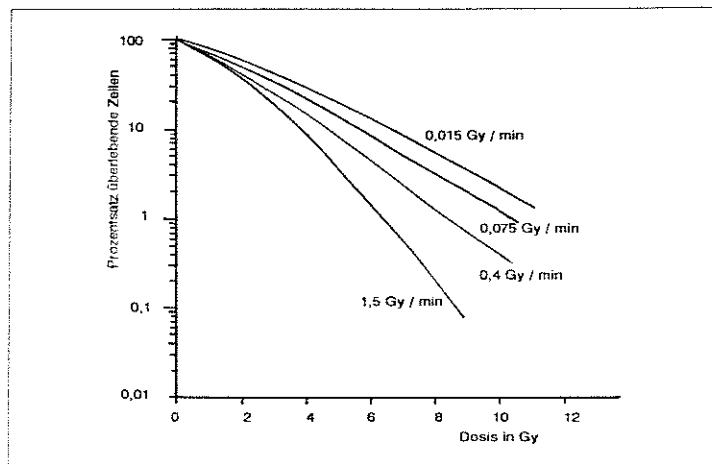


Abbildung 10.5: Dosis-Effekt-Kurven bei Bestrahlung mit unterschiedlichen Dosisleistungen [45].

Protrahierung

Protrahierung bedeutet Dosisapplikation bei niedriger Dosisleistung. Der Prozentsatz überlebender Zellen steigt mit abnehmender Dosisleistung, vergl. Abbildung 10.5, da es bei geringer Dosisleistung noch während der Bestrahlung zur Reparatur von Schäden kommen kann¹⁰. Durch diese Reparaturprozesse zeigen die Dosis-Effekt-Kurven bei Zellkulturen unterschiedliche Verläufe: bei geringer Dosisleistung ist keine Schulter mehr erkennbar. Eine solche Bestrahlung entspricht einer fraktionierten Bestrahlung mit sehr vielen kleinen Fraktionen. Bei kleinen Dosen treten Unterschiede in der Radiosensibilität deutlicher zu Tage als bei großen (da setzt der Overkill ein). Allerdings kann es bei zu niedriger Dosisleistung auch während der Bestrahlung zur Proliferation kommen. Bestrahlung mit niedriger Dosisleistung wird in der Brachytherapie¹¹ durchgeführt.

Fraktionierung

Fraktionierung bedeutet eine Aufteilung der Gesamtdosis in mehrere, zeitlich sinnvoll angeordnete Einzeldosen. Fraktionierung ist mit vier Effekten verbunden:

- Reparatur: da wie bei der Protrahierung insgesamt mehr Zeit zur Verfügung steht, ist für einen Teil der Zellen eine Reparatur möglich.
- Reoxygenierung: nach einer Einzeldosis sinkt die Zahl der mit Sauerstoff versorgten Tumorzellen stark ab (diese sind am strahlenempfindlichsten, vergl. Abschnitt 6.5.4). Dafür können andere Zellen, die zuvor nur schlecht mit Sauerstoff versorgt waren, Sauerstoff aufnehmen und sind damit für die nächste Strahlenfraktion erheblich empfindlicher.

¹⁰Die Halbwertszeit der Zellreparatur beträgt ca. eine Stunde, d.h. innerhalb einer Stunde wird die Hälfte der Schäden repariert.

¹¹Bei der Brachytherapie ist die strahlende Substanz in engem Kontakt mit dem zu bestrahlenden Gewebe, häufig befindet sich der Strahler im Körper des Patienten.

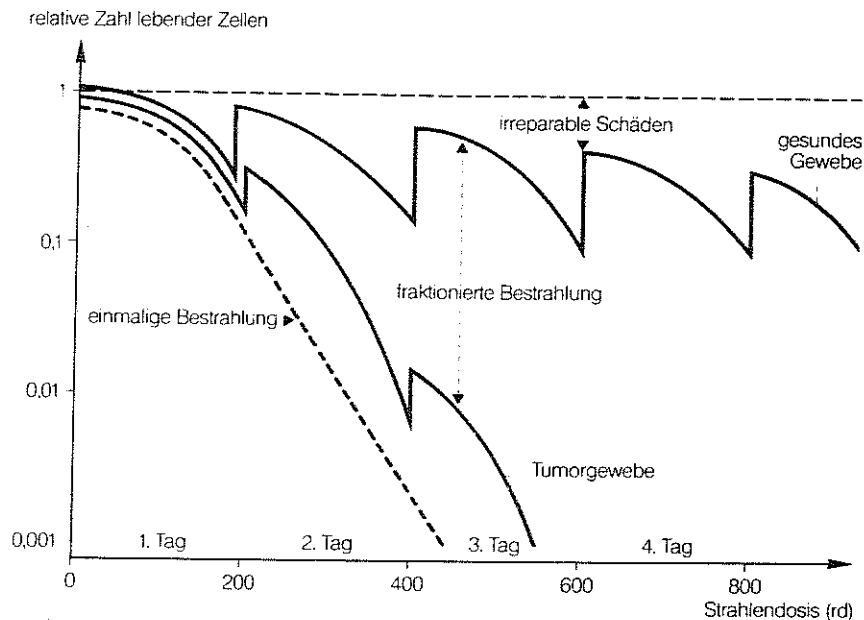
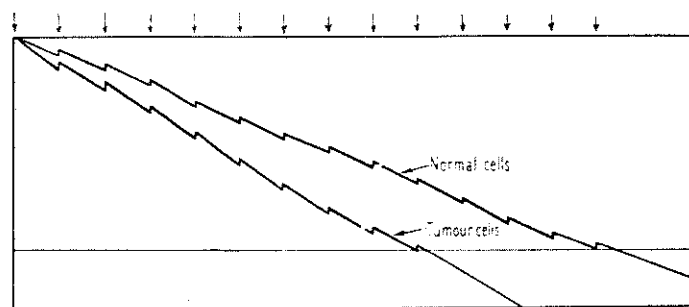
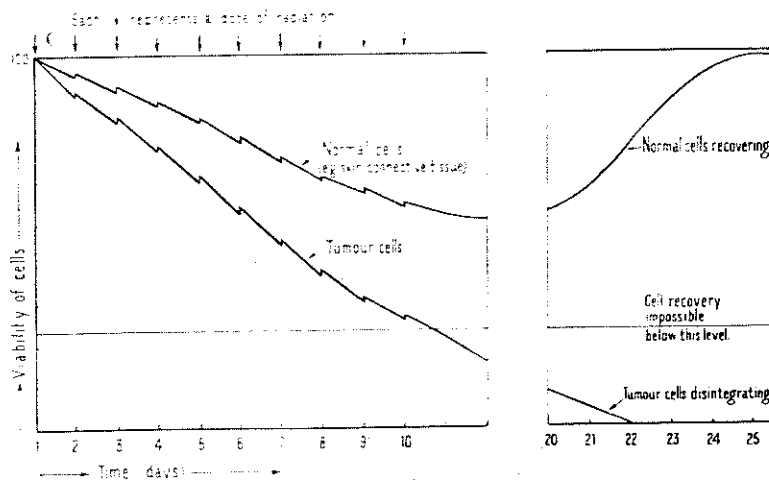


Abbildung 10.6: Prinzip der Dosisfraktionierung: das gesunde Gewebe kann subletale Schäden zwischen zwei Bestrahlungssitzungen fast vollständig reparieren, das Tumorgewebe dagegen kaum. Fraktionierte Bestrahlung führt daher zu einer starken Schädigung des Tumorgewebes bei relativ schwacher Schädigung des umgebenden Gewebes [25].

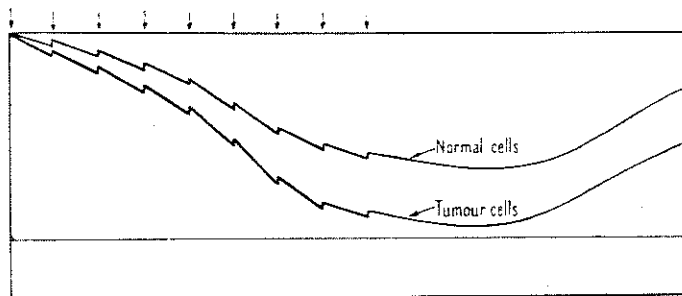
- **Redistribution:** Zellen sind in bestimmten Phasen des Zellzyklus besonders strahlenempfindlich. Diese Zellen werden während der ersten Fraktion abgetötet, während Zellen aus den unempfindlichen Phasen überleben. Bis zur zweiten Fraktion ist jedoch ein Teil dieser überlebenden Zellen in eine strahlenempfindliche Phase eingetreten und kann daher abgetötet werden.
- **Repopulierung:** in den Intervallen können sich Zellen, die die Bestrahlung überlebt haben, teilen, der Tumor wächst also weiter.

Reparatur und Repopulierung erfordern bei der Fraktionierung eine Dosiserhöhung gegenüber einer einmaligen Bestrahlung; Redistribution und Reoxygenierung wirken sich im Sinne einer Sensibilitätssteigerung positiv aus.

Der Nutzen der Fraktionierung hängt vom Proliferationsverhalten des gesunden Gewebes ab. Insbesondere spät reagierende gesunde Gewebe (vergl. Tabelle 6.2) können bei der Fraktionierung sehr gut geschont werden. Für spät reagierende Gewebe ist die Fraktionsgröße entscheidend, weil hohe Einzelfraktionen zu massiven Spätreaktionen führen. Für früh reagierende Gewebe spielen Fraktionsgröße und Gesamtbehandlungszeit eine wichtige Rolle. Daher gibt es verschiedene Modelle zur Beschreibung der Auswirkungen der Fraktionierung, ebenso wie es verschiedene Verfahren der Fraktionierung gibt, vergl. [45]. Die Idee der Fraktionierung ist schematisch in Abbildung 10.6 dargestellt. Allerdings ist der Unterschied zwischen gesundem Gewebe und Tumorgewebe nicht immer so stark ausgeprägt wie in Abbildung 10.6. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß in einem Tumor mindestens so viele Zellen durch Strahlentherapie



A



B

Abbildung 10.7: Schematische Darstellung einer fraktionierten Bestrahlung. Oben: erfolgreiche Tumorkontrolle mit vollständigem Absterben des Tumors und Erholung des gesunden Gewebes. Darunter: mißlungene Therapie; (A) Tumorkontrolle, aber die Schäden im gesunden Gewebe sind so groß, daß auch dieses zu Grunde geht, (B) keine Tumorkontrolle, da die Schädigung im Tumor nicht groß genug war, um zu einem vollständigen Absterben zu führen [8].

abgetötet werden müssen, daß sich der Tumor nicht wieder erholen kann sondern im Laufe der Zeit - u.U. auch unter Verwendung von körpereigenen Schutzmechanismen - vollständig zerfällt.

Abbildung 10.7 vergleicht schematisch eine erfolgreiche und zwei erfolglose Fraktionierungspläne. Im oberen Teilbild ist erfolgreiche Tumorkontrolle bei gleichzeitiger Erhöhung des gesunden Gewebes dargestellt. Die Zahl der Fraktionen war so bemessen, daß zwar der Tumor irreparable Schäden davon trug, nicht jedoch das umgebende Gewebe. Im unteren Teil der Abbildung sind zwei erfolglose Therapieschemata dargestellt. In (A) wird zwar Tumorkontrolle in dem Sinne erreicht, daß der Tumor vollständig zerstört wird, jedoch wird auch das umgebende Gewebe so stark in Mitleidenschaft gezogen, daß es irreparabel geschädigt ist, da zuviele Fraktionen verabreicht wurden. In (B) wurden weniger Fraktionen verabreicht, so daß das umgebende Gewebe sich nach der Bestrahlung wieder erholen konnte. Allerdings war dadurch auch die Gesamtbelastung im Tumor zu gering, um diesem einen irreparablen Schaden zuzufügen, so daß es zu einem Rezidiv kommt.

10.2.7 Sauerstoffeffekt

Über den Einfluß des Sauerstoffgehaltes in den Zellen hatten wir im Zusammenhang mit Abschnitt 6.5.4 und Abbildung 6.12 bereits diskutiert.

Bei der Strahlentherapie ist der Sauerstoffeffekt ohne weitere Vorkehrungen eher negativ: während das gesunde umgebende Gewebe in der Regel gut mit Sauerstoff versorgt ist, sind im Tumorgewebe aufgrund der dichten Packung der Zellen und der schlechten Versorgung von Zellen gerade im Inneren eines großen Tumors die meisten Zellen eher schlecht mit Sauerstoff versorgt: das Tumorgewebe wird daher gegenüber dem gesunden Gewebe strahlenunempfindlicher. Man versucht diesen Effekt durch verschiedene Maßnahmen zu umgehen:

- Fraktionierung der Bestrahlung: zwischen den Fraktionen verbessert sich die Sauerstoffversorgung der überlebenden Tumorzellen.
- Verwendung von dicht ionisierender Strahlung (vergl. Abbildung 6.13).
- Anreicherung des Tumorgewebes mit Sauerstoff (Bestrahlung in Sauerstoffüberdruckkammern)
- Anwendung von Substanzen, die schlecht mit Sauerstoff versorgte Tumorzellen strahlenempfindlicher machen (s.u.)
- Verringerung des Sauerstoffgehalts im gesunden Gewebe (z.B. durch Abbinden von Extremitäten, Kompression des Gewebes).

10.2.8 Temperatur

Wärme, d.h. Temperaturen von 42°C und höher, kann durch Schädigung von Kernen und Zellmembranen Tumorzellen töten. Das Ausmaß des Schadens hängt von der Temperatur und der Dauer der Erwärmung ab und kann als Wärmedosis angegeben werden. Verschiedenen Zellkulturen zeigen unterschiedliche Schädigungen bei gleicher Wärmedosis; Zellen in der S-Phase reagieren gegenüber Wärmeeinwirkung am empfindlichsten.

Der Hyperthermieeffekt ist von den Umgebungsfaktoren abhängig: chronische Unterversorgung mit Sauerstoff und Übersäuerung des Zellmilieus durch verminderte

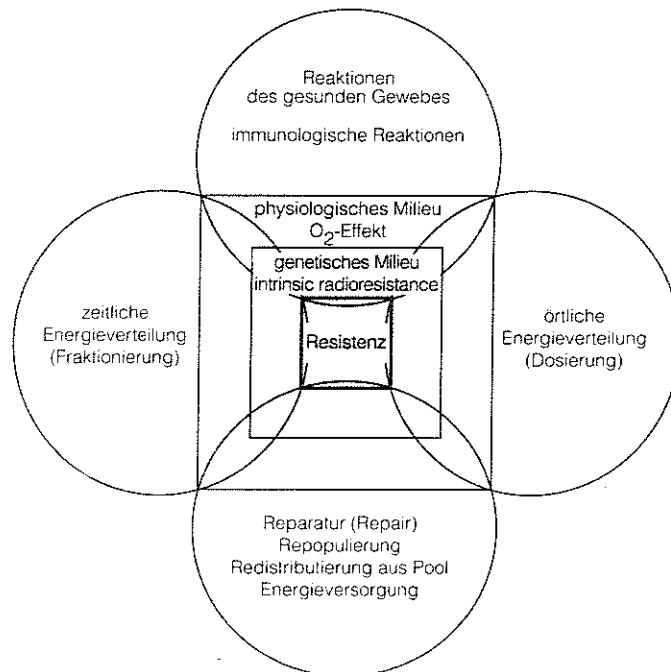


Abbildung 10.8: Beeinflussung der Strahlenresistenz durch verschiedene Einflußgrößen [58].

Durchblutung fördern den Temperatureffekt. Verminderte Durchblutung bewirkt ferner, daß die Wärme nicht so leicht abtransportiert werden kann. In Durchblutung und Sauerstoffgehalt unterscheiden sich gesunde Zellen und Tumorzellen, so daß sich eine Elektivität des Hyperthermieeffekts ergibt. Die Hitzewirkung tritt sofort ein, es kommt zum Interphasetod.

Zusätzlich zur zytotoxischen Wirkung verstärkt die Hyperthermie den Strahleneffekt auf die Zelle, am deutlichsten bei simultaner Anwendung. Haupteffekt der Hyperthermie ist neben der generellen Erhöhung der Empfindlichkeit der Zelle eine Herabsetzung der Reparaturfähigkeit von subletalen und potentiell letalen Schäden. Die unterschiedliche Strahlenempfindlichkeit in den verschiedenen Phasen des Zellzyklus wird verringert, da die Hyperthermie insbesondere auf die Zellen in den am wenigsten empfindlichen Phasen des Zellzyklus wirkt.

Hyperthermie in der Tumorthherapie weist heute noch einen überwiegend experimentellen Charakter auf.

10.2.9 Chemische Substanzen

Die Strahlenwirkung kann durch chemische Substanzen gezielt gesteigert oder verringert werden.

Strahlenschutzsubstanzen sollen möglichst selektiv gesunde Zellen vor den Effekten ionisierender Strahlung schützen. Dazu müssen sie sich in gesundem Gewebe stärker und schneller anreichern als in Tumorgewebe. Strahlenschutzstoffe sind insbesondere

Protonendonatoren, die die freien Radikale abfangen. In Zellkultur- und Tierversuchen mußte nach der Gabe solchen Substanzen bis zum Doppelten der Strahlendosis appliziert werden, um denselben Schädigungsgrad zu erreichen. Die Suche nach Strahlenschutzsubstanzen ist ein zweiseitiges Schwert: sie wurde nicht im Interesse der Therapie begonnen sondern in der Hoffnung, Substanzen zu finden, die vor den Auswirkungen eines Nuklearkrieges schützen können.

Radiosensitizer sind strahlensensibilisierende Substanzen, die selektiv den Effekt der Strahlung auf Tumorgewebe verstärken, ohne selbst jedoch einen tumoriziden Effekt zu besitzen. Radiosensitizer lassen sich in verschiedene Gruppen einteilen:

- Substanzen, die insbesondere schlecht mit Sauerstoff versorgte Zellen sensibilisieren (wichtig zum Ausgleich des Sauerstoffeffektes). Dabei handelt es sich um elektronenaffine Substanzen, die ebenso wie Sauerstoff zur Oxydation führen und so den strahlenbedingten Zellschaden fixieren.
- Substanzen, die in den Stoffwechsel der DNS eingreifen. Meist handelt es sich um Substanzen, die anstelle der normalen Basen bei der Synthese der DNS eingebaut werden und auf diese Weise 'Nonsens'-Informationen kreieren, die zum Absterben der Zelle führen, oder die eine Erhöhung der Strahlenempfindlichkeit der DNS und damit eine stärkere Schädigung bei Bestrahlung bewirken.
- Substanzen, die die enzymatische Reparatur der DNS behindern oder blockieren.

10.2.10 Zusammenfassung

Strahlentherapie versucht sich verschiedene Effekte zu Nutze zu machen, die einen Elektivität zwischen gesundem Umgebungsgewebe und Tumorzellen erlauben. Die Elektivität kann erhöht werden durch (a) Erhöhung der Strahlensensibilität der Tumorzellen und (b) Verringerung der Strahlensensibilität der gesunden Zellen (Erhöhung ihrer Strahlenresistenz). Abbildung 10.8 faßt noch einmal die verschiedenen Einflußgrößen zusammen.

10.3 Elektromagnetische Strahlung

Strahlentherapie mit Photonen ist die traditionell am häufigsten angewendete Form der Strahlentherapie. Teilweise liegt dies in ihrer leichten Verfügbarkeit begründet: Röntgenanlagen mit Beschleunigungsspannung von bis zu 45 MV lassen sich im Vergleich zu Teilchenbeschleunigern mit Teilchenenergien im therapeutischen Bereich relativ einfach und billig realisieren (vergl. Kapitel 4).

10.3.1 Tele- und Kontakttherapie

Radioaktive Strahler können im Nahbereich des Zielvolumens verwendet werden (Kontakttherapie) oder in einem gewissen Abstand (Teletherapie). Die Dosis verkleinert sich mit dem Quadrat des Abstandes, vergl. Abbildung 10.9. Im Nahbereich findet man eine relativ hohe Dosisleistung, die in einem schmalen Bereich sehr steil abfällt. In größerer Entfernung (Fernbereich) dagegen erfolgt der Abfall der Dosisleistung sehr flach, die Dosisleistung ist nicht mehr so empfindlich von der Entfernung abhängig wie im Nahbereich: beträgt der Abstand von der Quelle im Nahbereich 2 cm statt 1 cm, so ergibt sich ein Abfall der Dosisleistung um 75%. Beträgt der Abstand der Quelle

Querprofil

Die Anpassung des Querprofils an die Form des Zielvolumens erfolgt durch Kollimatoren. Kollimatoren können bei Stehfeldern verwendet werden, bei Bewegungsbestrahlung müssen Kollimatoren nachgeführt und der neuen Geometrie angepaßt werden.

Kollimatoren lassen sich auf verschiedene Weisen herstellen. Das einfachste Beispiel ist eine Scheibe mit einer Öffnung, die durch vier Platten verkleinert werden kann, wodurch sich beliebige schiefwinkliger Felder erstellen lassen (McCunnigle's Kollimator). Ein derartiger Kollimator läßt nur sehr eingeschränkte Formen des Zielvolumens zu, auch ist seine Verstellung nicht einfach zu automatisieren, wie es bei der Bewegungsbestrahlung notwendig wäre.

Heutzutage verwendet man meist Kollimatoren, die aus übereinanderliegenden Metallblättchen (meistens Wolfram) bestehen, wobei die Blätter in der Mitte unterteilt sind und sich gegeneinander verschieben lassen. Damit lassen sich eine Vielzahl von Zielvolumina produzieren, gegebenenfalls durch Drehung des Kollimators. Für sehr komplizierte Formen muß gegebenenfalls mit zwei Kollimatoren gearbeitet werden¹⁵. Die Verwendung eines ausgerichteten Kollimators erlaubt eine höhere Dosis im Zentralstrahl bei gleichzeitig abnehmendem (oder gleichbleibendem) Risiko von Nebenwirkungen im umgebenden Gewebe.

Verschiedene Typen von Kollimatoren sind in [11, 76] vorgestellt, [11] gibt eine sehr detaillierte Diskussion von Blenden- und Kompensatorstechniken.

Reichweitenmodulation

Die Eindringtiefe energiereicher Teilchen in Gewebe läßt sich recht genau bestimmen, vergl. Abbildungen 10.27, 5.15 und 5.16. Um ein Gefühl für die Größen zu kriegen, betrachte man einen Protonenstrahl mit einer Energie von 160 MeV. Die Reichweite in menschlichem Gewebe beträgt ungeähr 16 cm, die Breite des Bragg-Peaks am 80%-Niveau 7 mm, zwischen Strahleintrittsort und Bragg-Peak beträgt die Dosis ca. 20% der Peakdosis. Für die Protonenreichweite läßt sich eine Faustformel geben:

$$R = 0.11 \cdot \left(\frac{E}{9.29} \right)^{1.8} \quad (10.2)$$

mit R als der Reichweite in cm und E als der Energie in MeV. Bei gleicher Energie ergibt sich für Deuterium die halbe Reichweite, für α -Teilchen ein Viertel der Reichweite (alternativ: Energie in MeV/nucl angeben, dann ist die Reichweite unabhängig von der Teilchensorte).

Will man Strahlentherapie betreiben, so ist aus der Tiefe des Tumors im Gewebe die benötigte Reichweite zu berechnen (von der Strahleintrittseite bis zu dem Ort, an dem die Reststrahlung aus dem Tumor bzw. dem Zielvolumen austreten würde). Aus dieser Reichweite läßt sich die Energie der benötigten Teilchenstrahlung bestimmen. Ist die zur Verfügung stehende Teilchenenergie größer, so sind Absorber zu verwenden. Absorber sind auch zu verwenden, um zu berücksichtigen, daß der Tumor an verschiedenen Stellen in unterschiedlichen Tiefen im Gewebe aufhört. Auf diese Weise ist für den starken Dosisabfall unmittelbar hinter dem Zielvolumen gesorgt.

Der Bragg-Peak eines monoenergetischen Protonenstrahls ist in der Regel sehr viel schmaler als das zu durchstrahlende Tumolvolumen, so daß mit einem monoenergetischen Strahl keine homogene Dosisverteilung im Herd erreicht werden kann. Durch

¹⁵Dies ist immer dann der Fall, wenn innerhalb einer Figur eine größere Länge/Breite ausgespart werden soll, als der Zugang zur Figur breit ist.

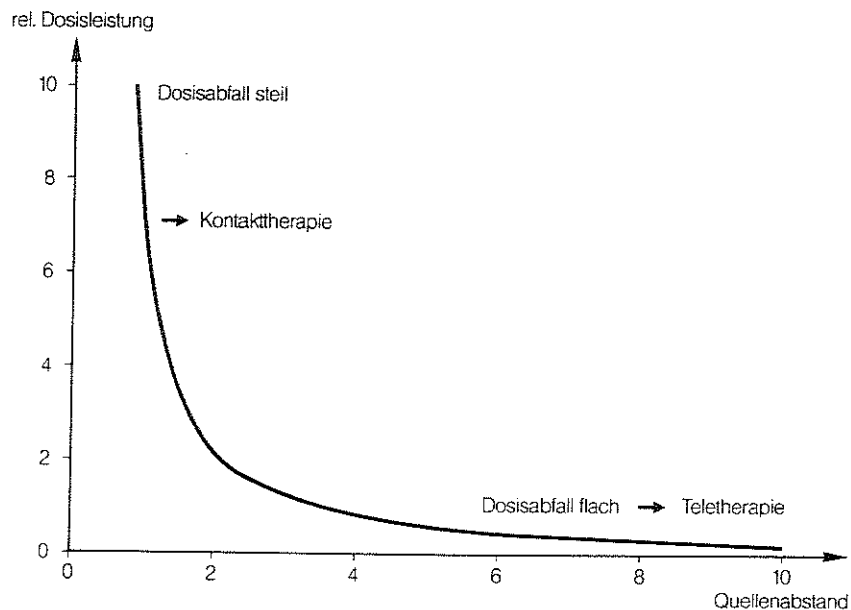


Abbildung 10.9: Die relative Dosisleistung einer Strahlenquelle fällt im Nahbereich steil ab (Bereich der Kontakttherapie) und zeigt im Fernbereich nur einen flachen Abfall (Teletherapie) [25].

im Fernbereich dagegen 101 cm statt 100 cm, so ergibt sich ein Dosisabfall von nur 2%. Teletherapie ist daher wesentlich unempfindlicher gegenüber Positionierungsfehlern und dem Höhenprofil des bestrahlten Objektes. Teletherapie setzt allerdings hohe Dosisleistungen an der Quelle voraus, während die Kontakttherapie mit geringeren Leistungen auskommt. Radioaktive Strahler können daher meist nur zur Kontakttherapie verwendet werden (vergl. Tabelle 10.3), lediglich Co-60 ist ein auch in der Teletherapie eingesetzter radioaktiver Strahler.

10.3.2 Therapiegeräte, elektromagnetische Strahlung

Röntgentherapieanlagen (perkutane Therapie)

Röntgenröhren für Therapieanlagen unterscheiden sich nur geringfügig von denen für diagnostische Zwecke. Die Anlagen werden mit niedrigerem Röhrenstrom betrieben, so daß eine feststehende Anode verwendet werden kann. Die Röhrenspannung kann zwischen einigen 10 und einigen 100 kV variiert werden. In den Strahlengang werden zusätzliche Metallfilter eingeschoben, die die niederenergetischen Photonen aus dem Strahl herausfiltern und damit sein Durchdringungsvermögen steigern.

Je nach Durchdringungsvermögen werden drei Typen von Röntgentherapieanlagen unterschieden:

- *Kontakttherapieanlagen* mit Spannungen zwischen 40 und 50 kV. Der Fokus-Haut-Abstand beträgt ca. 1.5 cm (verglichen mit mehreren 10 cm in der Röntgendiagnostik). Die Halbwerttiefe im Gewebe beträgt 0.2 - 0.5 cm.

- *Oberflächentherapieanlagen* mit Spannungen zwischen 50 und 100 kV und einem Fokus-Haut-Abstand von 5 bis 30 cm. Die Halbwerttiefe im Gewebe liegt zwischen 0.2 und 3 cm.
- *Orthovolttherapieanlagen* mit Spannungen zwischen 150 und 500 kV, einem Fokus-Haut-Abstand von 50 cm (vergleichbar dem bei Röntgenaufnahmen) und Halbwerttiefen zwischen 5 und 7 cm.

Megavolttherapie-Anlagen

In einer Megavolttherapie-Anlage wird Strahlung mit so hoher Energie erzeugt, daß sich eine hohe Strahlendosis auch in der Tiefe im Körper abgeben läßt. Megavolt-Anlagen lassen sich unterteilen in Bestrahlungsanlagen mit künstlicher radioaktiver Quelle und Beschleunigeranlagen (vergl. Abschnitt 4.2).

Als natürliche Strahler in Teletherapie-Anlagen werden Co-60 (wird durch Neutroneneinfang in Kernreaktoren erzeugt) und Cs-137 (gewinnt man durch chemische Abtrennung aus den Spaltprodukten des Uran) verwendet. Die beim radioaktiven Zerfall freiwerdende γ -Strahlung wird therapeutisch eingesetzt, die β -Strahlung dagegen aus dem Strahl herausgefiltert. Um ein Isotop als Strahlenquelle in einer Teletherapieanlage einzusetzen, muß es folgende Kriterien erfüllen:

- die emittierte γ -Strahlung muß eine hohe Energie haben, damit sie auch eine hohe Eindringtiefe hat.
- die Strahlenquelle muß eine hohe Aktivität besitzen, damit die Strahlintensität hoch und die resultierende Bestrahlungszeit kurz ist.
- die spezifische Aktivität des Nuklids muß ausreichend hoch sein, um die geometrische Größe der Strahlenquelle gering zu halten.
- die Halbwertszeit des Nuklids darf nicht zu klein sein, damit die Aktivität im Strahler nicht zu schnell abnimmt.

Cs-137 erfüllt diese Bedingungen nur knapp: mit einer γ -Energie von 600 keV unterscheidet es sich nur geringfügig von den Orthovoltgeräten. Die geringe spezifische Aktivität erfordert zusätzlich eine räumlich große Quelle, so daß mit geringem Quelle-Hautabstand bestrahlt werden muß (Divergenz des Strahlenbündels, Dauer der Bestrahlung aufgrund der geringen Aktivität). Vorteilhaft ist nur die lange Halbwertszeit von 30 Jahren. Co-60 wird wesentlich häufiger eingesetzt: die Energien der γ -Quanten betragen 1.17 und 1.33 MeV, die Halbwertszeit liegt bei 5.3 Jahren und die spezifische Aktivität ist sehr groß: eine Quelle vom 300 TBq hat nur einen Durchmesser von 1.5 bis 2 cm. Bei dieser hohen Aktivität ergibt sich selbst im Abstand von 80 cm von der Quelle noch eine Dosisleistung von 2 Gy/min.

Megavolttherapie-Anlagen, in denen die Elektronen beschleunigt werden, haben gegenüber den Anlagen mit radioaktiven Strahlern zwar den Nachteil der höheren Kosten, bieten dafür aber auch eine Reihe von Vorteilen:

- es können höhere Energien und damit auch ein tieferes Eindringvermögen erreicht werden.
- es lassen sich aufgrund der größeren Felder bessere Homogenitäten erreichen.

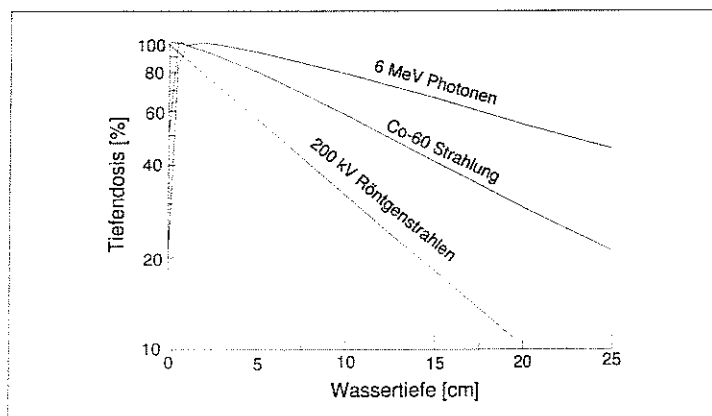


Abbildung 10.10: Tiefendosisverlauf für verschiedene Photonenenergien [45].

- aufgrund des gegenüber der radioaktiven Quelle deutlich kleineren Fokus ergeben sich schärfere Ränder des Strahlungsfeldes.
- höhere Dosisleistungen sind möglich und damit kürzere Bestrahlungszeiten und ein größerer Fokus-Haut-Abstand, was zu einer Schonung des Oberflächengewebes führt.
- keine Entsorgungsprobleme mit der Quelle.
- die Quelle kann abgeschaltet werden (Sicherheitsaspekt!).

10.3.3 Strahlungsfelder

Um die Auswirkungen einer Bestrahlung im Zielvolumen ebenso wie im umgebenden Gewebe abschätzen zu können, benötigt man eine die Informationen über die dreidimensionale Dosisverteilung, d.h. es wird die in jedem Volumenelement des durchstrahlten Gewebes abgegebene Energiedosis (bzw. Äquivalentdosis) benötigt. Zur vereinfachten (und auch analytisch handhabbaren Darstellung) zerlegt man dieses dreidimensionale Strahlungsfeld in der Regel in einen Tiefendosisverlauf entlang des Zentralstrahls und ein Dosisquerprofil senkrecht zum Zentralstrahl. Diese Unterteilung wird für Photonen- ebenso wie für Teilchenstrahlung vorgenommen.

Tiefendosisverlauf

Der Tiefendosisverlauf kann in absoluten oder relativen Einheiten angegeben werden. Die relative Tiefendosis stellt die Dosis entlang der Zentralstrahlachse in einer Tiefe d bezogen auf einen Referenzpunkt in der Tiefe d_0 dar. Als Referenzpunkt wird meist der Ort des Dosismaximums genommen.

Abbildung 10.10 zeigt den Tiefendosisverlauf für verschiedene Photonenenergien. Während bei der Röntgenstrahlung das Dosismaximum an der Oberfläche liegt, verlagert es sich mit zunehmender Photonenenergie aufgrund des Aufbaueffektes weiter in das Wasserphantom/Gewebe hinein. Das Dosismaximum liegt ungefähr in der mittleren Reichweite der Sekundärelektronen von der Oberfläche entfernt. Der genaue Verlauf der Tiefendosis in der Aufbaueregion vor dem Dosismaximum hängt nicht nur von

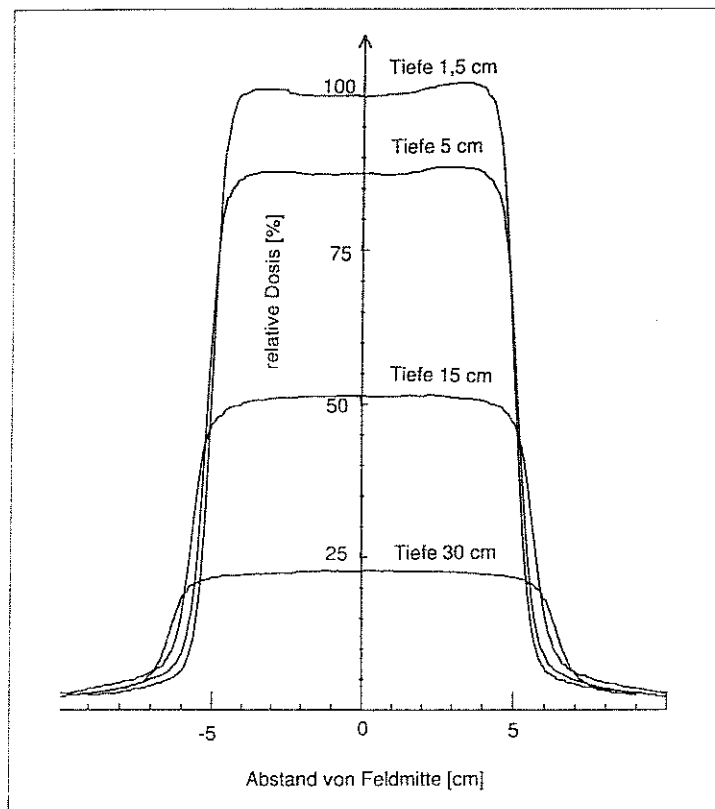


Abbildung 10.11: Dosisquerprofil für 6 MeV Protonen in einem Wasserphantom. Die Feldbreite beim Eintritt beträgt 10 cm, mit zunehmender Tiefe weitet sie sich durch die Divergenz des Strahlbündels auf [45].

der Photonenenergie ab, sondern auch vom Fokus-Haut-Abstand, der Feldgröße und den in den Strahlengang geschobenen Blenden und Filtern: Photonen können sowohl im Strahlerkopf als auch in Blenden und Absorbern Compton-Elektronen erzeugen, die in den Patienten eindringen und die Dosis in der Aufbauregion modifizieren.

Dosisquerprofil

Das Dosisquerprofil gibt die Verteilung der Energiedosis längs einer Linie senkrecht zur Nutzstrahlachse und parallel zur Kante des Strahlfeldes. Querprofile werden insbesondere zur Beurteilung der Homogenität und Symmetrie des Strahlbündels verwendet. Sie werden in einem Wasserphantom in unterschiedlichen Tiefen gemessen, vergl. Abbildung 10.11. Die Querprofile innerhalb des Phantoms werden durch die im Gewebe erzeugte Streustrahlung modifiziert: sie werden mit zunehmender Tiefe immer flacher und die Halbschattenbreite nimmt zu.

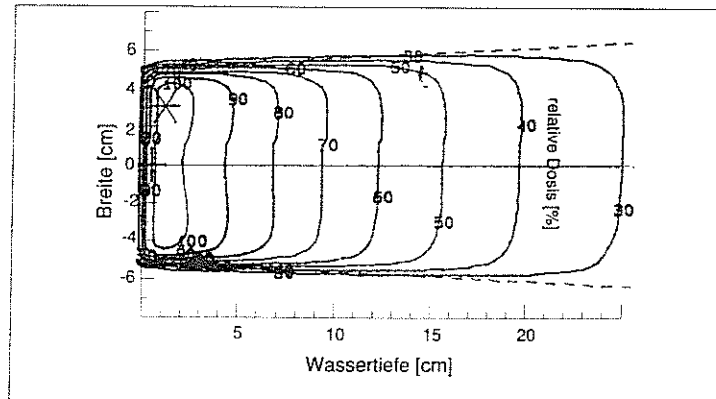


Abbildung 10.12: Isodosenverteilung eines 6 MeV Photonenstrahls bei senkrechtem Einfall in ein Wasserphantom [45].

Isodosenkurven

Eine Isodosenkurve gibt Punkte gleicher Energiedosis in einer ausgewählten Ebene wieder, vergl. Abbildung 10.12. Damit kann man sich leicht einen Überblick über die Dosisverteilung in der Ebene beschaffen. Isodosenkurven werden meist auf das Maximum normiert und in 10%-Schritten angegeben.

Die Tiefendosisverteilung ist nicht nur von der Energie und der Art der Strahlung abhängig, sondern auch von der Größe des Strahlungsfeldes, vergl. Abbildung 10.13: breitere Strahlungsfelder geben in der Tiefe des Mediums höhere Dosen als schmale Strahlungsfelder.

Isodosenkurven können entweder in einem Wasserphantom gemessen werden oder durch Überlagerung der Tiefendosiskurve mit mehreren Querprofilen berechnet werden. Isodosenkurven sind in der Therapieplanung ein wichtiger Faktor, insbesondere wenn es um die Überlagerung mehrerer Strahlungsfelder geht oder um die Berücksichtigung von Filtern im Strahlengang, z.B. zur Schonung von Organen.

10.3.4 Stehfeldbestrahlung

Als Stehfeldtechniken werden alle Bestrahlungstechniken bezeichnet, bei denen sich die relative Lage von Strahlenquelle und Patient nicht verändert. Unterschieden wird zwischen Einzelfeldbestrahlung und Mehrfelderbestrahlung.

Einzelfeldbestrahlung

Die Einzelfeldbestrahlung ist die einfachste Form der Bestrahlung. Die Bestrahlung erfolgt hier über ein einziges festes Feld. Aufgrund des Tiefendosisverlaufes (vergl. Abbildung 10.10) kann diese Bestrahlungstechnik nur bei oberflächlich lokalisierten Tumoren angewandt werden (Oberflächentherapie, teilweise auch Halbtiefentherapie mit Eindringtiefen von maximal 6 - 7 cm). Als Strahlung eignen sich niederenergetische Röntgenstrahlung oder auch Elektronen, da beide im Gewebe hinter dem Tumor einen steilen Dosisabfall aufweisen, vergl. Abbildung 10.14. Bei der Weichstrahl- und Oberflächentherapie liegt das Dosismaximum in der Haut, bei der Telekobalddtherapie in einer Tiefe von ca. 5 mm, und bei der Verwendung von Elektronen je nach Energie

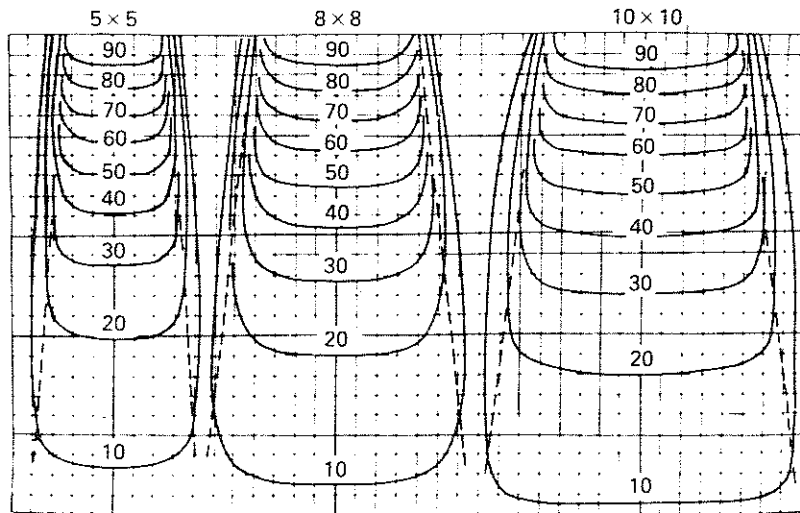


Abbildung 10.13: Abhängigkeit der Tiefendosisverteilung von der Breite des Strahlfeldes für einen ^{137}Cs -Strahler [19].

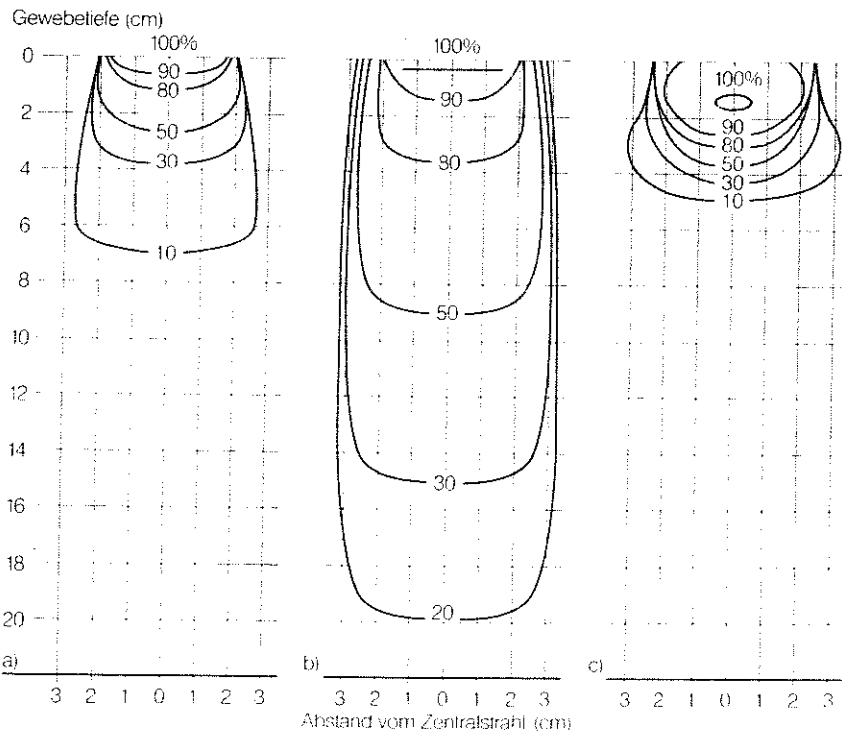


Abbildung 10.14: Isodosenlinien für 100 keV Röntgenstrahlung, Co-60-Strahlung und 10 MeV Elektronen [25].

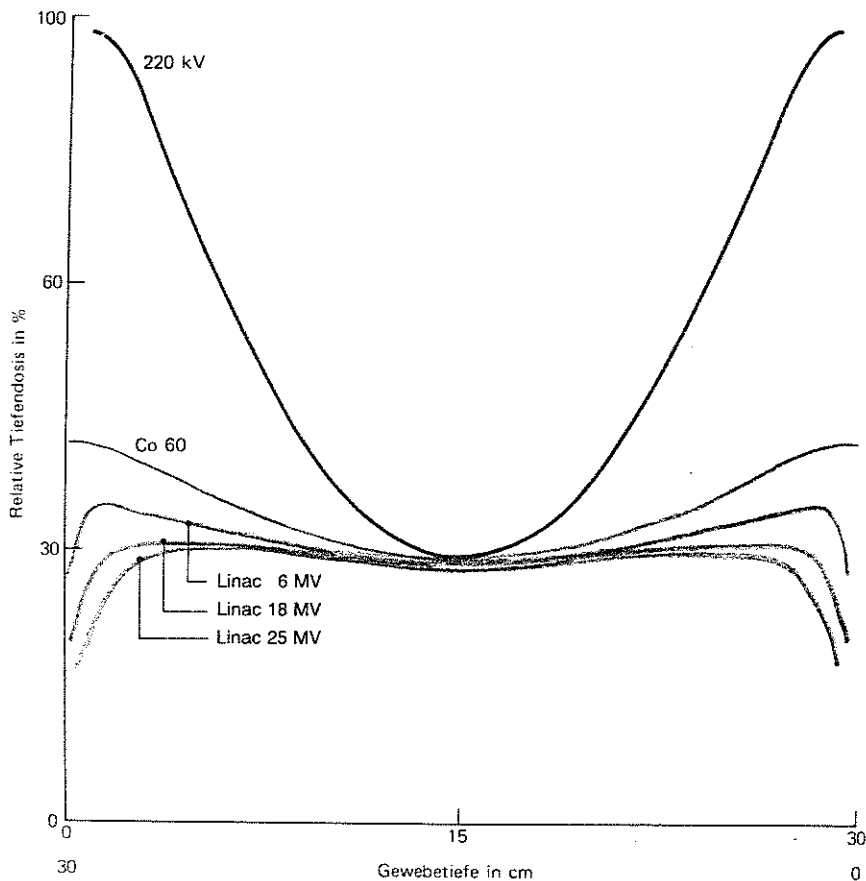


Abbildung 10.15: Dosisverteilung bei parallel opponierenden Stehfeldern: Isodosendurchgang mit oberflächlich gelegenen Dosismaxima bei niedrigen Energien. Bei hohen Energien ist die Dosiserhöhung in Oberflächennähe minimal [58].

in Tiefen zwischen wenigen mm und 3,5 cm. Diese Verfahren sind z.B. zur Bestrahlung der Lymphknoten im Hals- und Leistenbereich geeignet.

Bei der Stehfeldbestrahlung ergibt sich bei der Bestrahlung von Flächen, die größer sind als das gerätebedingte Bestrahlungsfeld, ein Problem: die Divergenz der Strahlungsbündel bewirkt eine Auffächerung und erzeugt beim Aneinandersetzen von Strahlungsfeldern einen 'hot spot' auf der Haut oder im tiefergelegenen Gewebe. Läßt man dagegen eine Lücke zwischen den Strahlungsfeldern, so entsteht ein 'cold spot'. Verschiedene Verfahren zur Vermeidung von hot und cold spots sind in [58] dargestellt.

Prinzip der Mehrfelderbestrahlung

Aus dem Tiefendosisverlauf von elektromagnetischer Strahlung zeigt sich deutlich, daß mit einem einzelnen Strahlungsfeld, wie z.B. in Abbildung 10.13 angedeutet, keine Strahlentherapie an Tumoren im Körperinnern möglich ist: die Dosis ist unmittelbar unter der Haut am größten und nimmt mit zunehmender Tiefe ab, so daß alles Gewebe zwischen Strahleintritt und Tumor weit stärker geschädigt würde als das Tumorgewebe.

Hier läßt sich durch Bestrahlung aus mehreren Richtungen, d.h. über verschiedene

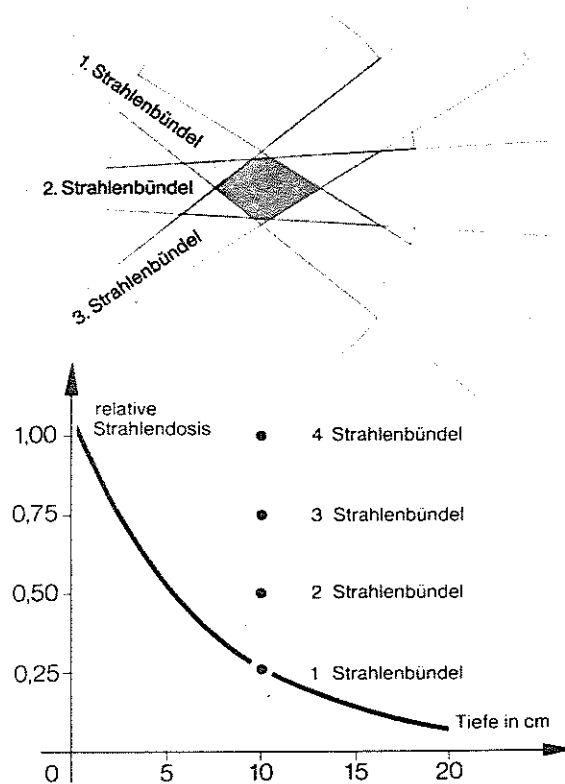


Abbildung 10.16: Prinzip der Mehrfeldertechnik: das Dosismaximum liegt im Zielvolumen, außerhalb nimmt die Dosisbelastung ab [58].

Einstrahlfelder, eine günstigere Dosisverteilung erreichen. Je nach anatomischen Gegebenheiten werden zwei, drei oder vier, selten auch mehr Felder¹² verwendet. Werden zwei opponierende Felder verwendet, so handelt es sich um Gegenfeldbestrahlung, bei zwei oder mehr Feldern unter beliebigen Winkeln um Mehrfelder- oder Kreuzfeuerbestrahlung.

Durch die Mehrfeldbestrahlung wird erreicht, daß das Dosismaximum in den tiefer gelegenen Herd fällt, während das zu durchstrahlende gesunde Gewebe weitgehend geschont wird, da sich der Durchstrahlungs-Dosisanteil auf ein größeres Volumen verteilt. Wird die Bestrahlung fraktioniert, so wird bei jeder Sitzung nur ein Strahlfeld verwendet. Damit hat das gesunde Gewebe eine längere Erholungszeit zwischen den einzelnen Bestrahlungsfractionen während das Tumorgewebe konstant 'unter Feuer' genommen wird.

¹²Die Verwendung von mehr als vier Feldern geht in die Bewegungs- oder Pendelbestrahlung über.

Gegenfeldbestrahlung

Die Gegenfeldbestrahlung beruht auf der Verwendung zweier exakt opponierender Strahlfelder, deren Zentralstrahlen aufeinander fallen. Diese Feldanordnung wird als koplanar oder koaxial bezeichnet und erzeugt eine homogenere Durchstrahlung des Zielvolumens als es bei der Einzelfeldbestrahlung möglich ist.

Die Gegenfelder überlagern sich nicht zwingend zu einem Maximum in der Mitte des durchstrahlten Volumens: bei großen Durchmessern und niedrigen Photonenenergien hängen die Summationsdosen in der Körpermitte durch, es ergeben sich zwei oberflächennahe Dosismaxima an den Strahleintrittsseiten, vergl. Abbildung 10.15. Erst bei sehr hohen Strahlenergien verlagert sich das Dosismaximum angenähert in die Körpermitte.

Allerdings belastet diese Technik im Bereich des Körperstammes viel gesundes Gewebe (Restvolumen, teilweise auch gefährdete Organe) unnötig hoch. Daher sollten hier lieber Kreuzfeuer- oder Bewegungsbestrahlungstechniken eingesetzt werden. An fliehenden Konturen wie Hals und Brust müssen zusätzlich Keilfilter oder Ausgleichskörper (s.u.) verwendet werden.

Kreuzfeuerbestrahlung

Mehrfelder- oder Kreuzfeuerbestrahlung beschreibt die Bestrahlung mit zwei oder mehr Einzelstehfeldern, deren Zentralachsen gegeneinander abgewinkelt sind, meist aber auf den Tumor als Isozentrum ausgerichtet sind¹³. Abbildung 10.16 veranschaulicht das Prinzip der Mehrfelderbestrahlung: im Zielvolumen wird eine hohe Dosis erreicht, an den Strahleintrittsseiten und im umgebenden gesunden Gewebe dagegen wird die Belastung abgesenkt. Bei spitzen Winkeln zwischen den Feldern und bei ungleicher Verteilung der Felder um den Körperumfang können im gesunden Gewebe hot spots auftreten. Diese kann man durch Verwendung von Keilfiltern verhindern.

10.3.5 Bewegungsbestrahlung

Die Bewegungsbestrahlung kann als eine Erweiterung der Mehrfeldertechnik auf sehr viele, kontinuierlich aneinander anschließende Felder betrachtet werden. Wie dort wird aus jeder Einfallrichtung der Herd voll getroffen, im gesunden Gewebe dagegen verlagert sich der Strahl während des Bestrahlungsvorganges kontinuierlich.

Vorteile der Bewegungsbestrahlung gegenüber den verschiedenen Stehfeldtechniken sind:

- optimale Schonung der Haut durch ständige Verlagerung des Eintrittsfeldes,
- hohe Strahlenbelastung im Herd bei gleichzeitiger optimaler Schonung des gesunden Gewebes (die relative Herddosis ist bei diesem Verfahren nicht notwendigerweise optimiert),
- flexible Anpassung der Dosisverteilung auch an komplizierte anatomische Gegebenheiten durch verschiedene Techniken der Strahlerkopfbewegung,
- Arbeitersparnis bei der Geräteeinstellung im Vergleich zu einer entsprechenden Mehrfeldertechnik.

¹³Es gibt auch Bestrahlungstechniken, bei denen die einzelnen Felder nicht auf den Tumor ausgerichtet sind. Diese Techniken finden dann Anwendung, wenn es gilt, empfindliche Organe im Strahlengang zu schützen oder eine Körperschale zu bestrahlen. Beispiele finden sich in [8, 58].

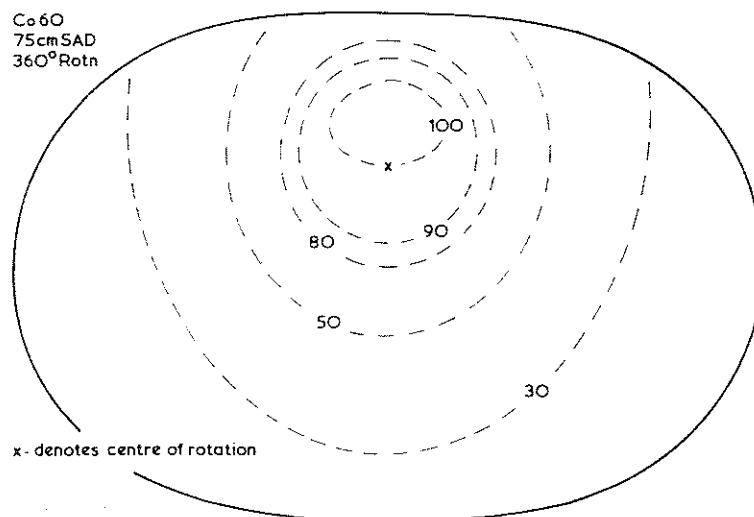


Abbildung 10.17: Dosisverteilung bei Rotationsbestrahlung. Das Zentrum der Rotation ist durch das Kreuzchen markiert [8].

Die Vorteile sind allerdings auch mit einigen Nachteilen verbunden:

- relativ geringe Herddosisleistung aufgrund des im Vergleich zu Stehfeldtechniken größeren Fokus-Haut-Abstand (bedingt durch die erforderliche Bewegungsfreiheit)
- komplizierte Bestimmung der Dosisverteilung (s.u.).

Rotationsbestrahlung

Die Rotationsbestrahlung ist die älteste Technik der Bewegungsbestrahlung. Während der Zentralstrahl auf den Herd gerichtet bleibt, wird der Patient von ringsherum (360°) bestrahlt. Früher wurde der sitzende oder stehende Patient auf einer rotierenden Platte im Strahlbündel einer ortsfesten Quelle um seine Längsachse gedreht. Moderne Anlagen rotieren um den ortsfesten Patienten. Vorteilhaft bei der Rotationsbestrahlung ist die geringe Hautbelastung. Von Nachteil ist, daß empfindliche Gewebe bzw. Organe in Herdhöhe des Körpers nicht ausgespart sondern mit bestrahlt werden.

Bei der Rotationsbestrahlung muß sich das Zielvolumen nicht notwendigerweise im Zentrum des Patienten befinden, es muß lediglich die Rotationsachse entsprechend verschoben werden. Abbildung 10.17 zeigt die Isodosenverteilung für ein gegenüber der Rotationsachse verschobenes Zielvolumen. Deutlich zeigt sich auch der nur relativ schwache Abfall der Dosis mit zunehmendem Abstand vom Zielvolumen sowie eine Unsymmetrie der Dosisverteilung aufgrund der unsymmetrischen Verteilung von Körpergewebe zwischen Zielvolumen und Strahlquelle.

Pendelbestrahlung

Der Nachteil der Mitbestrahlung empfindlicher Gewebe kann durch die Pendelbestrahlung vermieden werden. Bei der Pendelbestrahlung pendelt die Strahlenquelle inner-

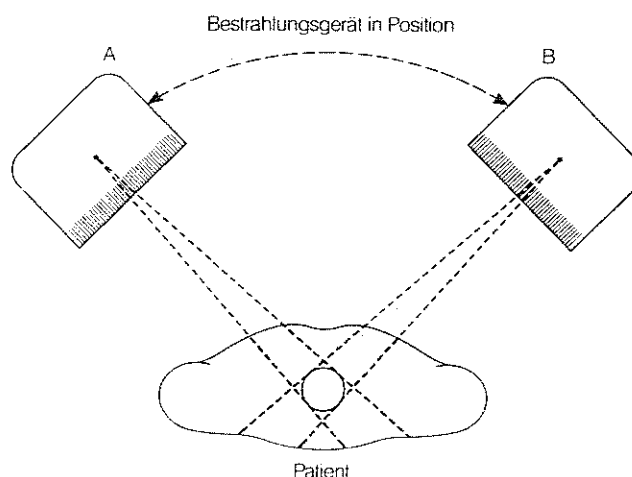


Abbildung 10.18: Prinzip der Pendelbestrahlung [25].

halb eines bestimmten Winkelbereichs (kleiner 360°) entlang eines Kreisbogens um den ruhenden Patienten. Der Zentralstrahl ist dabei, wie in Abbildung 10.18 dargestellt, auf den Herd gerichtet. Die Pendelbewegung kann um eine Achse (monaxial) oder um mehrere (mehraxial) erfolgen. Pendelbestrahlung ist die häufigste Form der Bewegungsbestrahlung.

Durch eine geeignete Wahl der bestrahlungstechnischen Parameter¹⁴ kann die Form der Dosisverteilung optimal den anatomischen Gegebenheiten angepaßt werden. Ein besonderes Verfahren ist die Skip-Scan-Technik: während des Pendelvorganges wird in bestimmten Segmenten die Bestrahlung unterbrochen, um sehr empfindliche Organe zu schonen.

Der steilste Dosisabfall außerhalb des Zielvolumens ergibt sich bei hohen Strahlenergien. Bei konventioneller Röntgenbestrahlung dagegen ergibt sich ein flacher Dosisgradient, so daß das umgebende Gewebe stark belastet wird, umgekehrt aber das Zielvolumen nicht homogen durchstrahlt wird.

Je nach Pendelwinkel ergeben sich unterschiedliche Dosisverteilungen im Körper, vergl. Abbildung 10.19: bei Vollrotation fällt die Dosis innerhalb des Zielvolumens steiler ab als bei der Teilrotation. Das Dosismaximum ist meist nur ein Punkt, die relative Dosis ist bei der Hochvolttherapie bis zu 6-mal so groß wie an der Körperoberfläche. Bei Teilrotation verflacht sich das Dosismaximum und wandert im bestrahlten Segment längs der Winkelhalbierenden aus der Drehachse hinaus. Die Auswanderung des Dosismaximums ist bei ultraharter Röntgenstrahlung weniger ausgeprägt als bei Telecobalt-Therapie. Nimmt man eine Kleinwinkelpendelung vor, so liegen Dosismaximum und Bezugsisodose außerhalb der Pendelachse.

Konvergenzbestrahlung

Konvergenzbestrahlung ist eine Form der Bewegungsbestrahlung, bei der ein relativ kleiner Herd mit einem kleinen Strahlungsfeld über eine große Strahleintrittsfläche be-

¹⁴Die bestrahlungstechnischen Parameter umfassen Strahlenart, Strahlenergie, Fraktionierung oder Protrahierung, Größe des Strahlungsfeldes, Lage der Zentralstrahlachse, Quelle-Haut-Abstand, Geometrie der Strahlungsfelder, hier z.B. Pendelradius und Pendelwinkel.

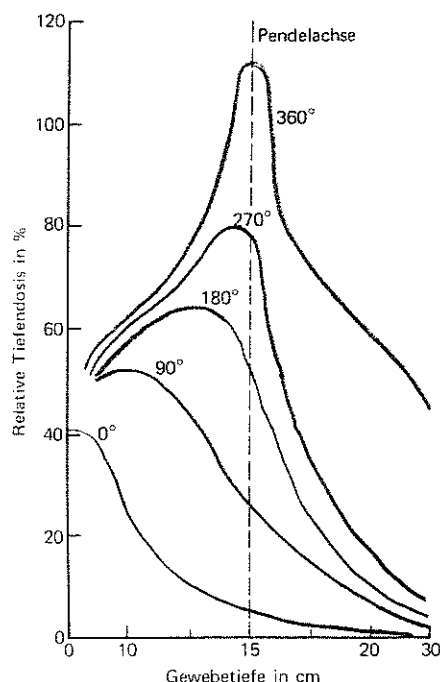


Abbildung 10.19: Relative Tiefendosiskurven bei Pendelbestrahlung mit verschiedenen Pendelwinkeln verglichen mit einer Stehfeldbestrahlung. Die Oberflächendosis beträgt jeweils 100% [58].

strahlt wird. Dabei wird das Strahlenbündel nach einem beliebigen Muster im Einstrahlungsfeld bewegt, wobei es immer auf den Herd ausgerichtet ist. Entsprechend den Bewegungsabläufen des Strahlkopfes gibt es Kegelkonvergenz-, Spiralkonvergenz- und Pendelkonvergenzbestrahlung.

10.3.6 Bestrahlungsplanung

Ist das Zielvolumen und die zur Zerstörung des Tumors benötigte Dosis bestimmt, so ergibt sich die Frage, wie diese Dosis am geschicktesten im Tumor abgegeben werden kann. Verschiedene Konfigurationen mit einem oder mehreren Strahlungsfeldern sind noch einmal in Abbildung 10.20 zusammengefasst. Geht man von einem einzelnen Stehfeld aus, so lässt sich das Strahlungsfeld im Körper mit Hilfe der Tiefendosisverteilung (Abbildung 10.10) und der Dosisquerverteilung (Abbildung 10.11) durch den Isodosenplan (Abbildung 10.12) beschreiben. Die Bestrahlungsplanung geht von diesem Isodosenplan aus, wobei der Plan je nach verwendeten Filtern und Ausgleichskörpern modifiziert wird (vergl. z.B. Abbildung 10.23), eventuell auch für große Gewebehomogenitäten (Knochen, falls durch diese hindurch bestrahlt wird) modifiziert wird.

Hat man nicht ein sondern mehrere Strahlungsfelder, so sind die Isodosenkurven der einzelnen Strahlungsfelder zu überlagern. Für eine Übersicht über die allgemeinen Verfahren siehe [5], für spezielle Anwendungen sei auf [8, 45] verwiesen. Ein Beispiel für die Überlagerung zweier gefilterter Felder ist in Abbildung 10.21 gegeben.

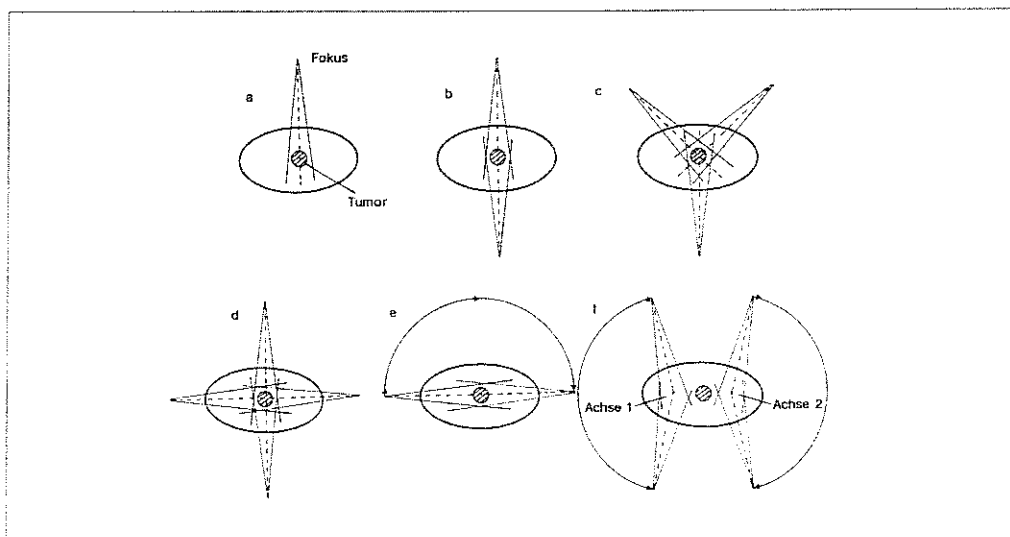


Abbildung 10.20: Verschiedene Techniken zur Bestrahlung eines im Körperzentrum gelegenen Tumors: (a) einfache Stehfeldbestrahlung, (b) Gegenfeldbestrahlung, (c) isozentrische 3-Stehfelder-Bestrahlung, (d) isozentrische 4-Stehfelder-Bestrahlung, (e) monaxiale Rotationsbestrahlung, und (f) biaxiale Rotationsbestrahlung [45].

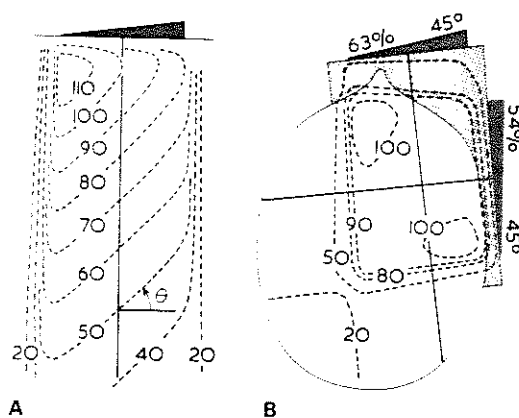


Abbildung 10.21: Beispiel für Bestrahlungsplanung: zwei Stehfelder mit Keilfiltern werden überlagert, um ungefähr ein Viertel des Schädels stark zu bestrahlen und gleichzeitig einen relativ steilen Dosisabfall am Rand des Zielvolumens zu erreichen [8].

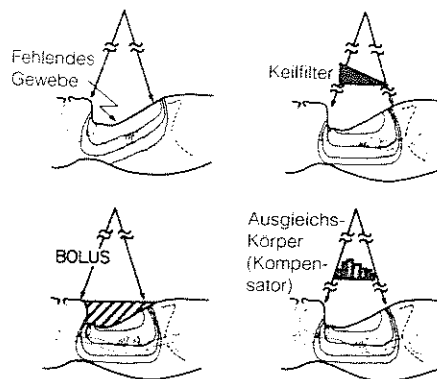


Abbildung 10.22: Ausgleich von Unebenheiten in der Körperkontur des Patienten [58].

10.3.7 Ausgleichskörper

Bei den bisher betrachteten Geometrien wurde stets ein über den gesamten Bereich nahezu homogenes Strahlungsfeld verwendet. Damit liegen die Isodosenlinien in der Tiefe der Kontur nahezu parallel. Das zur Tumorbehandlung erforderliche Strahlungsfeld ist im Normalfall nicht so einfach: die Kontur des bestrahlten Körpers und die Lage des Zielvolumens können eine Anpassung des Strahlungsfeldes erforderlich machen. Dies kann durch Ausgleichskörper, einen Bolus oder einen Kompensationsfilter, in der Regel Keilfilter, erfolgen. Abbildung 10.22 gibt einen Überblick über verschiedene Verfahren,

Keilfilter

Das einfachste Verfahren zum Ausgleich dieser Unebenheit ist der Keilfilter: der Strahl wird über die gesamte Breite des Strahlungsfeldes abgeschwächt, wobei die Abschwächung im Bereich des fehlenden Gewebes am stärksten ist.

Keilfilter werden aus hochwertigen Metall-Legierungen hergestellt. Sie verjüngen sich nach einer (Einfachkeil) oder beiden Seiten (Doppelkeil), entweder gradlinig wie eine schiefe Ebene oder als Kurvatur. Sie werden geräteseitig in den Strahlengang eingebracht und schwächen die Strahlung über die gesamte Feldbreite zunehmend ab. Keilkörper können bei geeigneter Geometrie das Strahlbündel auch an fliehende Konturen anpassen.

Die Wirkung eines Keilfilters wird in der Regel durch eine Gradzahl angegeben. Dabei bedeutet ein 45° -Filter, daß die Isodosenlinien um 45° verbogen werden. Dazu muß der Keil aber nicht notwendigerweise auch einen Öffnungswinkel von 45° haben. Abbildung 10.23 zeigt die Wirkung eines 15° -Keilfilters auf einen 4 MV-Photonenstrahl.

Bolus

Hat man sehr unregelmäßige Konturen (z.B. bei Bestrahlung im Bereich von Hals und Nacken), so ist eine Anpassung mit einem einzelnen Keilfilter alleine nicht möglich. Die einfachste Möglichkeit des Ausgleiches ist die Verwendung eines Bolus.

Als Bolusmaterial werden Plexiglas, Wachs, Wasser, Knetmasse, Paraffin, Wasserkissen oder sodagefüllte Säckchen verwendet. Alle diese Materialien haben den Vorteil,

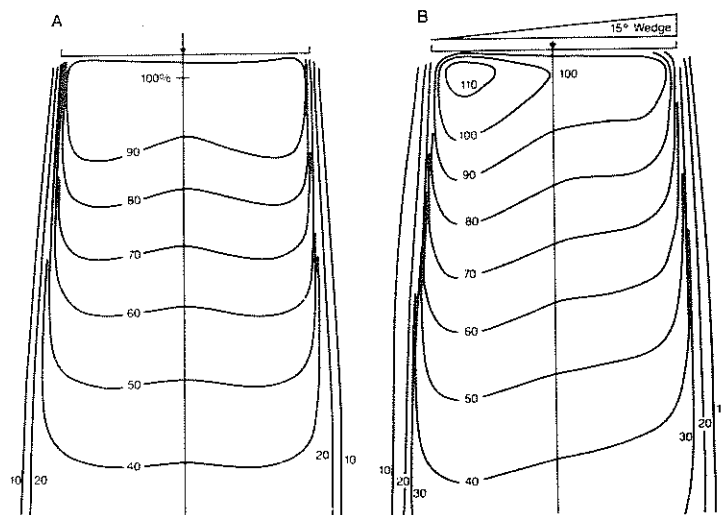


Abbildung 10.23: Wirkung eines Keilfilters in einem 4 MV Photonenstrahl. Links: typische Verteilung ohne Fremdkörper im Strahlengang, rechts Isodosen mit einem 15° Keilfilter. Im rechten Teil treten Isodosen mit 110 auf, da die Normierung auf 100 auf der Zentralachse erfolgt [5].

daß sie auf die ionisierende Strahlung eine wasser- bzw. weichteiläquivalente Wirkung haben und daß sie leicht zu modellieren und damit der Körperkontur anzupassen sind.

Da der Aufbaueffekt bereits im Bolus stattfindet, erhöht ein auf die Haut aufgebracht Bolus die Strahlendosis auf der Haut und im Unterhautgewebe, im Körper des Patienten findet kein Aufbaueffekt mehr statt.

Ausgleichskörper

Ausgleichskörper bzw. Kompensationsfilter modifizieren den Strahl, um Unregelmäßigkeiten der Körperkontur auszugleichen und eine Überdosierung in dünneren Körperdurchmessern (z.B. an der fliehenden Halskontur, wie in Abbildung 10.22 angedeutet und in 10.24 genauer ausgeführt) zu vermeiden. Auf diese Weise lassen sich auch strahlenempfindliche Organe wie die Speiseröhre in Abbildung 10.24 schützen.

Kompensationsfilter werden im Gegensatz zum Bolusmaterial patientenfern in den Strahlengang gebracht. Dadurch findet auch im Patienten ein Aufbaueffekt statt, der das Dosismaximum in die Tiefe verlagert. Kompensatoren werden aus verschiedenen Materialien (Metall(lamellen), Wachs, Plastillin) als Negativ der auszugleichenden Körperkontur gefertigt. Sie können, da individuell gefertigt, stets nur an einem bestimmten Patienten verwendet werden.

10.3.8 Siebbestahlung

Eine besondere Form der Stehfeldbestrahlung ist die Siebbestahlung. Die Strahlung passiert vor ihrem Eintritt in die Haut ein Bestrahlungssieb aus Bleigummi oder Bleiblech, das das gesamte Strahlungsfeld abdeckt. Das Sieb enthält in regelmäßiger Anordnung Löcher und Stege von ca. 10 bis 15 mm Durchmesser. Hierdurch ergibt sich

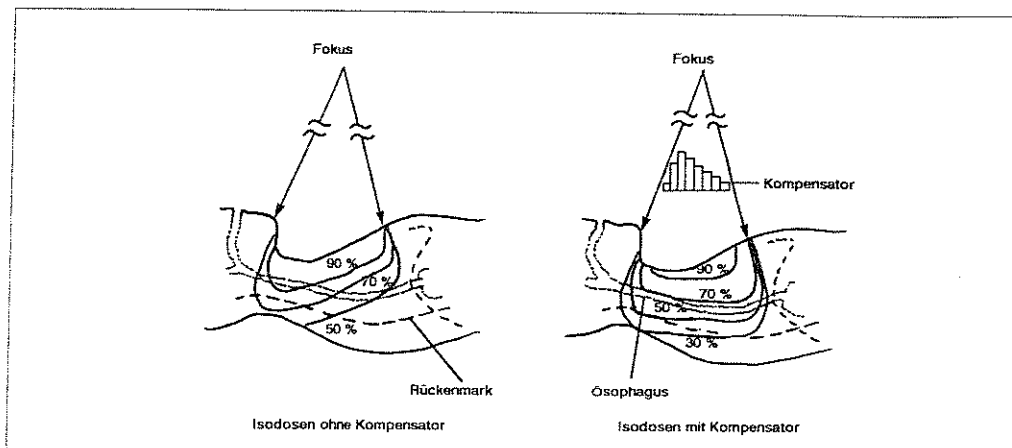


Abbildung 10.24: Isodosen bei Stehfeldbestrahlung im Halsbereich ohne (links) und mit Kompensator (rechts). Wichtig ist u.a. der Schutz der Speiseröhre (Ösophagus) [45].

eine inhomogene Dosisverteilung in Haut und hautnahe Gewebe. Mit zunehmender Gewebetiefe erfolgt durch Streuvorgänge eine Homogenisierung der Dosisverteilung. Durch den Siebeffekt wird eine Hautschonung um einen Faktor vier bis fünf erreicht. Dies wiederum ermöglicht höhere Einstrahldosen. Wie auch die verschiedenen Ausgleichskörper kann ein Bestrahlungssieb bei Einzelfeld- und Mehrfelderbestrahlung eingesetzt werden.

10.4 Energiereiche Teilchen

In der Strahlentherapie können alle Arten energiereicher Teilchen verwendet werden, die Auswahl der Strahlart hängt von der Verfügbarkeit, der Kontrollierbarkeit (Quelle ebenso wie das Anpassen des Strahls an die Patienten- und Tumorgeometrie), der Qualität der Dosisverteilung und der relativen biologischen Wirksamkeit ab.

Abbildung 10.25 zeigt den Zusammenhang zwischen relativer biologischer Wirksamkeit (ausgedrückt über den linearen Energietransfer LET) und der Qualität der Dosisverteilung für verschiedene Strahler. Konventionelle Röntgenstrahlen haben nur eine geringe relative biologische Wirksamkeit bei gleichzeitig nur schlecht zu kontrollierender Dosisverteilung. Mit zunehmender Energie und beim Übergang zu leichten Kernen verbessert sich die Qualität der Dosisverteilung (genauere Anpassung an das Zielvolumen). Geht man zu schwereren Kernen oder Neutronen über, so kann sich eine große relative biologische Wirksamkeit bei gleichzeitig guter bis sehr guter Anpassung der Dosisverteilung ergeben. Typischerweise verwendet werden in der Strahlentherapie mit energiereichen Teilchen Elektronen oder Protonen, die anderen Teilchensorten finden nur an ausgewählten Orten und in eher experimentellem Rahmen Anwendung.

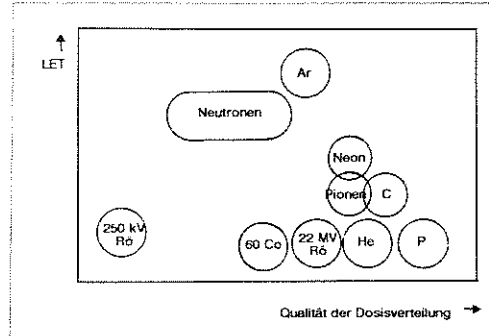


Abbildung 10.25: Korrelation zwischen strahlenbiologischen (ausgedrückt durch den linearen Energietransfer LET) und physikalischen Eigenschaften (Anpassen einer therapeutisch günstigen Dosisverteilung) verschiedener Strahlenarten [45].

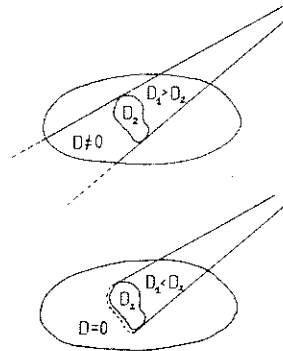


Abbildung 10.26: Veranschaulichung des fundamentalen Unterschiedes zwischen Photonen- (oben) und Teilchentherapie (unten) [76].

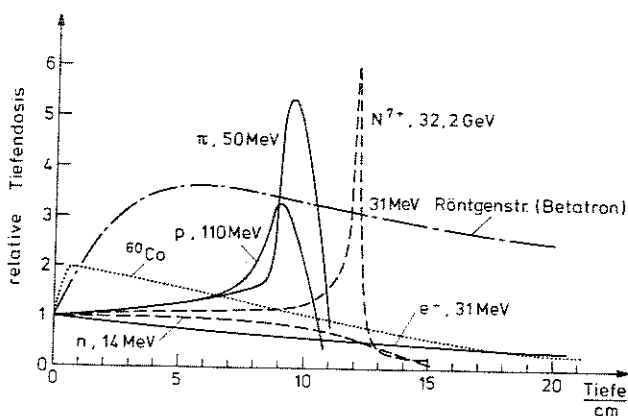


Abbildung 10.27: Tiefendosisverläufe in Gewebe für verschiedene Strahlenarten [33].

10.4.1 Unterschied elektromagnetische und Teilchenstrahlung

Teilchenstrahlung hat gegenüber der elektromagnetischen Strahlung den Vorteil einer besseren Anpassbarkeit an die Patientengeometrie und das Tumervolumen. Abbildung 10.26 illustriert den Unterschied zwischen Strahlentherapie mit Photonen und mit energiereichen Teilchen am Beispiel eines einzelnen Strahlfeldes: bei der Verwendung von Photonen ist die Dosis im vor dem Tumor liegenden Gewebe größer als im Tumor selbst, auch im Gewebe hinter dem Tumor ist die Dosis deutlich von Null verschieden. Bei der Verwendung energiereicher Teilchen dagegen läßt sich die Dosisverteilung so anpassen, daß sie im Tumor maximal ist, im dahinterliegenden Gewebe Null, und im Gewebe zwischen Tumor und Strahlenquelle nur gering.

Abbildung 10.27 deutet den prinzipiellen Unterschied in den Tiefendosisverläufen von elektromagnetische Strahlung und Teilchenstrahlung an: elektromagnetische Strahlung (hier repräsentiert durch ^{60}Co und 31 MeV Röntgenstrahlung) erreicht ein Dosismaximum innerhalb des Gewebes, wobei sich der Peak mit zunehmender Energie in das Gewebe hinein verschiebt. Hinter dem Maximum klingt die Intensität ungefähr exponentiell ab. Leichte energiereiche Teilchen (Elektronen) zeigen einen ähnlichen Verlauf. Schwere energiereiche Teilchen (hier Protonen, Pionen und vollständig ionisierter Stickstoff) dagegen zeigen ein relativ schmales Dosismaximum in einiger Tiefe im Gewebe (Bragg-Peak). Neutronen haben nur einen geringfügig anderen Tiefendosisverlauf als konventionelle Röntgenstrahlung.

Der entscheidende Vorteil der schweren Teilchen besteht darin, daß die Dosis in einiger Tiefe Null ist, d.h. der Strahl kann durch Anfangsenergie oder Absorber so angepaßt werden, daß die Dosis hinter dem Sicherheitsbereich sofort gegen Null geht.

10.4.2 Beam-Tailoring und Blendentechniken

Das Beam-Tailoring beschreibt die Anpassung des Strahlfeldes an das Zielvolumen in einer Form, die eine maximale Dosis im Zielvolumen und eine minimale Dosis im umgebenden Volumen erlaubt. Beam-Tailoring besteht aus zwei Anteilen:

1. Anpassung des Strahlquerschnittes an die Projektion des Zielvolumens durch Blenden, vergl. Abbildung 10.28. Diese Anpassung ist sowohl für elektromagnetische Strahlung als auch energiereiche Teilchen möglich, aufgrund der Streuung

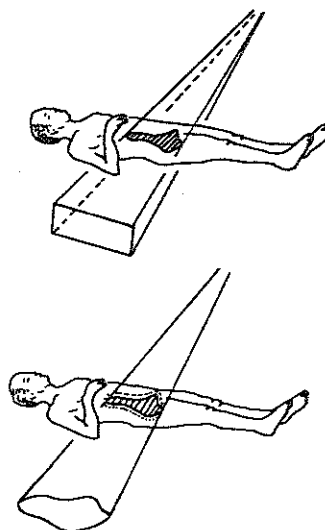


Abbildung 10.28: Konventionelle und konformale Strahlentherapie: durch Verwendung von Blenden und Absorbern wird das Strahlfeld in seiner Form auf das Zielvolumen (Tumor plus Sicherheitsbereich) angepaßt [76].

der elektromagnetischen Strahlung ist dieses Verfahren für energiereiche Teilchen jedoch deutlich effizienter.

2. Anpassung der Reichweite der energiereichen Strahlung, so daß hinter dem Zielvolumen keine Dosis mehr abgegeben wird, vergl. Abbildung 10.26. Diese Anpassung ist nur für energiereiche Teilchen möglich.

Der Vorteil der konformalen Therapie ist in Abbildung 10.29 angedeutet: es ist nicht nur eine allgemeine Dosisreduktion außerhalb des Zielvolumens möglich sondern auch eine effizientere Schonung empfindlicher Organe.

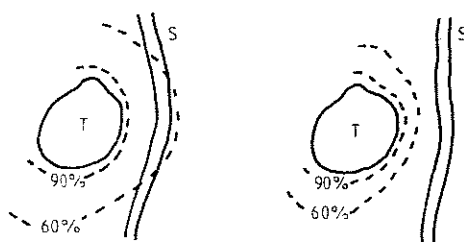


Abbildung 10.29: Schematische Darstellung des Vorteils der konformalen Therapie zum Schutz empfindlicher Organe, in diesem Falle des mit 'S' markierten Rückenmarkskanals [76].

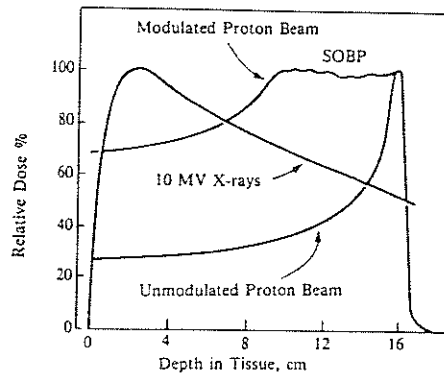


Abbildung 10.30: Aufweitung des Braggpeaks in einem modulierten Protonenstrahl im Vergleich mit einem nichtmodulierten Protonenstrahl und einem Photonenstrahl [76].

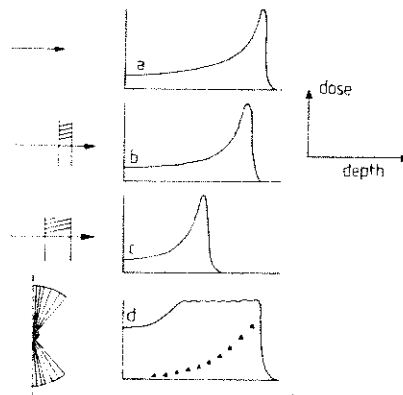


Abbildung 10.31: Prinzip der Reichweitenmodulation zur Erzeugung eines längeren Plateaus beim Bragg-Peak [76].

Modulation läßt sich der Bragg-Peak soweit aufweiten, daß sich innerhalb des Zielvolumens eine homogene Dosisverteilung ergibt, vergl. Abbildung 10.30. Dieser Spread-Out Bragg Peak SOBP wird mit Hilfe von Absorbern veränderlicher Dicke erzeugt.

Zur Reichweitenmodulation wird ein Absorber variabler Dicker verwendet, wobei die unterschiedlichen Dicken jeweils für unterschiedliche Zeiträume im Strahlengang sind. Abbildung 10.31 zeigt ein Beispiel für einen solchen Absorber: in (a) ist die unmodulierte Tiefendosisverteilung des Protonenstrahls gegeben. (b) und (c) zeigen die Verlagerung des Bragg-Peaks zu geringeren Eindringtiefen durch die Einführung von Absorbern in den Teilchenstrahl. Mit zunehmender Dichte des Absorbers wandert der Bragg-Peak dichter zur Oberfläche. (d) zeigt ein Reichweitenmodulationsrad und der sich ergebende aufgeweitete Bragg-Peak. Die Dreiecke befinden sich in der Tiefe der Reichweite des elementaren Protonenstrahls. Diese Elementarreichweiten bestimmen den differentiellen Fächerwinkel des rotierenden Rades. Für weitere Verfahren siehe z.B. [76] und Zitate darin.

Zusätzlich zur Aufweitung des Bragg-Peaks muß die endgültige Reichweite des

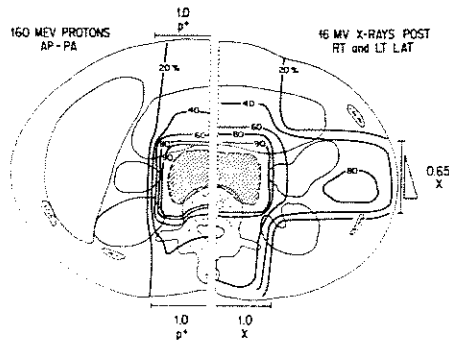


Abbildung 10.32: Vergleich der Dosisverteilung für parallele entgegengesetzte Protonenstrahlen (links) und ein auf drei 16 MV Röntgenstrahlen basierender Bestrahlungsplan mit lateralen Filtern (rechts). Das Zielvolumen ist schraffiert dargestellt. Wichtig sind die unterschiedlichen Verteilungen insbesondere im Bereich des Rückenmarks. Der Protonenplan erzeugt eine Verteilung, die zu einer wesentlich geringeren Belastung gesunder Gewebe führt als der Röntgenplan [76].

Strahls so geformt werden, daß sie mit der distalen Oberfläche des zu behandelnden Volumens übereinstimmt. Dazu gibt es, ebenso wie zur Aufweitung des Bragg-Peaks, verschiedene Verfahren [9].

Die räumliche Aufweitung des Strahls zur Erzeugung eines hinreichend großen Strahlungsfeldes kann entweder durch Streufolien erfolgen¹⁶ oder durch Pixel- bzw. Spot-Scanning, wobei das gesamte Gebiet des Zielvolumens mit dem Protonenstrahl abgecannt wird.

10.4.3 Beispiel

Ein Nachteil der Strahlaufweitung zur Reichweitenmodulation ist die relative hohe Dosis zwischen Eintrittsort und Beginn des Bragg-Peaks: sie wird von ca. 20% auf über 60% der Peakdosis angehoben. Die höhere Dosis auf der proximalen Seite im Vergleich zum nicht-aufgeweiteten Bragg-Peak kann, wie in der Therapie mit elektromagnetischer Strahlung, durch die Verwendung mehrerer Strahlungsfelder kompensiert werden. Bei Protonenstrahlen ist dieses Verfahren sogar deutlich effektiver als bei elektromagnetischer Strahlung, da (a) das Dosismaximum trotz der Anhebung auf der proximalen Seite immer noch im Peak liegt und (b) die Dosis hinter dem Zielvolumen schnell auf Null abfällt.

Abbildung 10.32 vergleicht die Dosisverteilung bei der Bestrahlung eines vor der Wirbelsäule gelegenen Tumors (Zielvolumen: schraffierter Bereich). Ein empfindliches Volumen, das in jedem Falle möglichst geschont werden sollte, ist der Rückenmarkskanal. Im linken Teil der Abbildung ist die Dosisverteilung für zwei opponierende Strahlungsfelder von 160 MeV Protonen gezeigt: der Dosisabfall außerhalb des Zielvolumens ist sehr steil, insbesondere ist die Dosis im Rückenmarkskanal relativ gering. Im rechten Teilfeld ist die Dosisverteilung für drei Strahlungsfelder von 16 MV Röntgenphotonen gezeigt: von rückwärts (posterior) einfallend, sowie symmetrisch von beiden

¹⁶Streufolien haben den Nachteil des Energieverlustes in der Folie und der Verringerung der Strahlintensität.

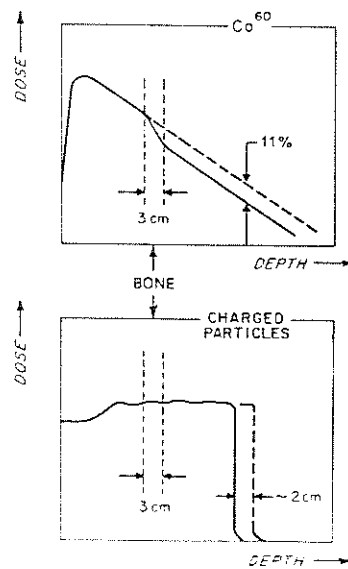


Abbildung 10.33: Wirkung eines 3 cm breiten Streifens Knochen auf die Tiefendosisverteilung bei einem $Co-60$ -Strahl (oben) und einem Protonenstrahl (unten) [76].

Seiten, wobei zum Schutz der Wirbelsäule für die beiden seitlichen Strahlfelder Keilfilter verwendet werden. Die höhere Dosisbelastung außerhalb des Zielvolumens und der deutlich größere belastete Bereich sind zu erkennen.

10.4.4 Probleme

Die vorangegangene Diskussion hat den Eindruck erweckt, man könne einen Protonenstrahl maßgeschneidert auf einen Tumor schicken und dabei das umgebende Gewebe weitgehend schonen. Im Prinzip ist dies auch richtig, in der Praxis jedoch erweist sich diese gute Anpassungsfähigkeit auch als ein Nachteil: es muß eine deutlich höhere Genauigkeit in der Platzierung des Strahls erreicht werden als bei der Therapie mit elektromagnetischer Strahlung, da kleine Fehler in der Positionierung oder der Abschätzung der Stärke des zu durchsetzenden Gewebes große Fehler bewirken könnten. Dazu gehören sowohl die Verlagerung des Bragg-Peaks in das gesunde Gewebe hinter dem Zielvolumen als auch eine Vorverlagerung des Bragg-Peaks, so daß Tumorumfangen ausgespart wird.

Ein Problem bildet die Patientenkontur. Diese kann z.B. durch Bolusmaterialien so aufgefüllt werden, daß die gesamte Weglänge von Bolus und durchsetztem Gewebe zwischen dem Eintritt des Strahls und dem Zielvolumen für alle Einstrahlrichtungen gleich ist, so daß die Reichweite des Protonenstrahls nicht noch in Abhängigkeit von der Richtung moduliert werden muss.

Ein größeres Problem bilden Gewebeinhomogenitäten. Den stärksten Einfluß haben Knochen, vergl. Abbildung 10.33. Ein 3 cm dickes Knochenstück verringert die Reichweite des Protonenstrahls um ca. 2 cm, der Bragg-Peak wandert damit entlang des Zentralstrahls nach vorne und die distale Seite des Tumorumfangen erhält überhaupt keine Dosis mehr. Dadurch ist eine Tumorkontrolle nicht mehr möglich. Im

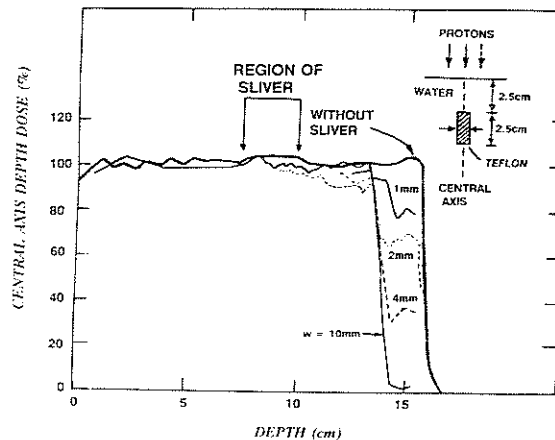


Abbildung 10.34: Auswirkung einer dünnen Teflonfolie im Strahlengang auf die Tiefendosisverteilung. Das Folienstück ist 2,5 cm lang und hat Stärken von 1 bis 10 mm [76].

oberen Teil der Abbildung ist die Auswirkung eines solchen Knochenstücks auf elektromagnetische Strahlung gezeigt: zwar bewirkt der Knochen aufgrund seiner stärkeren Absorption eine Verringerung der Dosis, im Zielvolumen würden aber dennoch noch 89% der geplanten Dosis abgegeben.

Während Knochen im Röntgenbild deutlich zu erkennen und damit bei der Bestrahlungsplanung relativ leicht zu berücksichtigen sind, sind es kleine Inhomogenitäten und Fremdkörper, die ein großes Risiko der Fehlplanung beinhalten. Abbildung 10.34 zeigt die Auswirkung einer 2,5 cm langen Teflonfolie mit Stärken von 1, 2, 4 und 10 mm in einem Protonenstrahl. Die Teflonfolie ist mit ihrer langen Seite parallel zum Zentralstrahl ausgerichtet. Bei einer dünnen Folie ist die Streuung im Schattenbereich der Folie stark genug, um diesen zu einem großen Teil wieder aufzufüllen. Mit zunehmender Dicke der Folie dagegen wird dieses Auffüllen immer weniger effizient, so daß es zu einer deutlichen Verringerung der Reichweite des Protonenstrahls kommt. Wie gut der Bereich hinter der Folie aufgefüllt werden kann, hängt von der Lage der Folie relativ zum Reichweitenende ab.

Derartige dünnen Inhomogenitäten sind in der Bestrahlungsplanung problematisch, da sie auf den typischen Aufnahmen oft kaum zu erkennen sind (man denke an den Abstand zwischen zwei Schichten in einer CT-Aufnahme). Selbst wenn diese Inhomogenitäten erkannt sind, ist die Positionierung und Immobilisierung des Patienten ein weiteres Problem.

10.4.5 Zusammenfassung Protonentherapie

Während von der physikalischen Seite her die Strahlentherapie mit Protonen der mit Photonen aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungen und der damit verbundenen Möglichkeit, den Strahl optimal anzupassen, überlegen ist, ist die Planung der Bestrahlung mit Protonen umfangreicher und komplizierter. Insbesondere sind Körperinhomogenitäten zu berücksichtigen, über die in der Röntgentherapie relativ großzügig hinweggesehen werden könnte. Auch muß die Abschätzung des Sicherheits-

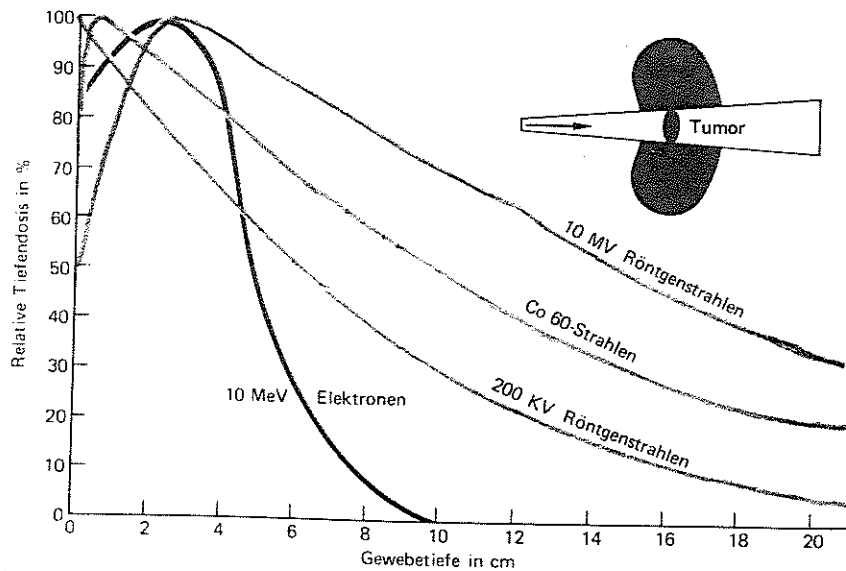


Abbildung 10.35: Tiefendosisverlauf für verschiedenen Photonenenergien und einen 10 MeV Elektronenstrahl [58].

bereiches mit größerer Genauigkeit erfolgen, da aufgrund der maßgeschneiderten Protonenstrahlen keine Reserve vorhanden ist, die ohnehin noch eine relativ große Dosis abkriegen würde.

Insgesamt müssen daher in der Strahlentherapie mit energiereichen Teilchen gegenüber der Röntgentherapie folgende Punkte berücksichtigt werden:

- die dreidimensionale Natur des Problems,
- die Gewebehomogenitäten (und zwar in weit stärkerem Maße als bei der Photonentherapie),
- das Design von Kompensatoren,
- besondere bildgebende Verfahren höchster Genauigkeit und entsprechende Therapiesimulatoren,
- nahezu vollständige Patientenimmobilisierung,
- Abschätzung und Umgehung unbekannter Effekte und Einflüsse,
- Vergleich mit rivalisierenden Plänen für eine konventionelle Röntgenbehandlung.

10.4.6 Elektronen

Elektronen sind, trotz ihrer eher schwierigen Eigenschaften, die Teilchensorte, die an der Strahlentherapie am längsten verwendet wird. Das ist darin begründet, daß Elektronen im Verhältnis zu anderen energiereichen Teilchen in Linearbeschleunigern oder Betatrons leicht bis auf relativistische Energien beschleunigt werden können, sie entstehen als Vorstufe bei der Erzeugung ultraharter Röntgenstrahlung.

Isotop	Strahlung	Energie	HWZ	Therapieform
Co-60	γ	1.17, 1.33 MeV	30 a	Tele
Cs-137	γ	600 keV	5.7 a	Tele, Kontakt
Sr-90	β	1.46 MeV	50 d	Kontakt
Y-90	β	2.2 MeV	2.7 d	Kontakt
P-32	β	1.71 MeV	14.3 d	Kontakt
Au-198	γ	0.41 MeV	2.696 d	Kontakt
Ir-192	γ	0.3 - 0.6 MeV	74.2 d	Kontakt
Ta-182	γ		115 d	Kontakt
Ra-226	γ	0.1 - 2.1 MeV	1600 a	Kontakt
I-125	γ	27 - 35 keV	50.2 d	Kontakt

Tabelle 10.3: Natürliche Strahler in der Therapie.

Andererseits bilden Elektronen auch eine Art Zwischenstück zwischen elektromagnetischer Strahlung und energiereichen Teilchen: zwar wird ihre Wechselwirkung mit Materie wie die anderer geladener Teilchen durch die Bethe-Bloch-Formel (vergl. Glg. 5.15) beschrieben, jedoch wird dieser Energieverlust modifiziert durch Vielfachstreuung und zusätzliche Energieverluste durch Bremsstrahlung. Daher haben Elektronen keine so genau definierte Reichweite wie Protonen (vergl. Abbildung 5.18).

Dennoch haben die Elektronen den prinzipiellen Vorteil energiereicher Teilchen: sie zeigen nach Erreichen des Dosismaximums einen deutlich steileren Dosisabfall als elektromagnetische Strahlung, vergl. Abbildung 10.35. Dadurch ist eine Schonung des tiefergelegenen Gewebes möglich, allerdings ist die Belastung des Gewebes oberhalb des Tumors aufgrund des nur geringen Anstieges auf das Dosismaximum hin weiterhin groß. Der Ausläufer hinter dem Dosismaximum ist durch die Bremsstrahlung der Elektronen verursacht, er wird als Bremsstrahlungsschwanz bezeichnet.

Aufgrund der hohen Belastung vor dem Zielvolumen muß die Therapie mit Elektronen über Mehrfelderbestrahlung erfolgen. Gegenüber den Photonen ist der relativ steile Abfall hinter dem Dosismaximum ein Vorteil. Gegenüber den schweren energiereichen Teilchen ist dieser Dosisabfall zwar immer noch langsam (und damit eigentlich eher ein Nachteil), kann aber zu einem Vorteil umgemünzt werden, wenn man diesen Ausläufer geschickt nutzt, um die durch den steilen Dosisabfall gegebenen Probleme zu reduzieren. Berücksichtigt man ferner die relativ leichte Verfügbarkeit der Elektronen (jeder, der ultraharte Röntgenstrahlung in der Therapie einsetzt, hat einen Beschleuniger und damit auch schnelle Elektronen), so hat - trotz einiger Nachteile gegenüber der Therapie mit schweren Teilchen - auch die Strahlentherapie mit Elektronen ihre Berechtigung.

10.5 Brachytherapie

Natürliche Radionuklide finden in der Strahlentherapie ebenfalls ihre Anwendung. In der Telegammatherapie werden Co-60 und Cs-137 verwendet. Alle anderen Strahler sind aufgrund geringer Aktivitäten und Energien nur für die Kontakttherapie geeignet, vergl. Tabelle 10.3. Bei der Brachytherapie (Kurzdistanztherapie) werden natürliche oder künstliche Radionuklide kleiner Abmessungen direkt in oder an das Zielvolumen gebracht.

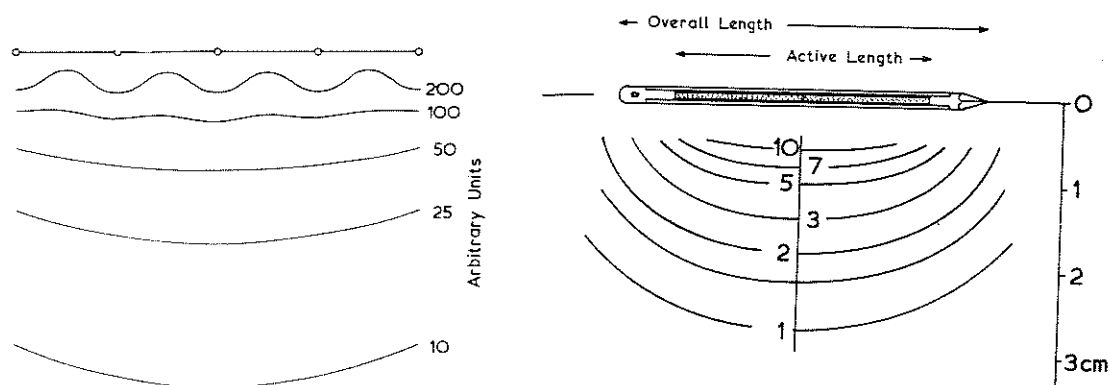


Abbildung 10.36: Links: Isodosen für eine Kette von fünf Punktquellen. Bereits in relativ geringem Abstand bildet sich eine gleichförmige Verteilung aus. Rechts: Isodosen für eine interstitielle Nadel [8].

Dabei kann es sich um eine oder mehrere Strahlenquellen handeln. Diese sind von inaktiven Edelhüllhüllen umgeben, die Schutz vor mechanischen Einwirkungen bieten, Kontaminationen vermeiden und - da die Nuklide meist β - und γ -Strahler sind, die unerwünschte weiche β -Strahlung absorbieren. Diese umschlossenen Nuklide werden in der Brachytherapie meist in eine bestimmte Anordnung gebracht, um eine spezielle Dosisverteilung zu erreichen. Durch den steilen Dosisabfall mit dem Abstandsquadratgesetz kommt es zu einer hohen lokalen, recht inhomogenen Dosis, also einer hohen relativen Herdraumdosis. Wenn das Zielvolumen klein ist, kommt diese Therapie aufgrund des guten Schutzes der Umgebung dem Ziel einer nebenwirkungsarmen Tumorthherapie recht nahe.

Bei der intrakavitären Brachytherapie werden die Nuklide in unterschiedlicher geometrischer Anordnung in natürliche Körperhöhlen (Uterus, Rektum, Bronchialsystem, Speiseröhre, Nasenhaupt- und Nasennebenhöhlen) eingelegt. Bei der interstitiellen Brachytherapie werden die umschlossenen Nuklide direkt in das Tumorgewebe eingebracht (spicken des Tumors). Der Tumor muß entweder direkt von außen oder während einer Operation zugänglich sein. Aufgrund der geringen Abmessung spielen die mechanischen Schäden kaum eine Rolle; allerdings sollten Tumore, die über die Blutbahn Metastasen bilden können, nicht gespickt werden (Entweichen entarteter Zellen!).

Die Nuklide besitzen sehr unterschiedliche Halbwertzeiten und Dosisleistungen. Ist die Dosisleistung sehr gering und die effektive Halbwertzeit kurz, so müssen die Nuklide (insbesondere bei der interstitiellen Therapie) nicht wieder entfernt werden (permanente Implantation). Im anderen Fall handelt es sich um eine temporäre Implantation, wobei häufig der Applikator (die Edelhüllhülle) im Körper verbleibt und jeweils für bestimmte Zeiten mit den aktiven Präparaten beschickt wird (Afterloading-Verfahren).

Abbildung 10.36 gibt im linken Teil die Isodosenverteilung für eine Kette von fünf punktförmigen Quellen an. Während in der Nähe der Quellen deren diskrete Verteilung noch erkennbar ist, ergibt sich in einigem Abstand eine einfache Isodose. Im rechten Teil der Abbildung sind Isodosen für eine Nadel für die interstitielle Therapie gezeigt. Um eine komplexere Dosisverteilung und eine bessere Anpassung an das Tumorumfolumen zu erreichen, werden mehrere Nadeln in geeigneter Kombination (meist als Palisaden ausgelegt) verwendet. Abbildung 10.37 zeigt die Dosisverteilung von vier

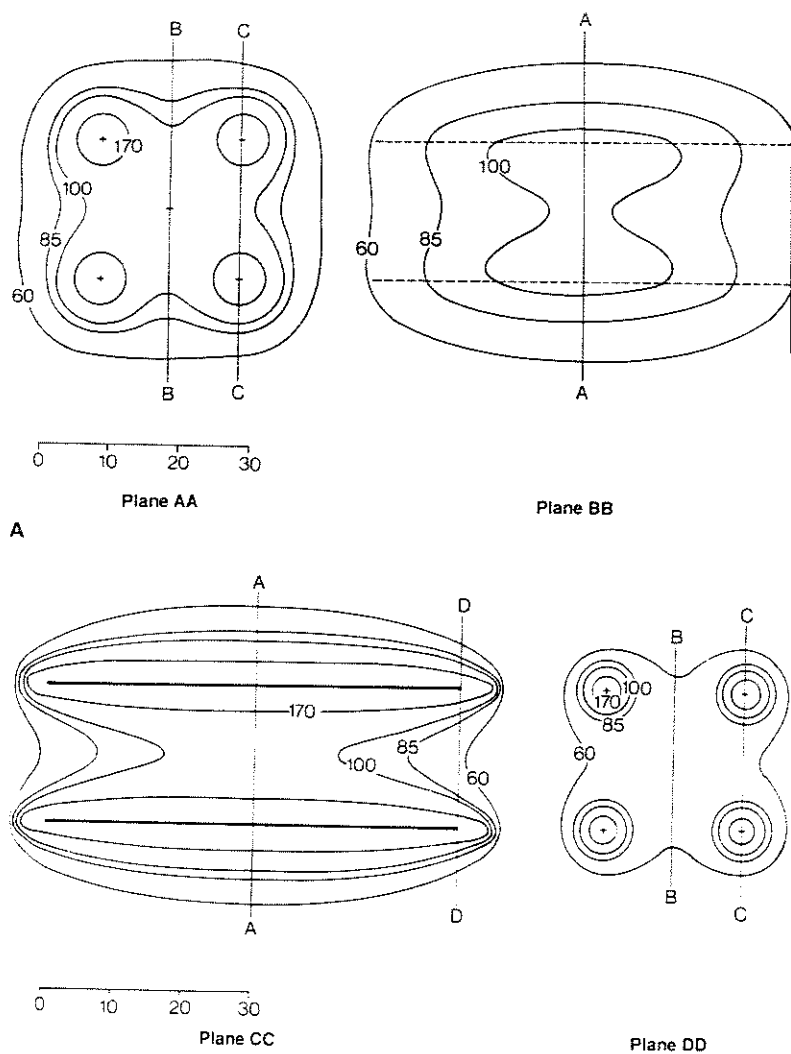


Abbildung 10.37: Isodosenverteilung für vier Iridiumnadeln in verschiedenen Ebenen [8].

Iridiumnadeln in verschiedenen Ebenen.

10.6 Neutronentherapie

Schnelle Neutronen werden durch den Beschuss eines Berylliumtargets mit Protonen oder Deuteronen mit Energien zwischen 20 und 60 MeV erzeugt. Die 'Geschosse' werden in der Regel in einem Zyklotron beschleunigt.

In d-T-Generatoren wird Deuterium mit einer Energie von 500 keV auf ein Tritium-Target geschossen. Kernfusion liefert Helium und ein Neutron, das mit einer Energie von 14 MeV entweicht.

Alternativ können schnelle Neutronen durch Kernspaltung von U-235 im Kernreaktor erzeugt werden. Diese Neutronen haben Energie von ca. 1 MeV. Diese Art der Therapie wird z.B. am Forschungsreaktor in Garching durchgeführt.

Bisher haben sich die hohen Erwartungen, die aufgrund ihrer hohen relativen biologischen Wirksamkeit an Neutronen gestellt wurden, nicht erfüllt. Bei Hirntumoren

hat sich gezeigt, daß die Diskriminierung zwischen Tumor und umgebendem Gewebe zu gering ist und damit große Schäden im umgebenden Gewebe entstehen. Auch im Tiefendosisverlauf sind die üblicherweise verwendeten 14 MeV Neutronen dem von Co-60-Strahlung so ähnlich, daß sich keine Vorteile ergeben. Die Verwendung von Neutronen mit höheren Energien mag sich hier auf lange Sicht als vorteilhaft erweisen, bisher sind diese Verfahren aber eher experimentell - ebenso wie die Verwendung schwerer Kerne (ebenfalls mit hoher RBW) bei der GSI in Darmstadt.

10.7 Zusammenfassung

Strahlentherapie hat das Ziel energiereiche Strahlung so im Tumorgewebe abzugeben, daß der Tumor zerstört wird und das umgebende gesunde Gewebe möglichst geschont wird. Dazu kann Strahlung von innen, d.h. im Tumor oder in dem Tumor naheliegenden Körperhöhlen, abgegeben werden (Brachytherapie) oder von außen (Teletherapie). Ein entscheidendes Kriterium bei der Bestrahlungsplanung ist die Lage des Tumors und umgebender empfindlicher Gewebe sowie die Tiefendosisverteilung der zur Therapie zur Verfügung stehenden Strahlung. Energiereiche Teilchen haben eine günstige Tiefendosisverteilung, da die größte Dosis zum Ende der Reichweite abgegeben wird. Dahinter ist die Dosis Null, davor ist sie relativ gering. Auf diese Weise läßt sich der Strahl optimal dem zu bestrahlenden Volumen anpassen. Allerdings können Inhomogenitäten im Gewebe zu einer Wanderung des Bragg-Peaks aus dem Tumolvolumen in das umgebende Gewebe führen, was die Tumorkontrolle verringert und die Nebenwirkungen erhöht. Daher ist bei der Strahlentherapie mit energiereichen Teilchen wesentlich mehr Vorsicht geboten als bei der konventionelleren Therapie mit ultraharter Röntgenstrahlung. In letzterem Fall wird der ungünstige Tiefendosisverlauf (Maximum unter der Hautoberfläche, Abnahme der Dosis mit zunehmender Tiefe) durch die Verwendung mehrerer Strahlfelder, die sich im Zielvolumen überlagern, ausgeglichen.

Literatur:

- Bentel, G.C., 1992: *Radiation therapy planning*, MacMillan Publ., New York
- Bomford, C.K., I.H. Kunkler, and S.B. Sherriff, 1993: *Walter and Miller's Textbook of radiotherapy*, Churchill Livingstone, Edinburgh
- Lindner, H., and P. Kneschaurek, 1996: *Radioonkologie*, Schattauer, Stuttgart
- Sauer, R., 1993: *Strahlentherapie und Onkologie*, Urban & Schwarzenberg, München
- Webb, S., 1993: *The physics of three-dimensional radiation therapy*, Inst. of Physics Publ., Bristol

Kapitel 11

Monte-Carlo Simulationen

Kernphysikalische Prozesse, sei es der Zerfall einer radioaktiven Substanz oder die Wechselwirkung energiereicher Strahlung mit Materie, sind für das einzelne beteiligte Partikel (Kern, Teilchen oder Strahlungsquant) nicht deterministisch sondern stochastisch. Aussagen können nur über Wahrscheinlichkeiten getroffen werden (z.B. Zerfallswahrscheinlichkeit) und damit über ein Ensemble von Teilchen oder Kernen. Bei der Wechselwirkung energiereicher Strahlung mit Materie zeigt sich die stochastische Natur der Wechselwirkungen u.a. darin, daß die Teilchen nicht alle an der gleichen Stelle in der Materie stecken bleiben, sondern daß sich eine Reichweitenverteilung ergibt, vergl. Abbildung 5.16. Sind zusätzlich wie bei den Elektronen noch Streuungen in der Ausbreitungsrichtung des Teilchens überlagert, so kommt es zu einer Zufallsbewegung (vergl. Abbildung 5.17) und damit verbunden einer weiteren Ausweitung der Reichweitenverteilung (vergl. Abbildung 5.18). Auch bei elektromagnetischer Strahlung kommt es nicht nur zu einer Abschwächung der Intensität sondern auch zu einer Streuung in der Richtung, so daß die einzelnen Photonen zufälligen Bahnen folgen.

Während analytische Zusammenhänge wie die Bethe-Bloch-Beziehung mittlere Eigenschaften eines Ensembles beschreiben, kann man sich durch die Simulation von Teilchenbahnen einen genauere Vorstellung nicht nur über die mittleren Eigenschaften sondern auch über die Schwankungen um den Mittelwert herum verschaffen. Außerdem haben derartige Simulationen den Vorteil, daß man die Geometrie genau festlegen kann (man kann absorbierenden Knochen im Strahlengang in voller 3D-Geometrie berücksichtigen). In diesem Kapitel soll kurz in die grundlegenden Prinzipien derartiger Monte-Carlo-Simulationen eingeführt werden.

11.1 Idee

Teilchenzerfälle und -wechselwirkungen folgen genau definierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen, obwohl der Ausgang jeder einzelnen Wechselwirkung zufällig ist.

Stellen Sie sich den einfachen Fall vor, daß ein ruhendes Teilchen isotrop in zwei Sekundärteilchen zerfällt. Isotrop bedeutet hierbei, daß ein Sekundärteilchen unter einem beliebigen Azimuthwinkel ϕ zwischen 0 und 2π und einem beliebigen Polarwinkel mit $\cos \theta$ zwischen -1 und 1 auftreten kann. Diese Sekundärteilchen können nun ihrerseits zerfallen oder mit Materie wechselwirken. Eine Folge von Wechselwirkungen und Zerfällen elementarer Teilchen kann dann durch die Auswahl jeder kinematischen Variable entsprechend der korrekten Wahrscheinlichkeitsverteilungen erfolgen. Jedes

Ereignis entspricht dann einer speziellen Wahl von kinematischen Variablen. Wenn wir eine ausreichend große Anzahl derartiger Ereignisse erzeugen, entspricht die sich ergebende Verteilung der Verteilung, die wir auch in einem Experiment erhalten würden (natürlich vorausgesetzt, die Wahrscheinlichkeitsverteilungen in unserer Simulation sind korrekt). Die Richtigkeit einer solchen Simulation hängt von der Wahl der richtigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen in jedem Schritt ab, die Genauigkeit von der Zahl der Ereignisse, die wir betrachten (diese ist durch den zur Verfügung stehenden Rechner begrenzt).

Eine solche Monte-Carlo-Simulation ist äquivalent zur Auswertung eines sehr komplizierten mehrdimensionalen Integrals, in dem jede Dimension einer unabhängigen kinematischen Variable entspricht [6]. Frühe Anwendungen dieser Technik waren die Bahnbestimmungen von Neutronen in einem Reaktor und die Wechselwirkungen mit den verschiedenen umgebenden Materialien. Ein einfaches Beispiel ist die Bestimmung einer Spur eines Teilchens in einem homogenen Medium, wie sie als Grundlage für die Erstellung von Abbildung 5.17 benötigt wurde.

In der Kern- und Elementarteilchenphysik spielen Monte-Carlo-Simulationen bei der Auslegung von Experimenten eine wichtige Rolle. In der folgenden Darstellung werde ich mich eng an dem Programm GEANT (*Generation ANd Tracking of Particles*) des CERN orientieren.

11.2 Verfahren

GEANT ist ein Programmpaket, daß in unserer Gruppe zur Beschreibung von Detektorteleskopen auf Raumsonden verwendet wird. Man könnte es genauso gut zur Planung einer Strahlentherapie verwenden¹. Die wesentlichen Schritte sind (vergl. Abbildung 11.1):

1. Definition des Instruments über seinen geometrischen Aufbau und die Materiebelegung (entspricht dem geometrischen Aufbau und der 'Materiebelegung' im Patienten, wie sie z.B. aus den CT oder MRI-Aufnahmen bestimmt werden kann).
2. durch die Umgebungsbedingungen werden die Art der Teilchen und deren Startkinematik festgelegt (bei einem Weltrauminstrument können dies beim Vergleich mit Eichmessungen die am Beschleuniger vorgefundenen Bedingungen sein, bei einer Untersuchung der Flugdaten das am Meßort erwartete Teilchenspektrum; bei der Strahlentherapie sind es die zur Verfügung stehenden Strahlungsfelder, eventuell bereits durch Absorber in ihrer Energie moduliert).
3. die Wechselwirkungen der Teilchen (2) mit der Materie (1) werden durch die zugehörigen Wirkungsquerschnitt beschrieben.

¹In der Strahlentherapie gibt es entsprechende Programme zur Therapieplanung. Allerdings wird diese Form der Therapieplanung nicht routinemäßig für jeden einzelnen Patienten durchgeführt, da die Simulationsrechnungen zu zeitaufwendig sind. In der Strahlentherapie mit Protonen und in sehr unkonventionellen Strahlegeometrien wird jedoch schon auf derartige Simulationen zurückgegriffen: (a) bei den Protonen aufgrund der großen Empfindlichkeit gegenüber Inhomogenitäten im Strahlengang, (b) bei unkonventionellen Geometrien zur besseren Kontrolle. Früher hat man in letzterer Situation ein Phantom verwendet, d.h. einen 'Standardmenschen', der aus Materialien zusammengesetzt war, die in ihrem Absorptionsvermögen dem des Körpergewebes sehr nahe kommen. Die Dosisverteilung wurde dann innerhalb des Phantoms gemessen.

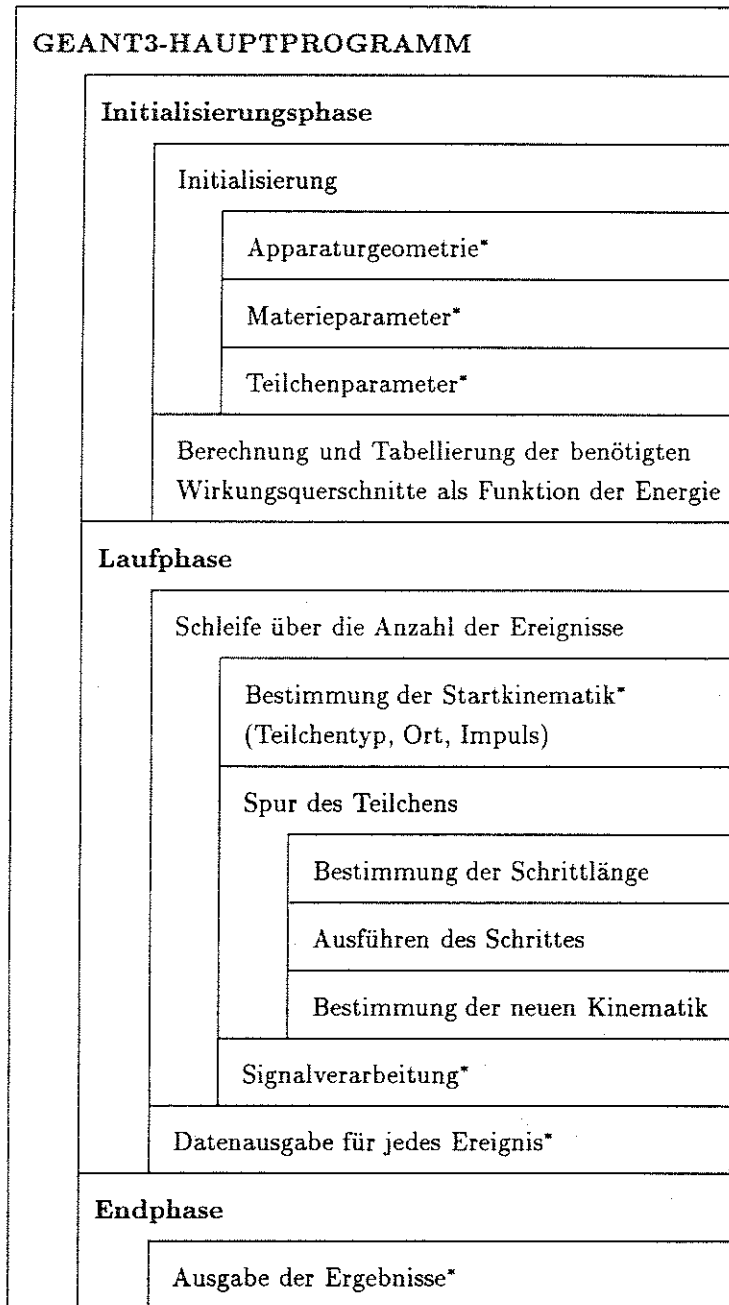


Abbildung 11.1: Ablauf einer Monte-Carlo-Simulation am Beispiel des Programmpaketes GEANT. An den mit * gekennzeichneten Stellen kann bzw. muß der Benutzer eingreifen.

4. die Energieverluste, die die Teilchen in den Detektoren des Teilchenteleskops erleiden, werden ausgelesen und weiterverarbeitet (entsprechend den Bedingungen, wie diese Signale im realen Teleskop weiterverarbeitet werden). Bei der Therapieplanung würden die Energieverluste in den verschiedenen Volumenelementen in einer Dosis umgerechnet.

Die Genauigkeit, mit der dieses Verfahren durchgeführt werden kann, ist begrenzt. So wird die Wechselwirkung, insbesondere zum Ende der Teilchenreichweite, am genauesten beschrieben, wenn man kleine räumliche Schritte wählt. Dann ist das Verfahren aber sehr langsam, so daß man nicht ausreichend viele Teilchen ausspielen kann, um eine statistisch signifikante Aussage zu erhalten. Da aber diese statistisch signifikante Aussage das Ziel der Simulation ist, muß man im Programm eine Reihe von Annahmen machen (hier wieder am Beispiel des GEANT):

- für jedes Material wird der Wirkungsquerschnitt nur für einige Energien berechnet und tabelliert. Die Energien sind so zu wählen, daß sie den Meßbereich des Instruments überdecken bzw. bis etwas oberhalb der maximal im in der Strahlentherapie anzuwendenden Beschleuniger erreichbaren Energie liegen. Für die dazwischenliegenden Energien werden die Wirkungsquerschnitte und Energieverluste interpoliert. Diese Werte können Abweichungen von bis zu einigen Prozent gegenüber den gemessenen Werten aufweisen.
- Die Schrittzahl im Monte-Carlo-Verfahren ist von den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Prozesse abhängig. Die Schrittlänge X_R ist proportional zu $1/\sigma$. Die Anzahl der Schritte um eine Strecke x zurückzulegen ist daher proportional zu σ . Da die Rechenzeit mit der Schrittzahl, also mit σ wächst, werden Prozesse mit großem Wirkungsquerschnitt als kontinuierlich angenommen.

11.3 Spurerzeugung eines Teilchens - anschaulich

Das Prinzip der Spurerzeugung eines Teilchens läßt sich mit Hilfe des Galton-Brettes (vergl. Abbildung 11.2) erläutern. Läßt man eine Kugel durch die Röhre auf den ersten Nagel fallen, so wird diese mit einer Wahrscheinlichkeit p nach rechts oder mit einer Wahrscheinlichkeit $q = 1 - p$ nach links abgelenkt. Sie trifft dann auf die folgende Nagelreihe und wird dort nach gleichem Schema abgelenkt. Dies wiederholt sich solange, bis die Kugel in einen der unteren Kästen fällt. Betrachtet man eine große Anzahl von Kugeln, dann ist deren Zahl in den unteren Kästchen binomial verteilt.

Eine Simulation dieses Beispiels mit Hilfe einer Monte-Carlo Methode würde wie folgt ablaufen:

1. man spielt eine auf dem Intervall $(0,1)$ gleichverteilte Zufallsvariable aus.
2. ist $R \leq p$, dann wird die Kugel nach rechts abgelenkt, sonst nach links.

Dies Verfahren wird solange durchgeführt, bis alle Nagelreihen durchquert sind. Das Kästchen, in das die Kugel fällt, ergibt sich aus der Differenz der Rechts- und Links-Ablenkungen.

Geht man auf Teilchen über, die eine Materieschicht durchsetzen und nur auf eine Weise mit den Materieatomen wechselwirken, so kann jeder Nagel des Galton-Brettes mit dem Wirkungsquerschnitt σ identifiziert werden. Da jedes einzelne Teilchen zufällig einfällt, sind

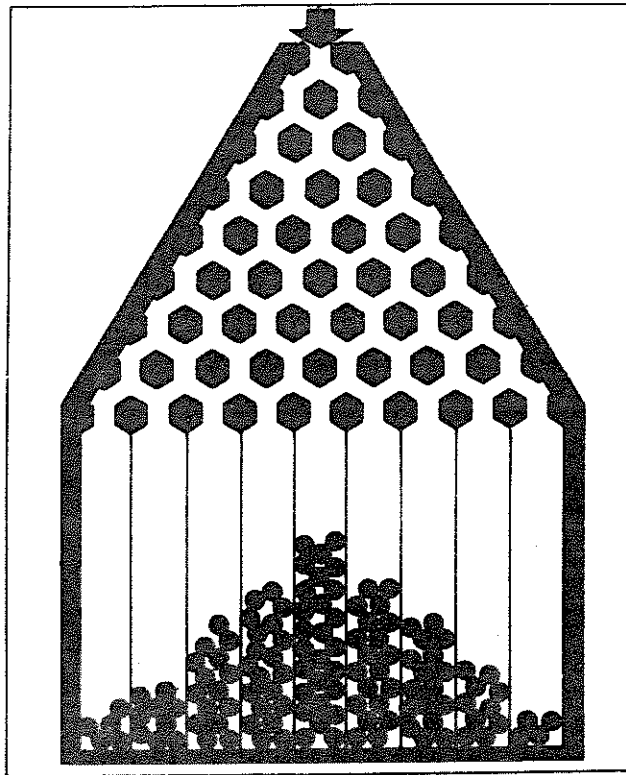


Abbildung 11.2: Galton-Brett.

- die Strecke x , die es ohne Wechselwirkung zurücklegt, und
- die eintretende Wechselwirkung des Teilchens mit der Materie

nicht vorhersagbar. In der Simulation wird dies wie folgt realisiert:

1. mit Hilfe einer Zufallszahl wird die Strecke x ausgespielt, innerhalb der das Teilchen einer Wechselwirkung unterliegt.
2. mittels Zufallszahlen wird die Kinematik des Teilchens nach Ausführung der Wechselwirkung generiert.

Die Zufallszahlen sind durch die Physik der Wechselwirkung bestimmt. Mathematisch formuliert stellt das Ergebnis einer Wechselwirkung eine Zufallsvariable X dar und die Physik des Prozesses die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(X)$.

Kapitel 12

Risiken niedriger Dosen

Wir haben uns bisher bei der Betrachtung von Strahlenschäden bzw. den Auswirkungen einer Bestrahlung auf zwei Bereiche beschränkt: in Kapitel 6 haben wir die Strahlenwirkungen auf der Ebene der Zelle betrachtet; Strahlenwirkungen auf der Ebene des menschlichen Organismus haben wir in Abschnitt 6.5.5 nur kurz im Rahmen der akuten Strahlenkrankheit angesprochen.

In diesem Kapitel möchte ich Strahlenschäden auf der Basis des menschlichen Organismus diskutieren, allerdings mit Dosen, die unterhalb derer liegen, die zur akuten Strahlenkrankheit führen. Beginnen möchte ich mit einer Übersicht über Strahlenschäden und verschiedene Möglichkeiten der Klassifizierung.

12.1 Strahlenschäden - Übersicht

Das Ausmaß einer Strahlenschädigung im menschlichen Organismus hängt selbst auf zellulärer Basis von einer Vielzahl von Faktoren ab, vergl. z.B. Abbildung 10.8. Aber selbst bei vergleichbarem Schaden an der Zelle bildet sich auf der Ebene des menschlichen Organismus nicht zwingend eine vergleichbare Schädigung aus. Will man Strahlenschäden klassifizieren, so ist zu unterscheiden zwischen

- stochastischen und nicht-stochastischen Schäden,
- somatischen, genetischen und teratogenen Schäden,
- Früh- und Spätschäden.

Generell gilt: bei hoher Dosis treten somatische und teratogene Schäden schnell auf. Stochastische und genetische Schäden dagegen zeigen sich erst deutlich später mit Latenzperioden von bis zu 40 Jahren.

12.1.1 Stochastische und nicht-stochastische Schäden

Der Primärvorgang der Strahlenwirkung in Gewebe ist stets die Ionisation. Was sich jedoch aus diesem Primärschaden entwickelt, hängt von Art und Umfang der biologischen Folgeprozesse ab. Man unterscheidet dabei zwischen stochastischen und nicht-stochastischen (oder deterministischen) Strahlenschäden, vergl. Abbildung 12.1.

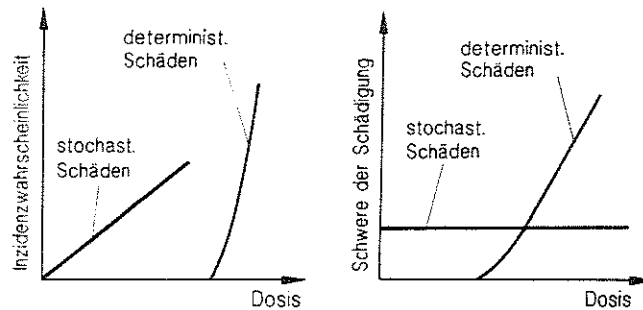


Abbildung 12.1: Stochastische und deterministische Strahlenschäden. Links die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Schadens, rechts die Schwere der Schädigung [18].

Stochastische Strahlenschäden beruhen auf dem Zufallsprinzip, es gilt ein Alles-oder-Nichts-Prinzip: entweder es kommt zu einer Mutation oder nicht. Die Wahrscheinlichkeit des Eintretens dieses Schadens nimmt zwar mit der Dosis zu (links in Abbildung 12.1), nicht aber der Schweregrad des Schadens (rechts). Somit ist das Risiko kleinster Strahlendosen zwar gering, aber nicht Null, d.h. es gibt bei stochastischen Strahlenschäden keine unschädliche Schwellendosis. Auf stochastischen Schädigungen beruht das Auftreten von Mutationen (und damit auch das von genetischen Schäden) und die Krebsinduktion.

Deterministische oder nicht-stochastische Strahlenschäden treten dagegen erst nach Überschreiten einer Schwellendosis auf. Mit steigender Dosis nimmt auch die Schwere des Schadens zu. Hierzu gehören die Früh- und Spätfolgen an Organen (mit Ausnahme der Krebsinduktion) und die akute Strahlenkrankheit.

12.1.2 Genetische und somatische Mutationen

Genetische Strahlenfolgen beruhen auf Mutationen an Körper- oder Keimzellen. Man unterscheidet zwischen somatischen Mutationen (an den Körperzellen) und genetischen Mutationen (an den Keimzellen). Somatische Mutationen sind nur für das betroffene Individuum von Bedeutung, genetische Mutationen dagegen werden auf die nachfolgenden Generationen vererbt, d.h. genetische Mutationen betreffen nicht ein Individuum sondern die Population Mensch. Mutationen können strahleninduziert sein, sie treten aber auch spontan oder in Verbindung mit chemischen Substanzen auf. 60 - 80% der Mutationen werden bereits vor der nächsten Zellteilung repariert.

Heute wird angenommen, daß eine zusätzliche Dosis von 1 Sv die Rate spontaner Keimzellmutationen verdoppelt. Diese Dosis als zusätzliche Dosis zur natürlichen Strahlenbelastung der Keimdrüsen ist recht unrealistisch, so daß Erbgutschäden als Strahlenrisiko für die Menschheit nur eine untergeordnete Rolle spielen [58].

12.1.3 Teratogene Schäden

Teratogene Schäden sind Schäden an der ungeborenen Leibesfrucht. Diese hängen sehr stark von dem Entwicklungsstadium ab: der Fetus stirbt ab oder entwickelt sich normal oder zeigt Mißbildungen, Funktionsstörungen, Mehrfachbildungen, oder entwickelt eine bösartige Geschwulst. bei Bestrahlung innerhalb weniger Tage nach der

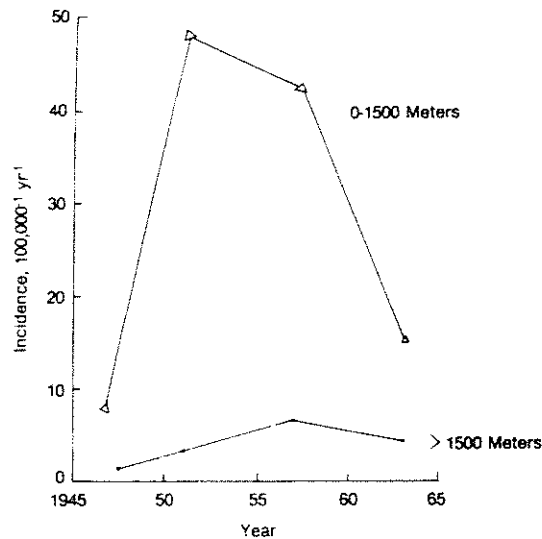


Abbildung 12.2: Auftreten von Leukämie bei Atombombenüberlebenden [12].

Empfängnis stirbt der Tetus entweder ab oder er überlebt und entwickelt sich normal; bei Bestrahlung in späteren Stadien überleben mehr Föten, allerdings mit einem hohen Risiko von Defekten.

12.1.4 Somatische Schäden

Somatische Schäden, d.h. Schäden an Körperzellen, können wieder stochastisch oder deterministisch sein. Ein stochastischer somatischer Schaden bedeutet Krebsinduktion. Sauer [58] gibt als Latenzzeit für verschiedenen Malignome schon nach kleinen Bestrahlungsdosen:

- Leukämien haben Latenzzeiten von 2 - 25 Jahren mit einem Maximum nach 6 - 8 Jahren, vergl. Abbildung 12.2. Nach 25 Jahren sinkt das Risiko auf das natürliche Niveau ab. Am stärksten gefährdet sind die unter 15jährigen.
- Brustkrebs hat eine Latenzperiode von 15 - 40 Jahren, am stärksten gefährdet sind die 10 - 19jährigen.
- Schilddrüsenkrebs scheint nur nach externer Bestrahlung aufzutreten, nicht jedoch nach Radiojod-Therapie. Die Latenzzeit liegt zwischen 10 und 30 Jahren.

Man muß dazu anmerken, daß es typische Strahlenkrebe praktisch nicht gibt (es gibt allerdings einige Krebsarten, die als Strahlenkrebs bezeichnet werden, weil sie bei unbestrahlten Kontrollgruppen extrem selten). Ionisierende Strahlung vermehrt lediglich das Auftreten der natürlicherweise bereits auftretenden Malignome.

Nicht-stochastische somatische Schäden sind im Zusammenhang mit der akuten Strahlenkrankheit in Abschnitt 6.5.5 und im Zusammenhang mit den Nebenwirkungen der Strahlentherapie in Abschnitt 13.2 diskutiert.

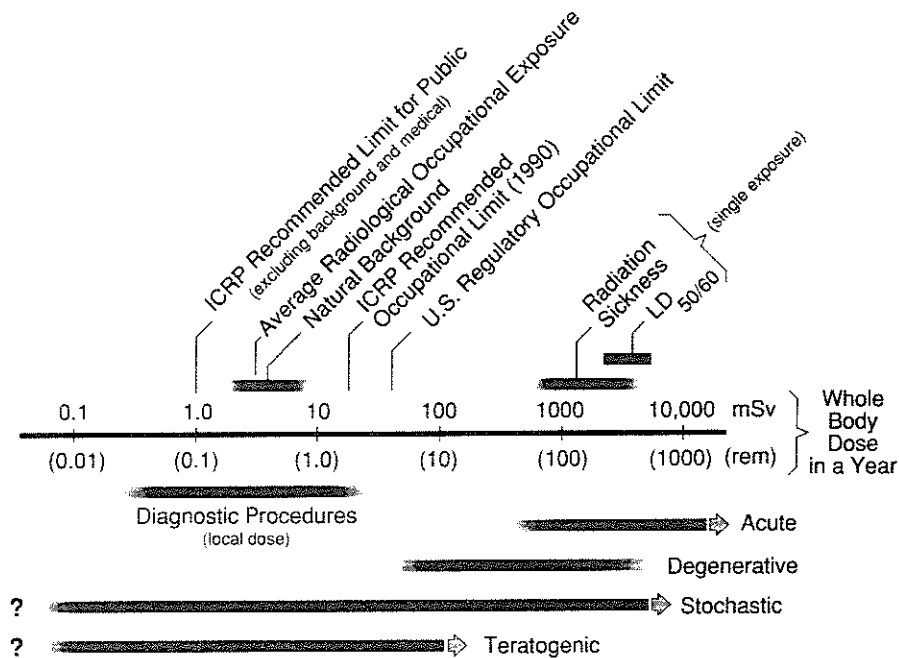


Abbildung 12.3: Zusammenfassung verschiedener Belastungen, Grenzwerte und Schwellendosen für unterschiedliche Schädigungen [79].

12.2 Definition ‘niedrige Dosis’

Eine ‘niedrige Dosis’ ist eine Strahlendosis, die nicht zu einem akuten Strahlenschaden führt. Damit fällt in den Bereich der niedrigen Dosen alles, was mit der natürlichen Strahlenbelastung oder sogar einer geringeren zusätzlichen Belastung vergleichbar ist, ebenso wie Belastungen, die bis zu fast 3 Größenordnungen höher liegen können.

Was eine kleine oder niedrige Dosis ist, wird von Fall zu Fall verschieden interpretiert. Die gängige Einteilung (vergl. [37]) soll auch in diesem Abschnitt verwendet werden. Dosen, die innerhalb von 30 Tagen zum Tod führen, werden als hohe Dosen bezeichnet. Wenn keine akute Strahlenkrankheit auftritt¹, handelt es sich um eine niedrige Dosis. Zwischen der Schwellendosis und der letalen Dosis liegen die mittleren Dosen, deren Auswirkungen wir bereits in Abschnitt 6.5.5 kennengelernt haben.

Abbildung 12.3 faßt verschiedene Belastungen, gesetzliche Grenzwerte und, falls vorhanden, die Schwellenwerte für verschiedene Arten von Strahlenschäden zusammen.

12.3 Datenbasis und Beobachtungen

Alle Abschätzungen bezüglich der Folgen einer Bestrahlung beruhen auf den Beobachtungen von Personengruppen, die unbeabsichtigt einer starken Strahlenexposition ausgesetzt waren. Dazu gehören insbesondere die Überlebenden von Hiroshima und

¹Unterhalb von 1 Gy tritt normalerweise keine für den Betroffenen wahrnehmbare Beeinträchtigung auf, allerdings sind im Blutbild bereits ab einer Schwellendosis von 0.25 Gy Veränderungen klinisch nachweisbar.

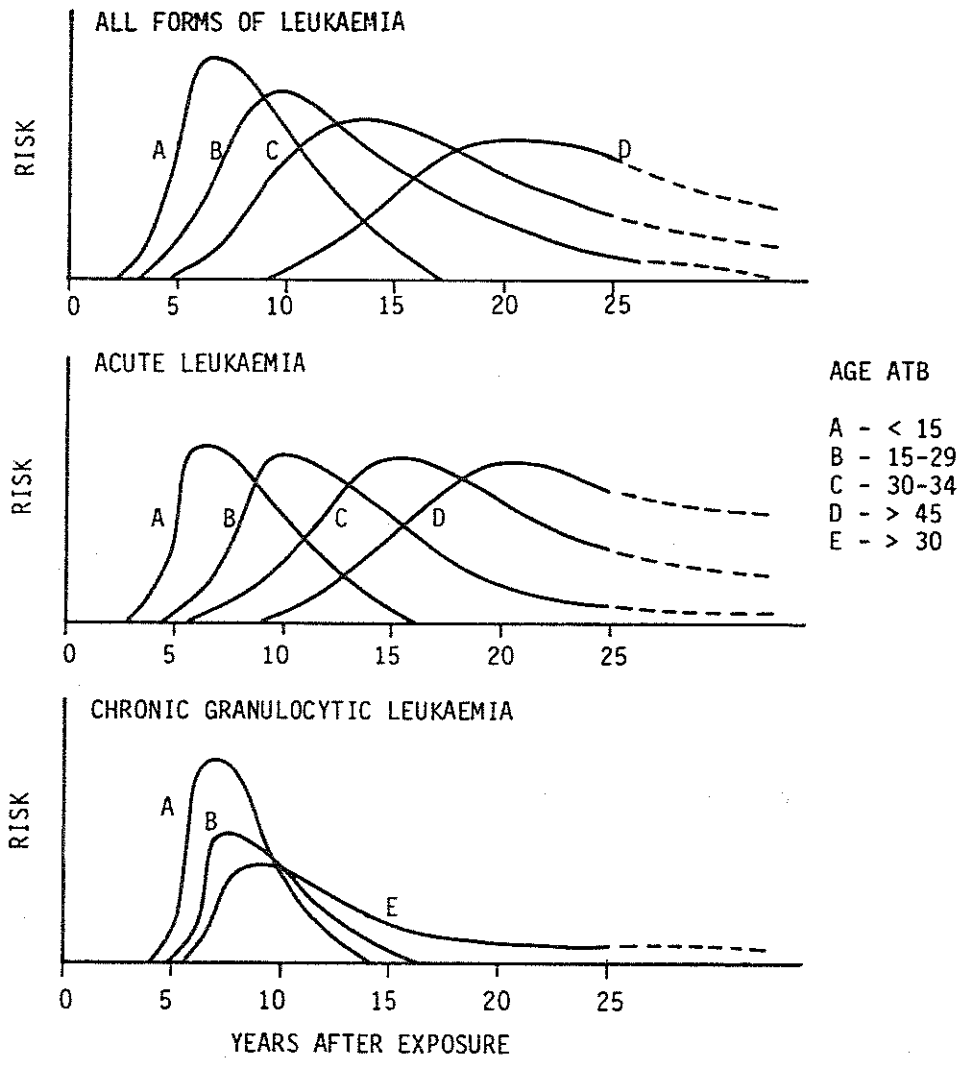


Abbildung 12.4: Einfluß des Alters bei Bestrahlung auf die Latenzzeit bis zur Ausbildung verschiedener Typen von Leukämien bei den Überlebenden der Atombombenabwürfe [71].

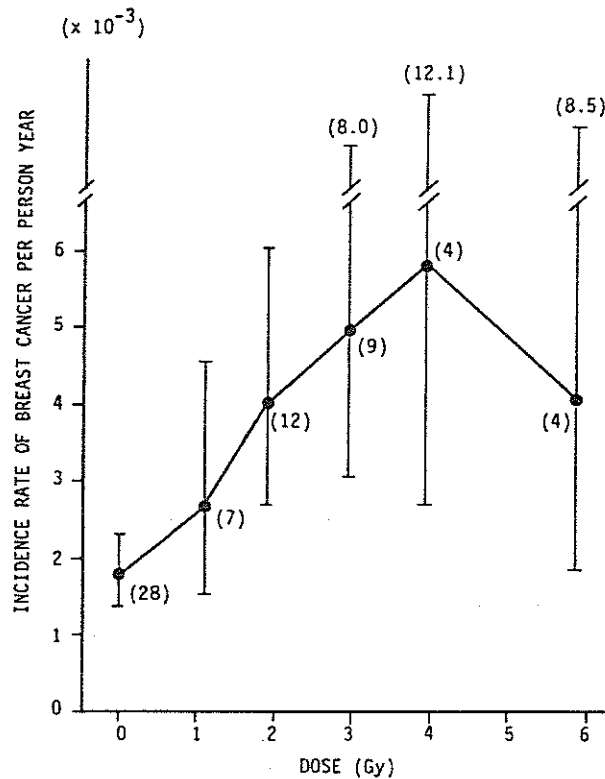


Abbildung 12.5: Auftreten von Brustkrebs in Abhängigkeit von der Dosis als Funktion der mittleren Dose über beide Brüste bei der Behandlung von Mastitis in einem Intervall von 10 - 34 Jahren nach der Bestrahlung. In Klammern ist die Zahl der Brustkrebsfälle im jeweiligen Dosisintervall gegeben [71].

Nagasaki (das ist die am längsten beobachtete Population), von Tschernobyl, zunehmend auch von Berufsgruppen, die mit ionisierender Strahlung umgehen (dazu gehören Radiologen ebenso wie die Arbeiter in Hanford, Sellafield oder Oak Ridge, vergl. z.B. [60]) und Patienten, die sich einer Strahlentherapie unterzogen haben.

Da die Latenzzeiten sehr groß sein können (und zudem vom Alter der Personen bei der Bestrahlung abhängen, vergl. Abbildung 12.4), ist die Feststellung eines kausalen Zusammenhanges zwischen der Bestrahlung und der späteren Krebserkrankung problematisch. Bei den Atombombenüberlebenden, den Überlebenden von Unfällen in kerntechnischen Anlagen und den berufsbedingt bestrahlten Personen gibt man daher stets ein relatives Risiko an, d.h. die Zahl der zusätzlichen Krebsfälle gegenüber einer Kontrollgruppe mit vergleichbarer Alters- und Geschlechterverteilung. Bei der Gruppe der bestrahlten Personen gilt eine Krebserkrankung dann als strahleninduziert, wenn sie innerhalb eines Zeitraumes von 15 Jahren im bestrahlten Gebiet auftritt (und kein Rezidiv des ursprünglichen Tumors ist).

Für die Atombombenüberlebenden, bei denen sich die Strahlenbelastung abschätzen ließ, läßt sich die Zahl der zusätzlichen Krebsfälle bestimmen. Die Gesamtpopulation beträgt 41 719 Personen, von denen 3 435 an Krebs verstorben sind, entsprechend einer Rate an Krebstoten von 8.3% [12]. In einer angepaßten Kontrollgruppe von 34 273 Per-

sonen sind im gleichen Zeitraum 2 499 Personen an Krebs verstorben, entsprechend einer Krebsrate von 7.3%. Damit ergibt sich eine Zahl von $(8.3 - 7.3) \cdot 41179 = 417$ zusätzlichen Krebstoten in der Gruppe der Atombombenüberlebenden. Anders formuliert: ca. 1/8 der Krebstoten in der Gruppe der Atombombenüberlebenden ist als Folge der Bestrahlung an Krebs erkrankt und verstorben, die anderen 7/8 wären auch ohne Atombombe an Krebs verstorben. Zahlen wie die hier gegebenen sind natürlich nicht unumstritten: insbesondere wurden in einigen Studien als Kontrollgruppen Personen genommen, die in der Nähe von Hiroshima bzw. Nagasaki lebten und daher durch den Fallout eine zusätzliche Dosis erhalten haben könnten. Allerdings zeigt eine andere Kontrollgruppe, gemittelt über die japanische Bevölkerung, ähnliche Resultate. Zum anderen wird kritisiert, daß die Atombombenüberlebenden vielleicht nicht repräsentativ für eine Normalpopulation sind: die direkten Folgen der Explosion (sowohl die Strahlenfolgen als auch simple somatische Schäden wie Verbrennungen, Verletzungen durch fliegende Trümmer oder Glas etc.) hätten die schwächeren Individuen getötet, so daß die Gruppe der Atombombenüberlebenden eine Auswahl in Richtung auf die überlebensfähigeren oder robusteren Individuen bildet². Daher könne möglicherweise auch das Krebsrisiko in diesen Individuen geringer sein als in einer normal gemischten Population.

Die Untersuchungen an Patienten nach einer Strahlentherapie sind insofern einfacher, als daß diese Patientengruppe genau bekannt ist und in der Regel auch die Strahlenexposition dokumentiert ist. Andererseits ist jedoch die Gesamtpopulation relativ klein und die Daten stehen für die statistischen Untersuchungen nicht immer zur Verfügung (Datenschutz, Problem beim Aufbau eines Krebsregisters für die BRD).

Beispiele für Krebsfälle infolge einer Bestrahlung sind in den Abbildungen 12.5 und 12.6 gegeben. Aus den großen Fehlerbalken wird ein Problem deutlich: die Zahlen sind klein und die Aussagen entsprechend ungenau. Zusätzlich sind die Zahlen dadurch ungenau, daß die Bestrahlung nicht einheitlich erfolgte (unterschiedliche Fraktionierungspläne, unterschiedliche ergänzende Therapieschemata).

12.4 Extrapolation zu niedrigsten Dosen

Die hier erwähnten Populationen haben in der Regel bereits recht hohe Strahlendosen erhalten: bei der Strahlentherapie im Bereich von einigen Gy, bei den Atombombenüberlebenden im Bereich von zehntel Gy bis hin zu einigen Gy. Für die Auswirkungen diagnostischer Methoden oder die Abschätzung eines zusätzlichen Krebsrisikos in der Umgebung kerntechnischer Anlagen (z.B. die Diskussion um die Leukämiefälle in der Elbmarsch) sind diese Dosen viel zu hoch. In diesem Bereich niedrigster Dosen liegen jedoch keine Beobachtungen über das Krebsrisiko vor. Daher gibt es verschiedene Modelle, die aus dem Bereich der beobachteten Dosen auf die niedrigsten Dosen extrapolieren. Abbildung 12.7 stellt dies schematisch dar.

Das U.S. National Academy of the Sciences Committee on the Biological Effects of Ionizing Radiation BEIR hat entsprechend auch eine eindeutige Dosis-Wirkungsbeziehung für Dosen oberhalb 1 Gy gefunden, für niedrigere Dosen dagegen gingen die Auffassungen der Mitglieder des Kommittees auseinander.

²'Healthy worker effect', ein Problem, das sich auch in den Untersuchungen von berufsbedingten Krebserkrankungen zeigt: in den Berufsgruppen, die mit gefährlichen oder gefährdenden Substanzen umgehen, sind die Arbeitnehmer in der Regel gesünder und erfahren aufgrund des berufsbedingten Risikos eine bessere Gesundheitsfürsorge, so daß sie insgesamt verschiedenen Erkrankungen gegenüber weniger anfällig sind.

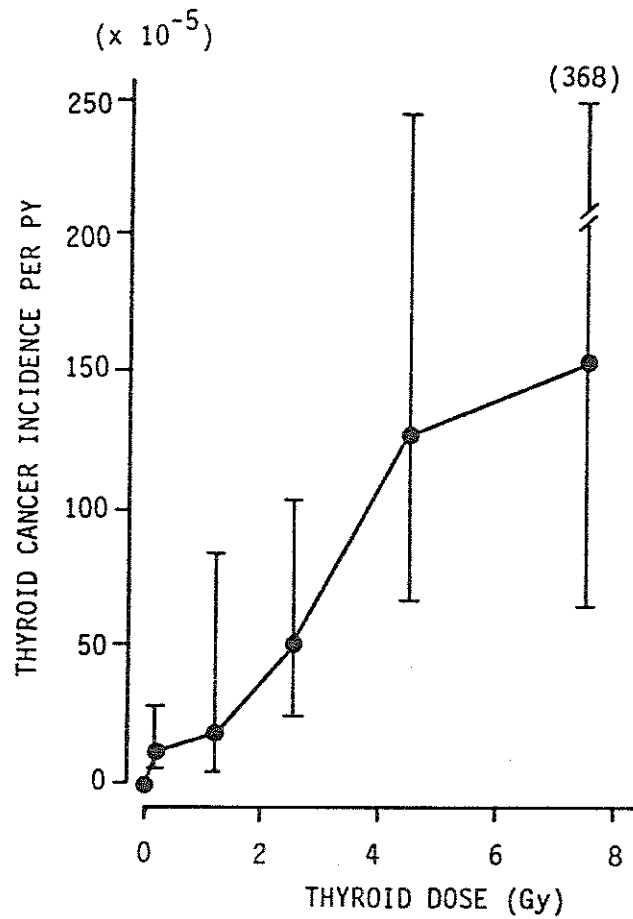


Abbildung 12.6: Auftreten von Schilddrüsenkrebs pro Personenjahr (PY: person year) als Funktion der Strahlendosis. Die Fehlerbalken geben das 90%-Vertrauensintervall [71].

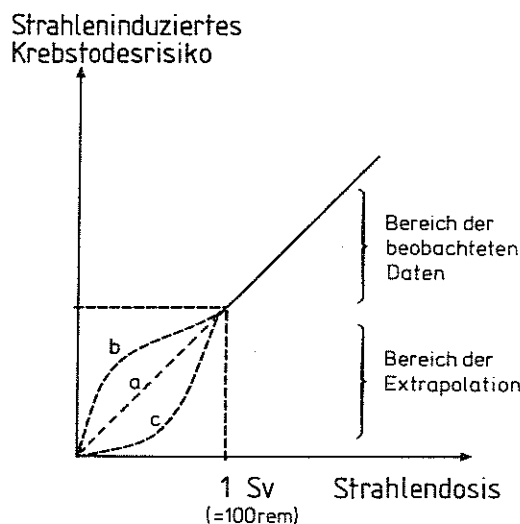


Abbildung 12.7: Verschiedene Modelle zur Abschätzung des Risikos eines strahleninduzierten Krebstodes: (a) linear, (b) supralinear, (c) sublinear [61].

Die verallgemeinerte Dosis-Wirkungs-Beziehung ist im linken oberen Teil von Abbildung 12.8 gegeben. Der funktionale Zusammenhang läßt sich schreiben als

$$F(D) = (\alpha_0 + \alpha_1 D + \alpha_2 D^2) \exp \{-\beta_1 D - \beta_2 D^2\}. \quad (12.1)$$

Darin sind $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ und β_2 Koeffizienten größer 0, D ist die Dosis und $F(D)$ ist das Auftreten des zu untersuchenden Effektes (z.B. Krebs). α_0 ist die spontane Rate, d.h. die Rate des natürlichen Auftretens ohne zusätzliche Bestrahlung, α_1 und α_2 entsprechen den Koeffizienten im Linear-Quadratischen Modell (vergl. Abschnitt 6.5.3 und Glg. (6.2)) und β_1 und β_2 sind Korrekturen, die erst bei hohen Dosen ins Spiel kommen und die Abnahme der Krebswahrscheinlichkeit aufgrund des Absterbens der geschädigten Zellen beschreiben (Overkill). In Abhängigkeit davon welcher dieser Koeffizienten die größte Bedeutung hat, läßt sich die allgemeine Kurve auf die drei anderen Kurven in Abbildung 12.8 reduzieren.

Die z.Z. verfügbaren Beobachtungen gestatten es nicht, zwischen diesen Kurve eine als die realistischste auszuwählen. BEIR V hat jedoch herausgefunden, daß alle Krebsraten mit Ausnahme von Leukämie und ebenso die genetischen Effekte, die man in Laboruntersuchungen feststellen kann, mit dem linearen Modell mit verschwindender Schwelle verträglich sind. Dieses Modell wird daher zur Zeit verwendet, um die Risikokoeffizienten für das Auftreten fester Tumore bei niedrigen Dosen zu bestimmen. Die Risikokoeffizienten für Leukämie werden nach dem linear-quadratischen Modell bestimmt. BEIR V weist jedoch auch darauf hin, daß es auf der Basis der bestehenden Daten nicht ausgeschlossen werden kann, daß es doch eine Schwellendosis im mSv-Bereich gibt.

Die in Abbildung 12.8 gegebenen Kurven zeigen nur einen Zusammenhang zwischen der Dosis und der Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer Krebserkrankung. Das Alter bei Bestrahlung, das sich ja in Abbildung 12.4 als ein wichtiger Faktor gezeigt hat, ist in dieser Abschätzung nicht berücksichtigt. Gleichzeitig steigt aber auch die natürliche

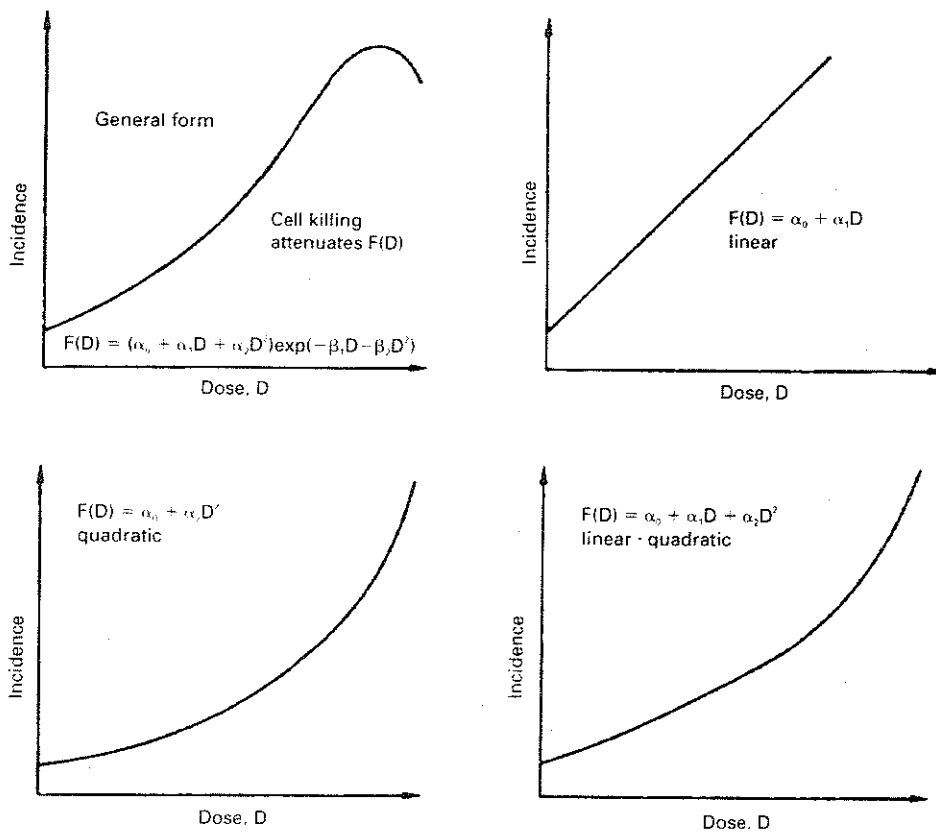
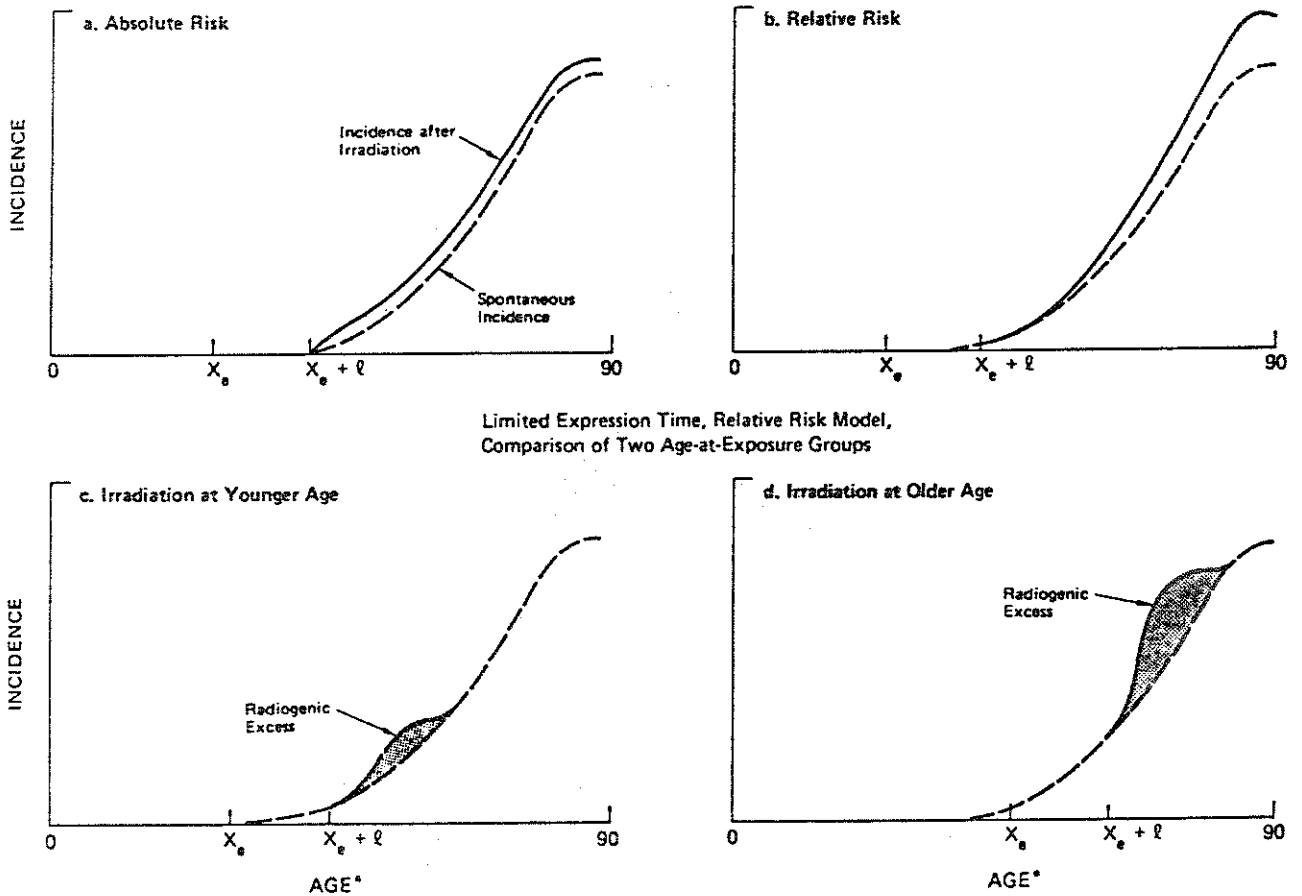


Abbildung 12.8: Verschiedene Dosis-Wirkungskurven zur Extrapolation in den Bereich niedrigster Dosen, [12] nach BEIR III: *The effect on populations of exposure to low levels of ionizing radiation*, 1980, National Academy Press, Washington.



* X_e is age at exposure, ℓ is the minimal latent period.

Abbildung 12.9: Strahlinduzierte Krebsfälle und spontane Krebsfälle im absoluten und relativen Risikomodell [71].

Rate des Auftretens einer Krebserkrankung mit dem Alter (gestrichelte Kurven in Abbildung 12.9). Zur Berücksichtigung dieses Effekts betrachtet man (zumindest bei Tumoren mit kurzer Latenzzeit, wie z.B. Leukämie) ein absolutes und ein relatives Risikomodell. Das absolute Risikomodell kann angewendet werden, wenn Bestrahlung in irgendeinem Alter von einem zeitweiligen Anstieg in der Tumorrage gefolgt wird, der aber nicht von der Anzahl der spontanen Tumore abhängt. Beim relativen Risikomodell dagegen nimmt die Zahl der zusätzlichen Tumore mit zunehmendem Alter zu, da ja auch die Zahl der spontanen Tumore zunimmt.

Das Modell des relativen Risikos besagt, daß das absolute Risiko mit dem Alter zunimmt. Das Modell des absoluten Risikos dagegen besagt, daß das zusätzliche Risiko mit dem Alter abnimmt. Epidemiologische Daten zeigen häufig Muster, die zwischen diesen beiden Modellen liegen, so daß eine Entscheidung, welches der Modelle angemessen ist, häufig nicht möglich ist. Neuere Untersuchungen an den Atombombenüberlebenden legen jedoch nahe, daß für die meisten Krebsarten (mit Ausnahme der Leukämie) das relative Risikomodell das angemessenere ist [71].

12.5 Zusammenfassung

Während die Beschreibung der physikalischen und chemischen Auswirkungen ionisierender Strahlung auf die Zelle einfach ist, ist eine Abschätzung der Strahlenwirkung auf den Gesamtorganismus wesentlich problematischer. Die Datenbasis sind hier die Atombombenüberlebenden, Opfer von Strahlenunfällen und Personen, die beruflich ionisierender Strahlung ausgesetzt sind. In der Regel sind die Strahlendosen dort jedoch deutlich höher als in dem Bereich, der für die Diagnostik oder allgemeine zusätzliche Strahlenbelastungen (z.B. Wohnen neben einer kerntechnischen Anlage, häufiges Fliegen) interessant ist. Die Bestimmung von Dosis-Wirkungs-Beziehungen im oberen Bereich der niedrigen Dosen ist schon nicht immer eindeutig, geschweige denn die Extrapolation zu niedrigen Dosen. Z.Z. wird für das Auftreten von Krebs ein lineares Modell ohne Schwellendosis favorisiert, bei der Leukämie ein linear-quadratisches Modell ohne Schwelle. Allerdings sind die Modelle zu ungenau, um bei kleinen Zahlen wie in der Elbmarsch den Verdacht zusätzlicher strahleninduzierter Leukämie zu erhärten oder zu widerlegen.

Literatur

- BEIR V (U.S. National Academy of Sciences Committee on the Biological Effects of Ionizing Radiation), 1990: *Health effects of exposure to low levels of ionizing radiation*, National Academy Sciences, Washington
- Köhnlein, W., H. Traut, and M. Fischer (eds.), 1989: *Die Wirkung niedriger Strahlendosen: biologische und medizinische Aspekte*, Springer, Berlin
- Scherer, E., C. Streffer, and K.-R. Trott (eds.), 1990: *Radiation exposure and occupational risk*, Springer, Berlin
- UNSCEAR (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation), 1986: *Genetic and somatic effects of ionizing radiation*, United Nations, New York

Kapitel 13

Abschließende Betrachtungen

Im Laufe der Vorlesung bzw. des Skriptes haben wir die natürliche Strahlenbelastung (einige mSv, vergl. Tabelle 1.1) kennengelernt, die Strahlenbelastung in der medizinischen Diagnostik (bis hin zu Teilkörperdosen von einigen zehn mSv, vergl. z.B. Abbildungen 8.14 und 8.25 sowie Tabellen 8.1 und 9.5) und die Belastung in der Therapie, die bis zu Teilkörperdosen von etlichen zehn Gy gehen kann. Umgekehrt haben wir auch gelernt, daß es bei der Strahlenbelastung keinen Schwellenwert gibt: jedes einzelne Quant birgt die - wenn auch geringe - Wahrscheinlichkeit, daß es zu einer späteren Entartung führt.

Daher ist, bei allen Erfolgen von diagnostischen und therapeutischen Verfahren, grundsätzlich die Frage zu stellen, ob der Nutzen einer Behandlung in einem vertretbaren Verhältnis zu den akuten Belastungen oder möglichen Spätschäden steht. Die Kosten-Nutzen-Abschätzungen im Bereich der Diagnostik müssen sich dabei sicherlich von denen im Bereich der Therapie unterscheiden.

13.1 Risiko-Nutzen-Analyse in der Diagnostik

In der Diagnostik erfolgt die Berücksichtigung der Strahlenbelastung des Patienten sehr kontrovers: viele der bildgebenden Verfahren werden kritiklos und begeistert eingesetzt. Bei den nuklearmedizinischen Verfahren dagegen herrscht, wahrscheinlich aufgrund des Umganges mit offenen Präparaten, ein wesentlich größeres Bewußtsein für die Risiken beim Umgang mit energiereicher Strahlung. Dieses Bewußtsein wird auch dadurch gefördert, daß bei der nuklearmedizinischen Untersuchung die Abschätzung der Strahlenbelastung wesentlich schwieriger ist als bei einer radiologischen Untersuchung: in der Röntgendiagnostik ist die Strahlenbelastung auf einen engen, genau definierten Raum beschränkt, während bei der nuklearmedizinischen Diagnostik die Verteilung der aktiven Substanz über den gesamten Organismus und die Kinetik der Substanz in einigen sensiblen Organen berücksichtigt werden muß.

Eine Risiko-Nutzen-Abschätzung ist nicht auf die Nuklearmedizin beschränkt, sie müßte eigentlich vor jeder Untersuchung und jedem Eingriff vorgenommen werden. Für nuklearmedizinische und radiologische Untersuchungen lassen sich die für die Risiko-Nutzen-Abschätzung erforderlichen Informationen einteilen in

- Kenntnisse über die Strahlenexposition durch die jeweilige Untersuchung, wobei das hiermit verbundene (extrapolierte) Risiko von Alter, Grunderkrankung und

Lebenserwartung des Patienten abhängt (zur Diskussion der Bedeutung dieser Randbedingungen vergl. auch Kapitel 12).

- Kenntnisse über den zu erzielenden Nutzen der Untersuchung, der neben dem diagnostischen Informationsgewinn prognostische Erkenntnisse und mögliche therapeutische Konsequenzen beinhaltet.

Bei den Nutzen-Risiko-Abschätzungen spielen gerade das Alter und die Vorgeschichte des Patienten eine wichtige Rolle. Dies soll an Beispielen erläutert werden (vergl. [61]):

(1) Geht man davon aus, daß durch röntgenologische und nuklearmedizinische Diagnostik im Rahmen der Karzinomnachsorge ein Patient einer Strahlenexposition von 10 mSv ausgesetzt wird, so ergibt sich ein extrapoliertes Todesrisiko durch ein strahleninduziertes Malignom von 0.05 - 0.06%. Die natürliche Malignom-Mortalität von etwa 20% würde damit auf 20.06% gesteigert. Diese Steigerung stellt nur einen theoretischen Wert dar, der erst mit einer beträchtlichen Latenzzeit zum Tragen kommt. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der hier betroffene Patient bereits ein Karzinom hat, seine Lebenserwartung begrenzt ist und die diagnostische Information wesentliche Beiträge zur Behandlung und damit zur Verbesserung der Lebensqualität und ggf. auch zur Erhöhung der Lebenserwartung liefern können, wird dieses individuelle Strahlenrisiko für den Patienten als vernachlässigbar angesehen.

(2) Geht man davon aus, daß eine große Anzahl von Menschen, z.B. die gesamte Bevölkerung der Bundesrepublik Deutschland, einer zusätzlichen niedrigen Strahlenexposition ausgesetzt würde, weit niedriger als die natürliche Strahlenexposition, so kommt man aufgrund des hohen Multiplikationsfaktors (fast 80 Millionen Personen) zu folgenden Werten: bei einer zusätzlichen Strahlenexposition, die innerhalb von 70 Jahren kumulativ 0.5 mSv (50 mrem) betrüge, ergibt sich rechnerisch ein strahleninduziertes Risiko durch Spät malignome von etwa 2600 Fällen in 70 Jahren bei einem natürlichen Krebs Todesrisiko von etwa 16 Millionen Fällen. Dies entspricht einer Erhöhung des Risikos um 0.02%.

An den beiden Beispielen wird deutlich, daß neben dem individuell zu erwartenden Nutzen einer Untersuchung auch das Lebensalter des Patienten und die Prognose der Grunderkrankung eine wesentliche Bedeutung für das Ergebnis der Nutzen-Risiko-Abschätzung besitzen. Die Höhe der Strahlenexposition ist vorwiegend bei jungen Patienten, insbesondere Kindern, in Betracht zu ziehen, wenn gutartige Erkrankungen mit nuklearmedizinischen (oder radiologischen) Verfahren abgeklärt werden sollen. Bei älteren Patienten, insbesondere mit prognostisch ungünstigen Erkrankungen, spielt die Strahlenexposition der Untersuchung demgegenüber eine geringe Rolle.

Die Bedeutung der Nutzen-Risiko-Analyse ist bei der akuten Lungenembolie besonders eindrucksvoll. Bei etwa 20% aller Patienten, die in einem Krankenhaus versterben, ist die schwer zu diagnostizierende akute Lungenembolie die Todesursache. Das Letalitätserisiko der unbehandelten Lungenembolie ist etwa viermal größer als das der behandelten. Eine Analyse zeigt, daß das theoretisch extrapolierte und bis zu mehrere Jahrzehnte in die Zukunft verlagerte (rechnerische) Todesrisiko infolge der Strahlenexposition durch radiodiagnostische Maßnahmen einschließlich Lungen-Szintigraphie bei Lungenembolie im Vergleich zum Todesrisiko durch eine unterlassene Diagnostik und dementsprechend auch unterlassene richtige Behandlung etwa 1:2000 bis 1:4000 beträgt. Die Nutzen-Risiko-Betrachtung fällt somit auch bei nur geringem Verdacht auf Lungenembolie eindeutig zu Gunsten der diagnostischen Maßnahme aus.

Dennoch darf nicht übersehen werden, daß gerade bei Kindern und jungen Leuten

häufig zu belastenden diagnostischen Maßnahmen gegriffen wird: zwar ist das Risiko einer bösartigen und spezieller therapeutischer Maßnahmen bedürftigen Erkrankung auf der Grundlage bereits vorgenommener wenig belastender diagnostischer Maßnahmen extrem gering, jedoch wird das Argument gebracht, daß ja gerade jüngere Patienten einen großen Gewinn aus einer frühen und genauen Diagnose ziehen würden. Diese Patienten haben aber die 99%ige Sicherheit gegenüber der 98%igen mit dem Risiko erkaufte, nach Jahrzehnten an einem strahleninduzierten Tumor zu erkranken¹.

Ein höheres Bewußtsein des Risikos der radiologischen und nuklearmedizinischen Diagnostik ist daher sicherlich angebracht. Ob das aber in eine Röntgen-Angst umschlagen muß, erscheint zweifelhaft - dafür ist in begründeten Fällen (Alter, Vorerkrankung) der Nutzen zu hoch. Grundlose Röntgenreihenuntersuchungen im Rahmen von Vorsorgemaßnahmen sind dagegen eher mit Skepsis zu betrachten: hier ist aufgrund der sehr hohen Zahl der einer Strahlenbelastung ausgesetzten Personen ein gewisses Risiko gegeben - insbesondere, wenn die Reihenuntersuchungen sehr oft erfolgen müssen, weil sonst ihr Nutzen dadurch reduziert wird, daß zwar die Erkrankung sehr früh erkannt wird, die Wahrscheinlichkeit einer Heilung aber bereits genauso gering ist wie in einem Stadium, in dem die Krankheit ohne die Reihenuntersuchung sichtbar geworden wäre (s.u.).

13.2 Risiko-Nutzen-Analyse in der Therapie

Bei der Strahlentherapie ist basiert die Kosten-Nutzen-Analyse auf anderen Ansätzen. Hier ist davon auszugehen, daß der Patient unbehandelt ohnehin in kurzer Zeit sterben würde, ja selbst mit Behandlung nur eine - oftmals wirklich nur geringe - mittlere Überlebenszeit hat. Damit ist das Auftreten von Spätschäden nach Jahrzehnten von untergeordneter Bedeutung. Stattdessen sind die Akutschäden, die Funktionsbeeinträchtigungen und die Lebensqualität zuberücksichtigen - letztere sogar in so starker Form, daß in einigen Situationen die Quantität zugunsten der Qualität reduziert wird.

Strahlentherapie ist eine Gratwanderung. Die vollständige Tumorkontrolle ist das Ziel, die eingesetzten Dosen sind jedoch so hoch, daß es zu akuten Schäden kommen kann², ebenso wie zu Spätschäden. Unabhängig von den Nebenwirkungen der Therapie gibt es eine zweite Entscheidung: ist die Therapie kurativ (d.h. eine Heilung im Sinne von vollständiger Tumorkontrolle ist das Ziel) oder ist sie palliativ (d.h. eine Heilung ist nicht möglich, eine Strahlentherapie kann jedoch gravierende Symptome lindern - z.B. bei Hirnmetastasen können neurologische Ausfälle verhindert oder ihr Einsetzen verzögert werden, bei Skelettmetastasen können die Schmerzen gelindert und die Gefahr von Knochenbrüchen verringert werden).

Bei der palliativen Therapie ist die Kosten-Nutzen-Abschätzung insofern einfach, als daß keine Spätfolgen berücksichtigt werden müssen. Ziel kann es nur noch sein, den erwünschten Gewinn schnell und mit möglichst geringer akuter Belastung zu erreichen: die Zeit, in der der Patient durch die Behandlung beeinträchtigt ist, muß kleiner sein als die Zeit, die der Patient durch die Therapie noch gewinnen kann - dabei zählt das mehr an 'lebenswerter' Zeit stärker als das absolute mehr an Zeit. Palliative Therapie läßt sich (bei gleichem Tumor) häufig schon mit geringeren Dosen erreichen

¹ Abgesehen von der Leukämie zeigen sich durch Strahlung ausgelöste Krebserkrankungen im Schnitt erst nach 40 Jahren.

² In der Strahlentherapie werden - wenn auch fraktioniert - Dosen verwendet, die ein Vielfaches der Dosen betragen, die zur Entstehung eines akuten Strahlenschadens beitragen. Allerdings werden diese hohen Dosen in der Regel über einen geringeren räumlichen Bereich verabreicht.

als kurzzeitige Therapie: die Tumorschrumpfung und damit die Entlastung des Gewebes ist das Ziel - eine vollständige Vernichtung aller Tumorzellen ist nicht mehr sinnvoll. Daher kann schon eine Dosis am unteren Ende der Dosis-Effekt-Kurve (für ein Beispiel vergl. Abbildung 10.3) ausreichend sein. Umgekehrt ist allerdings die bestrahlte Fläche gerade bei Metastasen oftmals größer als bei einem soliden Tumor, d.h. es werden größere Bereiche des Körpers in Mitleidenschaft gezogen.

Bei der kurativen Therapie wurden bisher mögliche Spätfolgen ebenfalls kaum berücksichtigt: hier gilt es, daß Überleben zu sichern und eine vollständige Tumorkontrolle zu erreichen. Dazu muß die Dosis möglichst groß sein, die Obergrenze bilden die akuten Nebenwirkungen. Spätfolgen der Strahlentherapie werden nur insoweit berücksichtigt, als daß man den Patienten bei einer Therapie, die die Keimzellen mitbetroffen hat, empfiehlt, auf eigene Kinder zu verzichten.

In letzter Zeit mehren sich Hinweise, daß z.B. bei der Behandlung von Hodgkin's Lymphom³ mit einer Kombination aus Chemo- und Strahlentherapie zwar sehr gute Erfolge erzielt werden können (ein Teil der Patienten hat bereits 10 bis 15 Jahre überlebt), daß aber jetzt bei einem Teil dieser Langzeitüberlebenden Leukämien auftreten, von denen man eindeutig weiß, daß sie strahleninduziert sind⁴. Zur Zeit liegt der Prozentsatz dieser strahleninduzierten Leukämien nur bei 1 - 2% bei einer reinen Strahlentherapie [45]. Da die Zeitspanne zwischen Bestrahlung und Ausbruch einer Krebserkrankung Jahrzehnte betragen kann, ist nicht auszuschließen, daß dies nur die Spitze des Eisberges sind. Interessanterweise beträgt die Rate der strahleninduzierten Tumore bei einer kombinierten Chemo- und Strahlentherapie 5%, d.h. die Chemotherapie hat nicht nur die Schädigung der entarteten Zellen begünstigt (und damit die Tumorkontrollrate erhöht), sondern entweder gleichzeitig für eine größere Strahlensensibilität des umgebenden gesunden Gewebes gesorgt und damit die Ausbildung der strahleninduzierten Krebserkrankung erleichtert oder die in der Chemotherapie verwendete Substanz ist selbst kanzerogen. Aufgrund der bereits mehrfach erwähnten langen Zeitskalen zwischen Bestrahlung und Ausbildung einer Krebserkrankung kann es noch Jahrzehnte dauern, bis man diese Kopplung mit der Chemotherapie wirklich verstanden hat (es kann im Prinzip auch sein, daß im Falle der kombinierten Therapie die strahleninduzierte Leukämie, wenn sie denn auftritt, früher ausbricht, insgesamt aber seltener auftritt).

Die radiogenen Zweitumore bei Hodgkin's Lymphom sind bisher die einzigen Tumoren, von denen man sicher weiß, daß sie als Folge einer Strahlentherapie entstanden sind. Vergleicht man jedoch die langen Zeitskalen, auf denen sich ein strahleninduzierter Tumor entwickelt, mit den Überlebensraten der verschiedenen Krebserkrankungen, so ergibt sich ein Bild ähnlich wie bei der Röntgendiagnostik: (a) viele Krebserkrankungen sind aufgrund der T^4 -Abhängigkeit der Krebswahrscheinlichkeit vom Lebensalter T Alterstumore. Hier gilt direkt das auch auf die Diagnostik zutreffende Argument: ein großer Teil dieser Patienten verstirbt an der Krebserkrankung oder anderen Krank-

³Ein Lymphdrüsenkrebs, der sich von einem anfangs auf einen Lymphknoten oder eine Lymphknotengruppe beschränkten Herd sehr schnell über die Lymphbahnen ausbreitet. Daher gibt es eine Vielzahl weiterer Lymphknoten die offensichtlich oder noch nicht offensichtlich befallen sind. Die Therapie kann nicht lokal erfolgen (Entfernung oder Bestrahlung des betroffenen Lymphknotens/der Knotengruppe), sondern erfolgt durch eine Kombination aus Chemo- und Strahlentherapie. Bei der Strahlentherapie wird, je nach Stadium der Erkrankung, ein großer Teil der Lymphknoten bestrahlt.

⁴Einige Leukämieformen treten stark gehäuft im Zusammenhang mit Strahlenunfällen auf, sind in der 'Normalbevölkerung' aber kaum oder überhaupt nicht vertreten. Da bei einer großflächigen Bestrahlung der Lymphknoten auch das Knochenmark (insbesondere im Brustbein und Beckenkamm) mitbestrahlt wird, ist hier das Risiko der Entartung von Stammzellen und damit der Ausbildung einer Leukämie groß.

heiten lange bevor ein strahleninduzierter Tumor klinisch manifest würde. (b) Selbst wenn die Patienten jung genug sind in dem Sinne, daß sie bei normaler Lebenserwartung die Ausbildung eines strahleninduzierten Tumors noch erleben könnten, setzt die zu behandelnde Krebserkrankung ganz neue Maßstäbe: unbehandelt wäre die Erkrankung auf Zeitskalen von Monaten oder wenigen Jahren tödlich. Selbst mit einer massiven Bestrahlung ist die Überlebensrate begrenzt: bei Erkennung im frühesten Stadium (sehr selten) beträgt die durchschnittliche 5-Jahre-Überlebensrate beim Hodgkin's Lymphom zwar 90%, bei Erkennung in späteren Stadien jedoch nur noch 30 - 70%. Mit diesen Überlebensrate gehört Hodgkin's Lymphom bereits zu den Krebserkrankungen, die eine recht gute Prognose haben. In anderen Fällen betragen die mittleren Überlebensdauern selbst bei massiver und kombinierter Behandlung (teilweise chirurgisch, Chemo und Strahlen kombiniert) nur Monate oder wenige Jahre, so daß die Zeitskalen der Bildung strahleninduzierter Tumore weit hinter dem Planungshorizont liegen. Über diese - zwar häufig tödliche - Nebenwirkung nachzudenken ist ein Luxus, der erst dadurch entstanden ist, daß die Therapie im Sinne des Sicherns des Überlebens so erfolgreich ist⁵.

Ein durch Strahlentherapie induzierter Tumor ist eine zwar dramatische aber eher seltene Konsequenz; für die Behandlung eines Tumorpatienten wichtiger sind dagegen die unmittelbaren Strahlenfolgen. Hierbei handelt es sich um Zerstörungen von Gewebe und die Reaktion des umgebenden Gewebes auf diese Zerstörung, nicht aber um Entartungen von Zellen. Häufig auftretende Schäden betreffen

- die Haut (hohe Eintrittsdosis bei der Verwendung ultraharter Röntgenstrahlung). Schäden reichen von Rötung über Schuppung und Haarausfall zu umschriebenen Blutungen und Langzeitveränderungen der Haut im Sinne einer leichter verletzbaren Haut, auf der sich bei starker Schädigung dauerhafte Geschwüre ausbilden.
- Mundschleimhaut und Zähne (Schleimhautdefekte, aus denen Gewebsflüssigkeit oder Blut austreten und die leicht infiziert werden; Paradontose und Karies).
- Magen-Darm-Trakt: Veränderungen der Schleimhäute; durch geringere Wölbung geringere Gesamtoberfläche und damit verschlechterte Resorption von Nährstoffen; Geschwüre; Narben.
- Lunge: strahleninduzierte Lungenentzündung
- Keimdrüsen: Sterilität
- Nervensystem; Strahlenezephalitis und -myelitis, mit Spätfolgen in Form neurologischer Ausfälle (intellektuelle Defizite, psychomotorische Störungen, Lethargie, Störungen der hypothalamisch-hypophysären Regulation ...)
- Herz- und Gefäßsystem: Inelastizität des Gefäßsystems, narbige Veränderungen am Herzmuskel, Veränderungen der Reizleitung im Herzmuskel (Herzrhythmusstörungen), Herzmuskelentzündung, Risiko eines Herzinfarktes.
- Skelett: Störungen wachsender Knochen und Knorpel; beim Erwachsenen keine Nebenwirkungen (abgesehen vom Problem des u.U. mitbestrahlten Knochenmarks).

⁵Trotzdem wird natürlich darüber nachgedacht. Mit konventionellen Therapien wird aber wahrscheinlich jede Reduktion des Spättrisikos gleichzeitig mit einer Reduktion der Überlebenswahrscheinlichkeit einhergehen, so daß qualitativ andere Therapieformen benötigt werden.

Diese Akut- oder Spätreaktionen treten nur in den Geweben auf, die auch bestrahlt wurden. Je größer der zu bestrahlende Bereich, um so vielfältiger sind daher auch die Nebenwirkungen.

13.3 Nachgedanken

Als ich dieses Kapitel aufgeschrieben habe, sind mir zwei Begriffe in den Sinn gekommen: 'entmenschlichte' Medizin und Lebensqualität.

13.3.1 Entmenschlichte Medizin?

Die entmenschlichte Medizin kam mir weniger bei der Strahlentherapie in den Sinn (auch wenn das eine nahezu unmenschlich harte Therapieform ist, die sich auf dem schmalen Grad zwischen Überleben und Sterben an den Nebenwirkungen bewegt), als vielmehr bei den Anmerkungen zur Diagnostik. Hier erscheint es mir, als würde eine Röntgenaufnahme oder eine andere diagnostische Untersuchung in vielen Fällen unüberlegt gemacht. Die Idee ist nicht die Hilfe dieser Aufnahme bei der Therapieplanung oder der Prognose einer Krankheit, sondern die Motivation zur diagnostischen Maßnahme kommt aus den Bereichen⁶:

- es ist einfach und reduziert die Zeit, die auf den Patienten aufgewendet werden muß; die Aufnahme wird ja von einer Maschine erstellt. Das gilt auch dann, wenn mit konventionellen Methoden (Anamnese und eventuell Laboruntersuchung) ein ähnliches Ergebnis erzielt werden könnte⁷.
- Röntgenaufnahmen werden auch gemacht, um eine Erkrankung auszuschließen - selbst wenn man diese Erkrankung aus Anamnese und Labor bereits vorher ausgeschlossen hat. Aber man möchte ja ganz sicher gehen, vielleicht auch den Patienten beruhigen, in dem man ihm auf dem Röntgenbild zeigen kann: 'Sehen Sie, hier ist nichts.'
- Röntgenaufnahmen sind die Versicherung des Arztes gegenüber einer möglichen Fehldiagnose: 'Sehen Sie, hier auf dem alten Bild war wirklich nichts zu sehen, der Tumor hat sich erst später entwickelt.'

⁶Bei diesen Anmerkungen denke ich weniger an die Aufnahmen, die z.B. bei einem Knochenbruch gemacht werden. Darin sehe ich kein Problem, diese Aufnahmen werden wirklich für die Therapieplanung und Verlaufskontrolle benötigt und verwendet. Ich denke dabei mehr an die vielen recht aufwendigen Untersuchungen, die auf nur geringen Anfangsverdachten beruhen oder als routinemäßige Vorsorgeuntersuchungen (wie z.B. Mammographie) durchgeführt werden. Diese Untersuchungen sind nicht nur teilweise in ihrem Nutzen und ihrer Notwendigkeit zweifelhaft, sondern gleichzeitig auch in ihrer Belastung hoch - die Dosis ist groß und es werden häufig eine ganze Menge recht strahlenempfindlicher Gewebe mit bestrahlt. Es gibt sicherlich begründete Fälle, wo diese Art Untersuchung gerechtfertigt ist, aus meiner eigenen Patientenkariere und den Berichten aus meinem Umfeld drängt sich mir aber immer mehr der Verdacht auf, daß diese Untersuchungen häufig recht grundlos begonnen werden. Pauschal könnte man den Nutzen oder Unsinn einer diagnostischen Anwendung vielleicht so klassifizieren: eine diagnostische Untersuchung war dann und nur dann notwendig, wenn sich daraus Konsequenzen ergeben - im Sinne einer direkten therapeutischen Anwendung oder zumindest einer Anpassung der Lebensführung/planung.

⁷Im Zuge der Kostenersparnis ist wahrscheinlich die Röntgenaufnahme auch deutlich billiger als ein genaues Gespräch kombiniert mit Laboruntersuchungen.

Vorsorge-Untersuchungen, bei denen ein großer Teil der Bevölkerung regelmäßig einer radiologischen Untersuchung ausgesetzt wird, haben zwei Motivationen: eine epidemiologische und eine therapeutische. Klassiker war früher die Röntgenreihenuntersuchung. Ziel war eine rechtzeitige Erkennung von Tbc in Individuen, um (a) eine weitere Verbreitung zu vermeiden und (b) die Person zu heilen. Ich hab in meiner Grundschulzeit noch ein- oder zweimal an soetwas teilgenommen. Heute werden Röntgenreihenuntersuchungen nicht mehr durchgeführt, da Tbc selten geworden ist. Einen simplen 'Kratzttest' auf Antikörper im Blut gibt es zwar schon länger, er hat sich aus irgendeinem Grunde nie gegen das technisch beeindruckendere Verfahren des Röntgens durchsetzen können (wird aber heute angewandt, wenn jemand den Nachweis erbringen muß, Tbc-frei zu sein).

Heute gibt es für Screening-Verfahren eine andere Motivation, Früherkennung. Früherkennung wird häufig damit begründet, daß eine rechtzeitige Erkennung einer Tumorerkrankung die Heilungschancen vergrößert. Diese Begründung ist aus zwei Gründen problematisch. Zudem einen gibt es für die meisten Krebserkrankungen keine Heilung. Beim Wilms-Tumor der Nierenkapsel kann man davon ausgehen, daß die Krankheit geheilt ist, wenn innerhalb von zwei Jahren keine Rezidive auftreten, das ist allerdings die einzige Tumorerkrankung, bei der man meines Wissens wirklich von Heilung reden kann⁸. Bei allen anderen Tumorerkrankungen kann man nur von mittleren Überlebensdauern und Überlebenswahrscheinlichkeiten über einen bestimmten Zeitraum (in der Regel 5 Jahre, bei einigen Tumoren 2 Jahre) reden.

Früherkennung von Tumoren hat die mittleren Überlebensdauern sicherlich erhöht. Dabei ist die Rolle der durch die Früherkennung früher einsetzenden Therapie nicht ganz eindeutig: wenn sich bei der Früherkennung die mittlere Überlebensdauer z.B. um 3 Jahre erhöht, so kann das im Prinzip ausschließlich daran liegen, daß der Tumor drei Jahre gebraucht hätte, um von dem bei der Früherkennung vorliegenden Stadium bis zu dem Stadium zu wachsen, in dem er normalerweise erkannt würde. Die Früherkennung mit der früher einsetzenden Therapie hätte dann keine Verbesserung der Prognose gebracht - aber einen für den Patienten und seine Angehörigen psychisch extrem belastenden Zeitraum um genau diese drei Jahre verlängert.

Dieses negative Statement darf und soll nicht darüber hinwegtäuschen, daß Früherkennung sicherlich auch Vorteile hat: hat man einen Tumor erkannt, bevor er Metastasen gebildet hat, ist er wesentlich einfacher zu behandeln. Auch gibt es Tumore, bei denen man bei früher Erkennung große Heilungschancen hat. Aber man muß sich immer darüber im Klaren sein: jede Art von Tumor folgt ihren eigenen Gesetzen im Wachstum, in der Gefährlichkeit, in der Therapierbarkeit und letztendlich auch in der Nachweisbarkeit in den unterschiedlichen Stadien. Radiologisches Screening für alle möglichen Tumore ist daher ohnehin nicht mit vertretbarer Belastung möglich. Und Screening für Tumore, die nicht behandelt werden können, ist ohnehin ethisch nicht vertretbar⁹. Insgesamt macht Früherkennung also nur für die Krebserkrankun-

⁸Der Wilms-Tumor tritt meistens bei sehr jungen Kindern auf. Wenn es nicht innerhalb relativ kurzer Zeit, d.h. wenigen Jahren, zu einem Rezidiv kommt, kann man davon ausgehen, daß das schnell wachsende gesunde Gewebe es aus irgendeinem Grunde geschafft hat, noch verbliebene Tumorzellen zu verdrängen. Diese relativ günstige Randbedingung erlaubt es, von Heilung zu sprechen.

⁹Einige Tumorerkrankungen schreiten relativ langsam fort und können prinzipiell nicht geheilt werden. Ein Beispiel sind Plasmozytome, d.h. Entartungen von Stammzellen, die zu einer Überproduktion von großmolekuligen Eiweißen (Immunglobuline) führen und so die Fließfähigkeit des Blutes beeinträchtigen (daher beinhaltet ein Symptomkomplex Kreislauf-, Durchblutungs- und Herzrhythmusstörungen) und durch verstärkte Vermehrung dieser 'defekten' Stammzellen in die Knochen infiltrieren, was zu einer erhöhten Brüchigkeit und starken Schmerzen führt. Zur Entlastung des Skeletts wird daher großflächige Strahlentherapie vorgenommen, zusätzlich versucht man mit Chemotherapie die

gen Sinn, die mit einer geringen Belastung im Frühstadium erkannt werden können und zusätzlich mit einer deutlichen Verbesserung der Überlebensrate (und vielleicht ja auch mit geringeren Nebenwirkungen und Einschränkungen durch die Therapie) verbunden sind.

Es wird heute sehr stark über die Verwendung von Tumormarkern [23] diskutiert, d.h. von Eiweißstoffen, die spezifisch mit einem bestimmten Tumor verbunden sind: sei es, daß sie von dem Tumor erzeugt werden und im Blut des Patienten nachgewiesen werden können, sei es, daß es von außen zugesetzte Stoffe sind, die sich im Körper nur an einen bestimmten Tumor anheften und so auf dessen Existenz aufmerksam machen. Diagnostisch bringen diese Tumormarker sicherlich völlig neue Möglichkeiten (vor allen Dingen weniger belastende Verfahren). Auch therapeutisch können diese Marker möglicherweise zum Einsatz kommen, z.B. um die markierten Zellen gezielt aus dem gesamten Zellverband auszulösen¹⁰ Aber auch dort gilt die Einschränkung: wieviel Diagnostik ist sinnvoll, wenn sie nicht in eine sinnvolle Therapie münden kann?

13.3.2 Lebensqualität

Im Zusammenhang mit der Früherkennung und der Strahlentherapie fiel schon einige Male das Stichwort 'Lebensqualität'. Das Konzept der Lebensqualität ist mit dem Fortschritt der Krebstherapie immer weiter in das Bewußtsein der Öffentlichkeit gedrungen. Dabei ist es jedoch kein neues Konzept, es findet sich letztendlich bereits im hippokratischen Eid, dem Patienten keinen Schaden zuzufügen. Strahlentherapie ist jedoch mit einer Fülle direkter körperlicher Nebenwirkungen verbunden, die Kenntnis um die Grunderkrankung mit psychologischen Problemen. Traditionell wird das Ergebnis einer Krebstherapie durch die Überlebensrate ausgedrückt. Die Schwere der Nebenwirkungen hat jedoch zunehmend eine andere Frage in den Vordergrund gedrängt, die nach der Lebensqualität. Heutzutage wird die Lebensqualität in der Therapieplanung wesentlich stärker berücksichtigt.

Wenn Lebensqualität aber eine so wichtige Rolle bei der Therapieplanung spielt, daß man um ihrer Willen eine Verkürzung der Überlebenszeit in Kauf zu nehmen bereit ist, dann ist eine halbwegs objektive Definition des Begriffes sowie seine 'Messung' notwendig. Insbesondere, wenn die Therapie nicht mehr kurativ sein kann sondern nur noch palliativ ist, ist der Behandlungsplan zu wählen, der die Lebensqualität auf einem relativ hohen Niveau hält ohne gleichzeitig die Überlebensrate oder -dauer zu stark zu verringern.

Eine Übereinkunft über Lebensqualität gibt es nicht, selbst Aristoteles stellte fest, daß die Auffassungen bei der Beschreibung von Glück sehr unterschiedlich sind. Ein Modell zur Beschreibung der Lebensqualität geht zurück auf Calman (in [8]): 'the quality of life can only be described and measured in individual terms, and depends

überschießende Synthese der Immunglobuline zu reduzieren. Die Behandlung ist rein palliativ, sie kann auch nur einmal vorgenommen werden, da die überlebenden entarteten Zellen gegen Strahlen- und Chemotherapie resistent sind. Nach Behandlung beträgt die mittlere Überlebensdauer noch ca. 2 Jahre. Daher wird diese Behandlung soweit wie irgendmöglich hinausgezögert. Eine Früherkennung ist damit wertlos, da sie keinen therapeutischen Nutzen hätte bei gleichzeitiger extremer psychischer Belastung. Interessanterweise ist das Plasmozytom einer der Tumore, bei denen Strahleneinwirkung als ein (vermutlich sogar der entscheidende?) Auslöser diskutiert wird.

¹⁰Für Stammzellen beim Knochenmark hat man z.B. beim Plasmozytom, vergl. Fußnote 9, die Idee, die entarteten Zellen zu markieren und dann gezielt anhand dieses Markers aus dem Knochenmark herauszufischen. Es gab sogar Ansätze, die Marker zu magnetisieren und dann wirklich mittels eines Magnetfeldes nach Tumorzellen zu fischen. Auch wenn das etwas phantastisch klingt, macht es die Idee vielleicht recht deutlich.

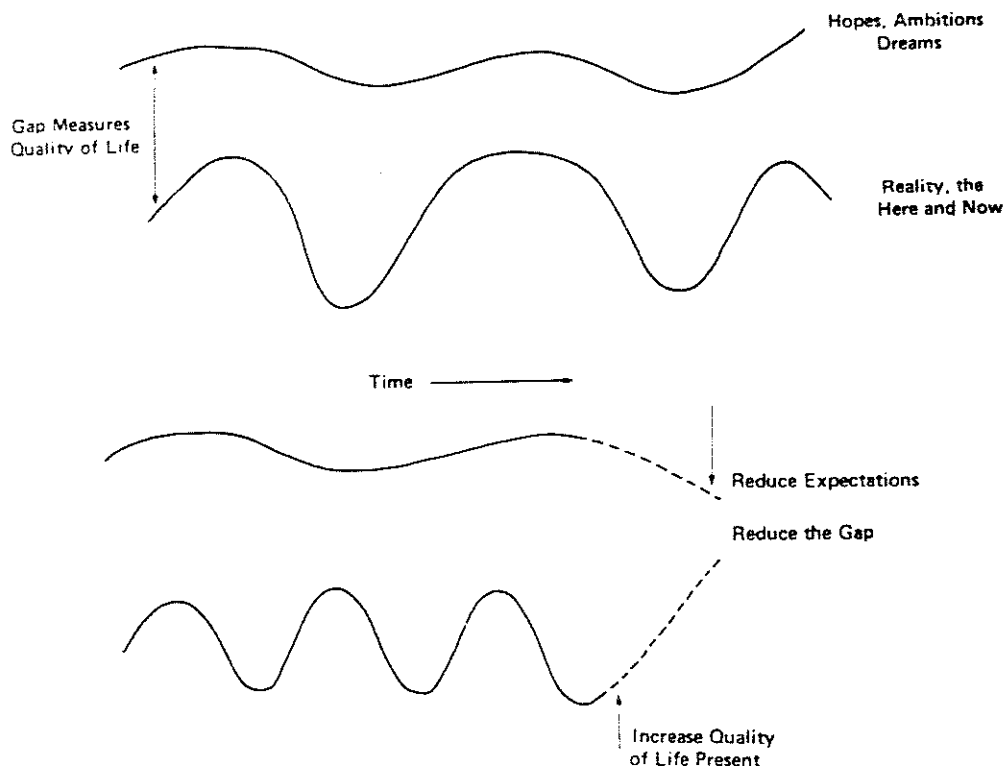


Abbildung 13.1: Die Differenz zwischen Realität und Hoffnungen und Träumen beschreibt die Lebensqualität (oben). Die Lebensqualität läßt sich erhöhen, wenn man diese Lücke verringert: durch Verbesserung der äußeren Bedingungen oder durch Reduktion der Erwartungen [8].

on past experiences and future hopes and dreams and ambitions.' Die Lebensqualität ist groß, wenn Erwartung und Erreichtes übereinstimmen, sie ist gering, wenn beide auseinanderklaffen (vergl. oberes Teilbild in Abbildung 13.1). Eine Verkleinerung der Lücke bedeutet eine Erhöhung der Lebensqualität. Dies kann durch Verbesserung der äußeren Bedingungen oder durch Reduktion der Erwartungen erfolgen (unteres Teilbild). Gerade im Falle von unheilbaren Patienten ist die Reduktion der Erwartungen ein wichtiger Faktor: diese Patienten brauchen erreichbare Ziele, um ein gewisses Maß an Lebensqualität zu erfahren.

In die Definition von Lebensqualität werden vier Bereiche einbezogen:

- psychologisches Funktionieren
- physisches und berufliches Funktionieren
- soziale Interaktionen
- physische Symptome.

Das psychologisch Funktionieren eines Menschen spielt eine wesentliche Rolle nicht nur in seinem Umgang mit der Krankheit, seiner Umwelt und sich selbst, sondern auch

in den physischen Vorgängen, die die Entstehung einer Krebserkrankung auslösen¹¹ und deren Verlauf beeinflussen können. Das Selbstbild des Patienten hat einen entscheidenden Einfluß auf seine Fähigkeit, mit der Diagnose einer Krebserkrankung umgehen zu können: einige Patienten ignorieren die Diagnose; andere sind völlig paralytisch; und andere versuchen, selbst in dieser Situation eine gewisse Kontrolle über ihr Leben zu behalten, in dem sie sich aktiv mit der Diagnose auseinandersetzen und nach Lösungsstrategien suchen und Behandlungspläne vergleichen und diskutieren, bevor sie sich für einen bestimmten Plan entscheiden. Wenn Heilung nicht mehr möglich ist, ist die Anerkennung dieser Tatsache ein wichtiger Aspekt. In der Regel erfahren die Patienten, die versuchen, aktiv an der Therapie(planung) teilzunehmen, die größere Lebensqualität, da sie ihr Leben noch (mit) in der Hand haben und sich nicht vollständig ausgeliefert fühlen. Ihre Wahrnehmung der Realität ist daher eher positiv (wodurch die Lücke kleiner wird).

Das physische und berufliche Funktionieren des Patienten läßt sich relativ objektiv feststellen. Beide sind in der Regel gekoppelt, da die physischen Beeinträchtigungen die Fähigkeit bestimmen, seinen Beruf noch vollständig oder zumindest teilweise auszuüben oder sich gegebenenfalls auf einen anderen Beruf zu orientieren.

Soziale Interaktion sind im Falle einer Krebserkrankung von zwei Seiten beeinträchtigt: (a) der Patient kann sein Selbstwertgefühl verloren haben und daher von seiner Seite Unsicherheit und Disharmonie in die sozialen Kontakte hineinbringen und (b) die Umwelt ist unsicher, wie sie mit einem Patienten mit schwerer Erkrankung umzugehen hat (das betrifft Behinderungen genauso wie Krebserkrankungen). Isolation, verstärkt durch die körperlichen Symptome und insbesondere eine verringerte Belastbarkeit, kann zu einer starken psychischen Belastung werden.

Physische Symptome sind vielleicht das, was am objektivsten zu messen ist, was am ehesten in der Therapieplanung berücksichtigt werden kann und was von vielen Nichtbetroffenen als die stärkste Reduktion der Lebensqualität empfunden wird. Allerdings bedeutet die Abwesenheit von physischen Symptomen noch lange keine hohe Lebensqualität. Aber die Fähigkeit, selbst auf sich aufzupassen (d.h. ein im wesentlichen noch selbständiges Leben zu führen), ist hier einem großen Teil der Betroffenen wichtiger als das Auftreten von starken physischen Symptomen, die jedoch Mobilität und intellektuelle Fähigkeiten unbeeinträchtigt lassen.

Um aus diesen verschiedenen Bereichen einen meßbaren Wert der Lebensqualität zu finden, sind verschiedenen Skalen und Fragebögen entwickelt worden (vergl. [8]). In jedem Therapieschema, das sich in der Erprobung befindet, muß in den USA und in England (für die BRD weiß ich es nicht) neben den objektiven Zahlen auch die Lebensqualität mit erfaßt werden. Leider gibt es noch nicht genug veröffentlichte Ergebnisse (da Lebensqualität ein sehr subjektiver Begriff ist, braucht man ein großes Patientenkollektiv, um die Qualität einer Therapie abschätzen zu können), aber interessieren tun sie mich schon: vielleicht kann man aus diesen Extremsituationen, in denen sich ja jeder einzelne an der Studie teilnehmende Patient befindet, eine ganze Menge über Menschen und ihre Wahrnehmung ihres Lebens, eben die Lebensqualität oder das Glück, lernen.

¹¹Der Zusammenhang zwischen signifikanten Ereignissen im Leben (dabei hängt die Definition eines signifikanten Ereignisses von der Persönlichkeit ab; zu signifikanten Ereignissen zählen z.B. Verlust von Angehörigen und Umzug) und einer größeren Anfälligkeit gegenüber einigen hormongesteuerten Tumoren (z.B. Brustkrebs) läßt sich über die physiologischen Reaktionen auf Angst und Schmerz modellmäßig recht gut verstehen [8].

Kapitel 14

Lösungen der Aufgaben

2.1 Gleichgewicht aus elektrostatischer Anziehung und Zentrifugalkraft liefert

$$k_o \frac{Ze \cdot e}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

mit k_o als der Coulomb-Konstante, Z der Atomzahl des Kerns und e der Elementarladung. Mit Glg. (2.3) ergibt sich daraus für den Bahnradius

$$r = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m_e^2 Z k_o}$$

Die kinetische Energie des Elektrons (relativistische Effekte brauchen nicht berücksichtigt zu werden) ist

$$E_k = \frac{1}{2} mv^2 = k_o \frac{Ze^2}{2r},$$

die potentielle Energie ergibt sich dem Coulomb'schen Gesetz (mit einer potentiellen Energie von 0 im Unendlichen) zu

$$E_p = k_o \frac{Ze}{r} (-e) = k_o \frac{Ze^2}{r},$$

und damit die Gesamtenergie (unterEinsetzen des Radius) zu

$$E = -\frac{k_o Ze^2}{2r} = \frac{-2\pi^2 k_o^2 m Z^2 e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}.$$

Damit ergibt sich für die Frequenz des emittierten Lichtes

$$f = \frac{2\pi^2 k_o^2 m Z^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right),$$

bzw. unter Verwendung der Wellenlänge

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 k_o^2 m Z^2 e^4}{ch^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Der Vorfaktor entspricht der Rydberg-Konstante

2.2 (a) $E = mc^2 = 81.99 \cdot 10^{-15} \text{J} = 0.51 \text{ MeV}$

(b) 589 000 cal, $1.54 \cdot 10^{25} \text{J}$

(c) $3.2 \cdot 10^{-14} \text{J}$, 200 000 eV, $3.11 \cdot 10^6 \text{m/s}$.

2.3 Photonenenergie: 6.2 eV, kinetische Energie 0.79 eV

2.4 (a) $6.6 \cdot 10^{-39} \text{ m}$, (b) $1.3 \cdot 10^{-34} \text{ m}$, (c) $6.6 \cdot 10^{-20} \text{ m}$, (d) 1.2 nm, (e) 1.2 fm

2.5 (a) Die Energien der einzelnen Übergänge können einfach addiert werden: $E_{L_\alpha} + E_{K_\alpha} = E_{K_\beta}$, d.h. das L_α Röntgenphoton hat eine Energie von 3.155 keV. (b) Die Differenz der Bindungsenergien in der K- und der L-Schale ist genau die Energie des K_α -Photons, d.h. die Bindungsenergie des L-Schalen Elektrons beträgt 3.524 keV.

2.6 Die Bindungsenergie wird aus der Differenz der Summe der Einzelmassen und der Gesamtmasse bestimmt. Für Eisen ergibt sich 492.3 MeV und eine Bindungsenergie von 8.791 MeV/nukl, für Uran ergibt sich eine Gesamtbindungsenergie von 1802 MeV und eine spezifische Bindungsenergie von 7.571 MeV/nukl.

2.7 Das Kernpotential ist kein vorgegebenes äußeres Potential, sondern wird von den übrigen Nukleonen erzeugt. Wenn man ein weiteres Nukleon hinzufügt, bleibt die Fermi-Energie konstant, aber der Zustand benachbarter Energieniveaus verringert sich. Die konstante Fermi-Energie ist eine Folge der konstanten Kerndichte, die Zunahme der Niveaudichte eine Folge des vergrößerten Kernvolumens. Umgekehrt bewirkt eine Entfernung eines Nukleons ein Auseinanderrutschen der Energieniveaus. Man kann durch Zuführen von jeweils 7 MeV ein Nukleon nach dem anderen aus dem Kern entfernen und wird stets ein weiteres Nukleon an der Fermi-Kante finden.

2.10 Die Energie E , die beim Zerfall ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} X + \alpha$ frei wird, berechnet sich als $E = B(\alpha) - \delta B$ mit $\delta B = B(X) - B(Y)$. Hierbei ist die Differenz in der atomaren Bindungsenergie vernachlässigt. Wenn wir die Paarungsenergie ebenfalls vernachlässigen, die sich nur wenig ändert, ergibt sich

$$E = B(\alpha) - \frac{\partial B}{\partial Z} \delta Z - \frac{\partial B}{\partial A} \delta A = B(\alpha) - 2 \frac{\partial B}{\partial Z} - 4 \frac{\partial B}{\partial A}$$

$$= B(\alpha) - 4a_v + \frac{8}{3}a_s \frac{1}{3A^{1/3}} + 4a_c \frac{Z}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{Z}{3A}\right) - a_a \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^2.$$

Einsetzen der Parameter liefert $E > 0$ falls $A \geq \sim 150$. Natürliche α -Aktivität spielt nur für A oberhalb von ungefähr 200 eine Rolle, bei kleineren Massenzahlen ist die Lebensdauer extrem lang.

3.1 (a) mit $t/\tau = 4/127$ sollte am Saturn die Leistung

$$N_o \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \cdot 5.49 \text{ MeV} \cdot 0.055 = 395 \text{ W}$$

zur Verfügung stehen. Daraus ergibt sich $N_o = 3.7 \cdot 10^{25}$ Kerne, entsprechend 14.7 kg ${}^{238}\text{Pu}$.

(b) Am Neptun ($t \approx 12\text{a}$) stand eine Leistung von 371 W zur Verfügung.

(c) Die Strahlungsleistung ist proportional zu $1/r^2$. Am Saturn würde man für 395 W eine Fläche von 2480 m^2 benötigen, am Neptun für 371 W eine Fläche von 2.34 Hektar.

- 3.2 Raumvolumen $V = 400 \text{ m}^3$, effektives Betonvolumen $V_b = 5.4 \text{ m}^3$. Damit ergibt sich für die Konzentration:

$$\rho_U = \frac{V \cdot A}{V_B \cdot \lambda_{238}} = 1.5 \cdot 10^{21} \text{ Atome/m}^3.$$

- 3.6 (a) $\lambda = 0.693/T_{1/2} = 2.97 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, (b) das ist genau die Zerfallswahrscheinlichkeit λ , (c) die Zahl der Atome in der Probe ergibt sich mit Hilfe der Avogadro-Zahl zu $3.04 \cdot 10^{15}$ Atome, die Aktivität $A = \lambda N$ ergibt sich daraus zu $9.03 \cdot 10^9 \text{ Bq}$ oder 0.244 Ci , (d) die Aktivität zerfällt ebenfalls mit einer Exponentialfunktion, nach einer Woche beträgt sie $1.5 \cdot 10^9 \text{ Bq}$.
- 3.7 Das Alter des Gesteins entspricht 6.46 Halbwertszeiten, die Zahl der aktiven Kerne ist daher um den Faktor $2^{6.46} = 88.2$ verringert worden, d.h. das ursprüngliche Gestein enthielt $88.2 \cdot N$ Atome ^{235}U .
- 3.8 Aus der Isotopentabelle lassen sich die Atomgewichte der beteiligten Isotope bestimmen. Multipliziert man die Massendifferenz mit c^2 (oder dem Umrechnungsfaktor von 931.5 MeV/amu), so ergibt sich eine Bindungsenergie E_b von 4.871 MeV . Daraus ergibt sich die Energie des α -Teilchens E_α gemäß $E_\alpha = (A - 4)/A \cdot E_b$ zu 4.785 MeV .
- 3.9 Der Zerfallsprozeß ist $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{212}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$. Die Bindungsenergie läßt sich aus der Massenbilanz bestimmen zu 28.215 MeV . Obwohl dieser Wert den für den α -Zerfall (4.781 MeV) weit überschreitet und damit für den Kern energetisch gesehen günstiger ist, beträgt die Wahrscheinlichkeit für den ^{14}C -Zerfall nur ungefähr das 10^{-9} fache der des α -Zerfalls, da die Coloumb-Barriere für das ^{14}C ungefähr dreimal so hoch und dreimal so dick ist, wie für das α -Teilchen.
- 3.10 Der Prozeß ist $^{23}_{10}\text{Na}_{13} \rightarrow ^{23}_{11}\text{Na}_{12} + e^- + \bar{\nu}$. Unter Verwendung der Atommassen ergibt sich die Maximalenergie des β -Teilchens zu 4.375 MeV . Eigentlich müßte hier noch eine kleine Korrektur angebracht werden, die den Rückstoß auf den Kern berücksichtigt. Die beobachtete Energie des Elektrons hängt davon ab, wie sich die oben gegebene Maximalenergie auf Elektron und Neutrino verteilt.
- 3.11 (a) β^- -Zerfall: $^{40}_{19}\text{K}_{21} \rightarrow ^{40}_{20}\text{Ca}_{20} + e^- + \bar{\nu}$, aus der Massendifferenz ergibt sich die freiwerdende Energie zu 1.312 MeV .
 (b) β^+ -Zerfall: $^{40}_{19}\text{K}_{21} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}_{22} + e^+ + \nu$, aus der Massendifferenz ergibt sich die freiwerdende Energie zu 0.482 MeV .
 (c) Elektroneneinfang, ϵ -Zerfall: $^{40}_{19}\text{K}_{21} + e^- \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}_{22}$, aus der Massendifferenz ergibt sich die freiwerdende Energie zu 1.504 MeV (der Unterschied zu (b) entsteht durch die Berücksichtigung des Elektrons!).
- 5.2 (a) 0.2412 nm , 5141 eV , (b) 26 eV , (c) 59.7°

Abbildungsverzeichnis

1.1	Strahlenbelastung in den USA	9
2.1	Ionisierungsarbeit	12
2.2	Bindungsenergie der Hüllenelektronen	13
2.3	Periodensystem der Elemente	14
2.4	Mosely-Gesetz	15
2.5	Charakteristische Röntgenstrahlung	16
2.6	Skalen der vier Wechselwirkungen	17
2.7	Zusammenhang zwischen Neutronen- und Protonenzahl für stabile und instabile Isotope	18
2.8	Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit von der Atommassenzahl	19
2.9	Potentialverlauf im Fermigasmodell	21
2.10	Längen- und Energieskalen im Atom	22
3.1	Zerfallsgesetz	26
3.2	Erzeugung aktiver Cu-Atome in einem Nickel-Target	27
3.3	Aktivität und dN/dt	28
3.4	Thorium-Zerfallskette	29
3.5	Aktivitäten für verschiedene Beziehungen zwischen Mutter- und Tochterisotop	30
3.6	Zerfallsarten	31
3.7	Darstellung von Zerfallstypen in der Isotopenkarte	32
3.8	Geiger-Nuttall Regel	34
3.9	α -Zerfall und Tunneleffekt	34
3.10	Energiespektrum beim β -Zerfall	35
3.11	Zerfallschema des ^{131}J	37
3.12	β -Spektrum mit Konversionselektronen	38
3.13	Natürliche Umwandlungsreihen	40
3.14	Gewebe-Eindringtiefe	42
4.1	Prinzip der Röntgenröhre	44
4.2	Erzeugung von Bremsstrahlung in der Röntgenröhre	45
4.3	Röntgenbremsstrahlungsspektren für verschiedene Erzeugerspannungen	46
4.4	Ideales und reales Röntgenspektrum	47
4.5	Prinzip einer Röntgenröhre mit Drehanode	48
4.6	Heeeffekt	49
4.7	Elektrisches Feld in einem Hohlleiter und in einer Runzelröhre ('corrugated waveguide')	49
4.8	Wanderwelle im Linearbeschleuniger	50

4.9	Stehende Welle im Linearbeschleuniger	51
4.10	Umlenk-Fokussierungsmagnet am Ende eines Linearbeschleunigers	51
4.11	Zyklotron	53
5.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	56
5.2	Massen-Schwächungskoeffizienten für Röntgen- oder γ -Strahlung in Wasser, Luft und Blei	58
5.3	Photonenenergie nach Compton-Wechselwirkung in Abhängigkeit von der Einfallenergie und dem Einfallswinkel	59
5.4	Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung für freie und gebundene Elektronen	59
5.5	Wirkungsquerschnitt	60
5.6	Abhängigkeit der Wechselwirkungsprozesse von der Photonenenergie und der Kernladungszahl	63
5.7	Relative Bedeutung der drei Prozesse in Wasser und Blei	64
5.8	Energieabhängigkeit der Streustrahlrichtung	65
5.9	Aufbaueffekt und Dosismaximum	66
5.10	Bethe-Bloch in Abhängigkeit von Energie und Teilchensorte	67
5.11	Bethe-Bloch im medizinisch interessanten Bereich	68
5.12	Maximale Reichweite ionisierender Teilchen in Wasser	69
5.13	Reichweiten in Biomaterie	70
5.14	Reichweiten in Luft	71
5.15	Braggkurve eines α -Teilchens in Luft	72
5.16	Reichweitenverteilung für schwere Teilchen in Materie	72
5.17	Bahnen von α -Teilchen und Elektronen in Materie	73
5.18	Pfadlänge und Eindringtiefe von Elektronen in Wasser	74
5.19	Massenbremsvermögen für Wasser und Wolfram als Funktion der Elektronenenergie	75
6.1	Aufbau einer Zelle	81
6.2	Zellteilung	83
6.3	Struktur der DNS	85
6.4	Räumliche Struktur des DNS-Doppelstranges	86
6.5	Replikation der DNS durch Teilung	87
6.6	Strahlenempfindlichkeit innerhalb des Zellzyklus	88
6.7	Dosis-Effektkurven für verschiedene Phasen im Zellzyklus	89
6.8	Zeitlicher Ablauf der biologischen Strahlenwirkung	90
6.9	Direkte und indirekte Strahlenwirkung	91
6.10	Dosis-Wirkungsbeziehung	96
6.11	Linear-Quadratisches Modell der Zellüberlebenskurve	97
6.12	Sauerstoffeffekt	99
6.13	Abhängigkeit des Sauerstoffeffekts vom LET	100
6.14	Abfall der Lymphozytenzahl und Schwere der Strahlenkrnakheit	101
6.15	Genetische Informationsübertragung	103
6.16	Entwicklung eines Doppelstrangbruches aus einem Einzelstrangbruch	105
7.1	Energiedosis: auftreffende und absorbierte Strahlung	109
7.2	Warnung zum Dosisbegriff: Teilkörper- und Ganzkörperbestrahlung	110
7.3	$1 + 1 \neq 2$	111
7.4	Ionisationsdichte entlang der Teilchenspur	112

7.5	RBW in Abhängigkeit vom LET	114
7.6	Gasgefüllter Detektor	119
7.7	Bereiche eines Gaszählers	120
7.8	Proportionalzähler	121
7.9	Festkörperspurdetektoren	125
7.10	Halbleiterdetektor	126
7.11	Füllhalterdosimeter	127
7.12	Filmdosimeter	127
8.1	Bildgebende Verfahren in verschiedenen Wellenlängenbereichen	131
8.2	Absorption von Photonen in verschiedenen Geweben in Abhängigkeit von der Strahlenergie	132
8.3	Absorption monoenergetischer Röntgenstrahlung in verschiedenen Körpergeweben	133
8.4	Bremsstrahlungsspektrum und effektive Energie	134
8.5	Schwärzungskurve für Röntgenfilm	136
8.6	Zählstatistik im Film	137
8.7	Streustrahlung beim Röntgen	138
8.8	Funktion eines Streustrahlrasters	139
8.9	Geometrie zur Reduktion von Streustrahlung	140
8.10	Verschlechterung des Auflösungsvermögens und Kontrastes durch Verstärkerfolien	141
8.11	Abbildungsgröße und Fokusabstand	142
8.12	Abhängigkeit des Kontrastes vom Objekt-Film-Abstand	143
8.13	Röntgenscanner	144
8.14	Dosisverteilung im Körper bei Röntgenaufnahmen	147
8.15	Schattenspiele	149
8.16	Abtastverfahren bei der Computer-Tomographie	150
8.17	Strahlengang im Computer-Tomographen	151
8.18	Ziele der CT: Bestimmung der Absorption in Einheitszellen	152
8.19	Kontrastanreicherung durch Dehnung	154
8.20	Beim CT-Scan erhaltene Originaldaten	155
8.21	Verfahren der Rückprojektion	156
8.22	Rückprojektion II, Identifikation zweier Pixel	157
8.23	Iterative Rekonstruktion eines Schichtbildes	159
8.24	Teilvolumeneffekt	160
8.25	Tiefendosisverteilung beim CT innerhalb einer Schicht	161
8.26	Anatomische Studien	162
8.27	Konfiguration einer PET-Kamera zur Aufnahme einer Einzelschicht	164
8.28	Vergleich von Transmissions- und Emissions-Computer-Tomographie	166
8.29	Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Geweben	167
9.1	Cold- und Hot-Spots in der Szintigraphie	172
9.2	Sequenz-Szintigraphie: Durchblutung und Blutmenge	174
9.3	Nierenfunktionsuntersuchung	174
9.4	Radionuklidgenerator	175
9.5	Kollimator bei der Gammakamera	179
9.6	Fokussierter Kollimator für Schichtaufnahmen	180
9.7	Eisenkinetik einzelner Organe	182

9.8 Erythrozytenlebensdauer und -abbau	183
10.1 Gut- und bösartiger Tumor	187
10.2 Gompertz-Kurve	189
10.3 Tumorkontrollrate und Dosis	191
10.4 Tumorkontrolle und Komplikationshäufigkeit	192
10.5 Protrahierung	193
10.6 Prinzip der Fraktionierung	194
10.7 Fraktionierung mit erfolgreichem und erfolglosem Ausgang	195
10.8 Strahlenresistenz	197
10.9 Kontakt- und Teletherapie	199
10.10 Tiefendosisverlauf für verschiedene Photonenenergien	201
10.11 Dosisquerprofil	202
10.12 Isodosenverteilung	203
10.13 Abhängigkeit der Tiefendosisverteilung von der Breite des Strahlungsfeldes	204
10.14 Isodosenlinien, Oberflächentherapie	204
10.15 Dosisverteilung bei Gegenfeldbestrahlung	205
10.16 Prinzip der Mehrfelderbestrahlung	206
10.17 Isodosen bei Rotationsbestrahlung	208
10.18 Pendelbestrahlung, Prinzip	209
10.19 Tiefendosiskurven bei Pendelbestrahlung	210
10.20 Bestrahlungstechniken	211
10.21 Isodosen bei zwei Strahlungsfeldern mit Keilfiltern	211
10.22 Ausgleich von Unebenheiten in der Körperkontur	212
10.23 Keilfilter in einem 4 MV Photonenstrahl	213
10.24 Isodosen mit Kompensator im Halsbereich	214
10.25 Therapeutische Eigenschaften verschiedener Strahlenarten	215
10.26 Photonen- vs. Protonentherapie	215
10.27 Tiefendosisverläufe in Gewebe für verschiedene Strahlenarten	216
10.28 Konventionelle und konformale Strahlentherapie	217
10.29 Vorteil der konformalen Therapie beim Schutz empfindlicher Organe	217
10.30 Aufweitung des Braggpeaks in einem modulierten Protonenstrahl	219
10.31 Reichweitenmodulation	219
10.32 Dosisverteilung Protonen und Photonen	220
10.33 Knochen als Inhomogenität im Strahlengang eines Photonen- und eines Protonenstrahls	221
10.34 Teflonfolie im Strahlengang	222
10.35 Tiefendosisverlauf von Elektronen und elektromagnetischer Strahlung	223
10.36 Isodosen für eine Kette von 5 Punktquellen und eine Nadel	225
10.37 Isodosen für vier Iridium-Nadeln	226
11.1 Ablauf einer Monte-Carlo-Simulation, Beispiel GEANT	230
11.2 Galton-Brett	232
12.1 Stochastische und deterministische Schäden	234
12.2 Leukämie bei Atombombenüberlebenden	235
12.3 Verschiedenen belastungen und Grenzwerte	236
12.4 Einfluß des Alters auf die Latenzzeit bei Ausbildung von Leukämien in Atombombenüberlebenden	237
12.5 Brustkrebsrate nach Strahlentherapie	238

12.6 Schilddrüsenkrebs nach Bestrahlung	240
12.7 Verschiedene Modelle zur Abschätzung des Risikos eines strahleninduzierten Krebstodes	241
12.8 Verschiedene Dosis-Effekt-Kurven	242
12.9 Strahleinduzierte Krebsfälle und spontane Krebsfälle im absoluten und relativen Risikomodell	243
13.1 Modell zur Lebensqualität	253

Tabellenverzeichnis

1.1	Strahlenexposition in der BRD	7
2.1	Quantenzahlen	12
2.2	Die vier Wechselwirkungen	17
3.1	Energiefreisetzung für verschiedene Zerfallsarten von ^{232}U	33
3.2	Beispiele für α -Strahler	35
3.3	Beispiele für β -Zerfall	36
3.4	Kernreaktionen nach Beschuß mit energiereichen Teilchen	39
3.5	Strahlungsarten, -eigenschaften, -abschirmung	41
5.1	Massenabschwächungskoeffizienten, Beispiele	63
6.1	Bindungsenergie chemischer Bindungen	79
6.2	Früh und spät reagierende Gewebe	98
6.3	Empfindlichkeit der Körperzellen gegenüber Strahlenschäden	98
6.4	Akuter Strahlenschaden	101
7.1	Dosisbegriffe	109
7.2	Qualitätsfaktoren	112
7.3	LET in Standardgewebe in Abhängigkeit von Teilchenenergie und -sorte	113
7.4	Organwichtungsfaktoren	115
7.5	Strahlenschutzbereiche	117
7.6	Strahlungseffekte, die in Nachweis und Messung verwendet werden	118
7.7	Energien zur Erzeugung von Ionenpaaren in Gasen	119
7.8	Szintillatormaterialien mit ihren Eigenschaften	122
7.9	Materialien für Cerenkov-Zähler	123
7.10	In der Dosimetrie verwendete Detektoren	128
8.1	Strahlenbelastung der Keimdrüsen bei Röntgenaufnahmen	148
8.2	Hounsfield- oder CT-Nummern	153
8.3	Einfluß der Positronenreichweite auf das Auflösungsvermögen	163
8.4	Halbwertszeiten einiger Positronenemitter	163
8.5	Übersicht über bildgebende Verfahren in der Medizin	169
9.1	Hot- und Cold-Spot-Szintigraphie: Anwendungsbeispiele	173
9.2	Gängige Radiopharmaka	176
9.3	Gammastrahler: Halbwerttiefe	177
9.4	Herstellung und Zerfall gebräuchlicher Radionuklide	178

9.5 Strahlenbelastung bei nuklearmedizinischen Untersuchungen	181
10.1 Unterschiede zwischen gut- und bösartigen Tumoren	188
10.2 Proliferationsaktivität unterschiedlicher Tumore	190
10.3 Natürliche Strahler in der Therapie	224

Literaturverzeichnis

- [1] Allkofer, O.C., 1971: *Teilchendetektoren*, Thiemig, München
- [2] Barrett, H.H., and W. Swindell, 1981: *Radiological Imaging: The theory of image formation, detection and processing. Vol. II*, Academic Press, New York
- [3] Barrow, J.D., 1992: *Theorien für Alles*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg
- [4] Bether, H.A., 1936: *Rev. Mod. Phys.* **8**, 139
- [5] Bentel, G.C., 1992: *Radiation therapy planning*. MacMillan, New York
- [6] Bigelow, R., M. Moloney, J. Philpot, and J. Rothberg, for CUSP - Consortium for Upper-level Physics Software, 1995: *Nuclear and Particle Physics Simulations*, Wiley, New York
- [7] Bohuslavizki, K.H., 1995: Strahlenschäden und ihre Behandlung, *Unterlagen zum großen Strahlenschutzkurs IV*, Strahlenschutzseminar an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
- [8] Bomford, C.K., I.H. Kunkler, and S.B. Sherriff, 1993: *Walter and Miller's Textbook of radiotherapy*, Churchill Livingstone, Edinburgh
- [9] Bonnett, D.E., 1991: The role of protons in radiotherapy, *Proc. 1990 Int. Conf. on Applications of Nuclear Techniques* (eds. G. Vourvopoulos and T. Paradellus), World Scientific, Singapore, p. 109 - 130
- [10] Bushong, S.C., *Magnetic resonance imaging - physical and biological principles*, Mosby
- [11] Brix, F., 1989: *Blenden- und Kompensatortechnik in der Strahlentherapie*, Thieme, Stuttgart
- [12] Cember, H., 1996: *Health Physics*, McGraw-Hill, New York
- [13] Coughlan, G.D., and J.E. Dodd, 1984: *The ideas of particle physics*, Cambridge University Press, Cambridge
- [14] Damasio, H., 1995: *Human brain anatomy in computerized images*, Oxford University Press, Oxford
- [15] Davies, P., and J.R. Brown (Hrsg.), 1992: *Superstrings*, dtv
- [16] de Rulaja, A., 1981: *Physics Today* (July), 17

- [17] Disput: Wieviele Tote durch Röntgenstrahlen?, *Bild der Wissenschaft* 11/1995, 112
- [18] Dörschel, B., V. Schuricht, and J. Steuer, 1992: *Praktische Strahlenschutzphysik*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg
- [19] Dyson, N., 1993: *Radiation physics with applications in medicine and biology*, Ellis Horwood, New York
- [20] Ebert, H. (Hrsg.), 1978: *Physikalisches Taschenbuch*, Vieweg, Braunschweig
- [21] Foley, J.D., A. van Dam, S. feiner, and J. Hughs, 1990: *Computer graphics: principles and practice*, Addison-Wesley, Reading, Ma
- [22] Galton, F., 1900: Analytic portraiture, *Nature* 62, 320
- [23] Garrett, C.T., and S. Sell, (Hrsg.), 1995: *Cellular cancer markers*, Humana Press, Totowa NJ
- [24] Glaser, R., 1996: *Biophysik*, UTB-G. Fischer, Jena
- [25] Goretzki, G., 1987: *Medizinische Strahlenkunde*, Urban & Schwarzenberg, München
- [26] Hellwege, K.H., 1974: *Einführung in die Physik der Atome*, Springer, Berlin
- [27] Herman, G.T., 1980: *Image reconstruction from projections: the fundamentals of computer tomography*, Academic Press, New York
- [28] Herman, G.T., J. Zheng, and C.A. Bucholtz, 1992: Shape-based interpolation, *IEEE Comp. Graph. Appl.* 12(3), 69
- [29] Hermann, J., 1992: *Nuklearmedizin*, Urban & Schwarzenberg, München
- [30] Heyde, K., 1994: *Basic ideas and concepts in nuclear physics*, Inst. of Physics Publishing, Bristol
- [31] ICPR - International Commission on Radiological Protection, 1978: *Ermittlung der Körperdosis bei beruflich Strahlenexponierten Personen nach Inkorporation radioaktiver Stoffe — Abschätzung der Körperdosis nach sich wiederholenden oder länger andauernden Aufnahmen radioaktiver Stoffe*, ICPR-Hefte 10 & 10a, G. Fischer, Stuttgart
- [32] ICPR - International Commission on Radiological Protection, 1978: *Empfehlungen der internationalen Strahlenschutzkommission*, ICPR-Heft 26, G. Fischer, Stuttgart
- [33] Kamke, D., and W. Walcher, 1982: *Physik für Mediziner*, Teubner, Stuttgart
- [34] Kapit, W., R.I. Macey, and E. Meisami, 1992: *Physiologie-Malatlal*, Arcis, München
- [35] Kiefer, H., and W. Koelzer, 1987: *Strahlen und Strahlenschutz*, Springer, Berlin
- [36] Köhnlein, W., H. Traut, and M. Fischer (Hrsg.), 1989: *Die Wirkung niedriger Strahlendosen: biologische und medizinische Aspekte*, Springer, Berlin

- [37] Koepp, R., and T. Koepp-Schewyrina, 1996: *Tschernobyl*, Teubner, Stuttgart, und vdf-Hochschulverlag an der ETH Zürich
- [38] Koolman, J., and K.-H. Röhm, 1994: *Taschenatlas der Biochemie*, Thieme, Stuttgart
- [39] Krane, K.S., 1988: *Introductory nuclear physics*, J. Wiley, New York
- [40] Krane, K.S., 1996: *Modern physics*, J. Wiley, New York
- [41] Ladik, J., and W. Förner, 1994: *The beginnings of cancer in the cell*, Springer, Berlin
- [42] Leach, M.O., 1987: The physical basis of NMR studies measuring physiological function and metabolism, in *Functional studies using MNR* (eds. V.R. McCready, M.O. Leach, and P.J. Ell), Springer, London
- [43] Leitgeb, N., 1990: *Strahlen, Wellen, Felder*, Thieme, Stuttgart
- [44] Lenné, H., 1995: Strahlenphysikalische Grundlagen, natürliche und künstliche Strahlenexposition, Meßtechnik etc., *Unterlagen zum großen Strahlenschutzkurs IV*, Strahlenschutzseminar an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
- [45] Lindner, H., and P. Kneschaurek, 1996: *Radioonkologie*, Schattauer, Stuttgart
- [46] Lowey, E.H., 1995: *Ethische Fragen in der Medizin*, Springer, Wien
- [47] Meinel, R., G. Neugebauer, and H. Steudel, 1991: *Solitonen*, Akademie Verlag, Berlin
- [48] Mödder, Gynter, 1988: *Leben mit Strahlen*, Bund-Verlag, Köln
- [49] Natterer, S., 1986: *The mathematics of computerized tomography*, Wiley, New York
- [50] NCRP Report No. 93, 1987: *Ionizing radiation exposure of the population of the United States*, National Council on Radiation Protection and Measurement, Bethesda, Md.
- [51] Passarge, E., 1994: *Taschenatlas der Genetik*, Thieme, Stuttgart
- [52] Posner, M.I., and M.E. Raichle, 1996: *Bilder des Geistes - Hirnforscher auf den Spuren des Denkens*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg
- [53] Povh, B., K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche, 1995: *Teilchen und Kerne*, Springer, Berlin
- [54] Psychrembel, 1986: *Wörterbuch der klinischen Medizin*, de Gruyter, Berlin
- [55] Radon, J., 1917: Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten, *Ber. Verh. Sächs. Akad. Wiss. Leipzig, Math. Phys.* K1 69, 262
- [56] Raya, S., and J. Udupa, 1990: Shape-based interpolation of multidimensional objects, *IEEE Trans. Med. Imaging*, 9(1), 564

- [57] Robb, R.A., 1995: *Three-dimensional biomedical imaging*, VCH, Weinheim
- [58] Sauer, R., 1993: *Strahlentherapie und Onkologie*, Urban & Schwarzenberg, München
- [59] Sauter, E., 1971: *Grundlagen des Strahlenschutzes*, Siemens AG, München
- [60] Scherer, E., C. Steffen, and K.-R. Trott (Eds.), 1990: *Radiation exposure and occupational risk*, Springer, Berlin
- [61] Schicha, H., 1993: *Nuklearmedizin*, Schattauer, Stuttgart
- [62] Segré, E., 1977: *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York
- [63] Shapiro, J., 1981: *Radiation Protection*, Harvard University Press, Cambridge
- [64] Siegbahn, K. (ed.), 1965: *α -, β - und γ -ray spectroscopy*, North Holland Publ., Amsterdam
- [65] SSK - Veröffentlichungen der Strahlenschutzkommission, 1986: *Berechnungsgrundlage für die Ermittlung der Körperdosen bei äußerer Strahlenexposition durch Photonenstrahlen — Berechnungsgrundlage für die Ermittlung von Körperdosen bei äußerer Strahlenexposition durch Elektronen, insbesondere durch β -Strahlung*, SSK Band 3, G. Fischer, Stuttgart
- [66] Stolz, W., 1985: *Messung ionisierender Strahlung*, vch, Weinheim
- [67] Stolz, W., 1996: *Radioaktivität*, Teubner, Stuttgart
- [68] Streffer, C., 1969: *Strahlen-Biochemie*, Springer, Berlin
- [69] Tait, W.H., 1980: *Radiation detection*, Butterworths, London
- [70] Turner, J.E., 1995: *Atoms, radiation, and radiation protection*, J. Wiley, New York
- [71] United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, 1986: *Genetic and somatic effects of ionizing radiation*, United Nations, New York
- [72] Voet, D., and J.G. Voet, 1995: *Biochemistry*, Wiley, New York
- [73] Vogel, H., 1995: *Gerthsen Physik*, Springer, Berlin
- [74] Webb, S., 1981: Reconstruction of cross-sections from transmission projections: a short simplified review and comparison of performance of algorithms, in *Physical Aspects of Medical Imaging* (eds. M. Moores, R.P. Parker and B. Pullan), Wiley, New York
- [75] Webb, S. (ed.), 1988: *The physics of medical imaging*, Institute of Physics Publishing, Bristol
- [76] Webb, S., 1993: *The physics of three-dimensional radiation therapy*, Institute of Physics Publishing, Bristol
- [77] Weizsäcker, C.F. von, 1935: *Z. Phys.* 96, 431
- [78] Wilke, T., 1996: Kamikaze in der Zelle, *Bild der Wissenschaft*, 5/96, 24
- [79] Wolbarst, A.B., 1993: *Physics of radiology*, Prentice-Hall Internat., London

Index

- Abschwächungskoeffizient 62
 - Energie 62
 - linearer 61
 - Massen 61, 62
- Absorptionsgesetz 60
- Äquivalentdosis 111
 - effektive 113
- Afterloading 225
- Aktinide 13
- Aktinon 39
- Aktivität 26
 - partielle 27
- Allelen 79
- Anregung 11
- Anti-Onkogen 103
- Apoptose 95
- atomare Masseneinheit (ame) 16
- Atommodell, Bohr'sches 10
- Aufbau-Effekt 64, 65
- Auflösungsvermögen 135, 139, 141, 163
- Auger-Elektronen 37
- Ausgleichskörper 212, 213
- Ausschließungsprinzip, Pauli'sches 13

- Backpulver 41
- Balmer-Serie 11
- Bateman Gleichungen 29
- beam hardening 46
- Bequerel (Bq) 26
- Bestrahlung
 - Bewegungs-B. 207
 - Einzelfeld-B. 203
 - Gegenfeld-B. 206, 207
 - Konvergenz-B. 209
 - Kreuzfeuer-B. 206, 207
 - Mehrfeld-B. 206, 207
 - Pendel-B. 208
 - Rotations-B. 208
 - Stehfeld-B. 203
- Betatron 52

- Bethe-Bloch 65
 - Gleichung 66
 - graphische Darstellung 67, 68
- Bewegungsbestrahlung 207
- Bindungsenergie 12, 19
 - chemische
 - Elektronen in der Hülle 12, 13
 - Nukleonen im Kern
- biologische Wirksamkeit, relative RBW
 - 111, 112
- Bolus 212
- Brachytherapie 193, 224
- Braggkurve 69, 72
- branching ratios 27
- Bremsstrahlung 10, 44
 - Bremsstrahlungsschwanz 224
 - Bremsstrahlungsspektrum 46

- Caesium-137 37
- Cerenkov-Zähler 123
- Chromatid 84
- Chromosom 79, 84
- Codon 103
- Compound-Kerne 177
- Compton-Effekt 57
 - Vorwärtsstreuung 65
 - Compton-Wellenlänge 57
- Comptonwellenlänge 57
- Computer-Tomographie (CT) 148ff
 - Abtastverfahren 149, 150
 - Aufbau 151
 - Auflösungsvermögen 169
 - CT-Zahl 151-153
 - 3D-Darstellung 160
 - Interpolation 160
 - Generationen 149, 150
 - Hounsfield-Zahl 151-153
 - iterative Rekonstruktion 159
 - Linienintegral 154
 - Rekonstruktion des Schnittbildes 153

- gefilterte Rückprojektion 155-158
 - iterative Verfahren 159
 - Rückprojektion 154
- Rückprojektion 154ff
 - gefilterte 155-158
- Strahlenbelastung 161
- Strahlsumme 154
- Teilvolumeneffekt 160, 161
- Tiefendosisverteilung 161
- corrugated waveguide 50
- Curie (Ci) 26
- Cut-and-Catch Modell 93

- de Borglie-Wellenlänge 15
- Desoxyribonukleinsäure (DNS) 84
- Doppelstrangbruch 92
- Dosimeter 126
 - Fimplakette 126
 - Fingerring-D. 124
 - Füllhalter-D. 126
 - Stab-D. 126
- Dosis 108ff
 - Äquivalent-D. 111
 - Austritts-D. 116
 - Begriffe 108ff
 - Definition 108
 - effektive Äquivalent-D. 113
 - Einfall-D. 114
 - Energie-D. 109
 - Ganzkörper-D. 110
 - Herd-D. 115
 - Herdraum-D. 116
 - Integral-D. 116
 - Ionen-D. 109
 - KERMA 109, 136
 - Maximal-D. 115
 - Oberflächen-D. 115
 - Referenz-D. 115
 - Streuzusatz-D. 115
 - Teilkörper-D. 109
 - Zielvolumen-D. 115
- Dosis (Strahlenbelastung)
 - hohe 236
 - mittlere 236
 - niedrige 236
- Dosis-Effekt-Kurven 95, 241, 242
 - Dosisleistung 115
- Dosisumrechnungsfaktor 110
- effektive Äquivalentdosis 113

- Eindringtiefe 61
 - elektromagnetische Strahlung 62, 175, 177
 - Elektronen 74
- Einzelfeldbestrahlung 203
- Einzelstrangbruch 92
- Elektivität 191
- Elektronenvolt (eV) 11
- Elkind-Erholung 94
- endoplasmatisches Retikulum 80
- Energie-Abschwächungskoeffizient 62
- Energiedosis 109
- energiereiche Strahlung
 - Definition
- Energieverlustbeziehung 65
- Exon 104
- Exzisionsrepair 93

- Fermi-Dirac Statistik 21
- Fermigas-Modell 20
- Fermionen 18
- Fermi's goldene Regel 36
- Fermi-Thomas-Modell 66
- Festkörperionisationskammer 125
- Festkörperspurdetektor 124
- Fraktionierung 192, 193
- Filmdosimeter 126
- Fingerringdosimeter 124
- Freigrenze 116
- Füllhalterdosimeter 126

- Ganzkörperdosis 110
- gasgefüllte Detektoren 118
- Gegenfeldbestrahlung 206, 207
- Geiger-Müller-Zähler 122
- Geiger-Nuttall-Regel 33
- Gen 79
- Generatoren, radiothermische (RTG) 42
- Gleichgewicht 31
 - sekuläres 31
 - transientes 31
- Goldene Regel 36
- Golgi-Apparat 80
- Gompertz-Kurve 188
- Graustufen 145, 152

- Hadronen 17
- Halbleiterdetektoren 125
- Halbwerttiefe 62, 175, 177
- Halbwertszeit 26, 171, 172

- biologische 171
- effektive 172
- physikalische 171
- healthy worker effect 239
- Heel-Effekt 48
- hot spots 115, 205, 207
- Hounsfield-Zahlen 151, 152, 153
- Hüllenelektron, Einfang eines 35
- Hyperthermieeffekt 196
- Interphase 82
 - Interphasetod 95, 197
- Intron 104
- Ionendosis 109
- Ionisation 11
- Ionisationskammer 119
- Ionisationspotential 11
- Ionisierungsarbeit 12
 - mittlere 66
- Isobare 18
- Isodosen 116
- Isodiophere 18
- Isomere 18
 - Übergänge 37
 - Zustände 37
- Isotope 18
- Isotone 18
- Kalium-40 41
- Keilfilter 212
- Kenndosisleistung 115
- KERMA 109, 136
- Kernmodelle 20
 - Fermigas-Modell 20
 - Schalenmodell 21
 - Tröpfchenmodell 20
- Kernphotoeffekt 60
- Kernreaktionen 38
- Kernspaltung, spontane 38
- Koloniebildungsmodell 191
- Kompensationsfilter 212, 213
- Kontrast 143,
 - Kontrastanreicherung 145, 153, 154
 - Kontrastdehnung 153, 154
- Kontrastmittel 145
- Konvergenzbestrahlung 209
- Konversion
 - interne 37
 - Konversionselektron 37
- Kosten-Nutzen-Analyse
 - Diagnose
 - Therapie
- Kreisbeschleuniger 50, 52
- Kreuzfeuerbestrahlung 206, 207
- Lanthanide 13
- Latenzzeit 233, 237
- Lebensqualität 247, 252
- Leptonen 18
- LET 66, 113
- Linearbeschleuniger 48, 50
- linearer Energietransfer LET 66, 113
- linear quadratisches Modell 95
- Linienintegral 154
- Linienspektrum 11
 - empirische Formel 11
 - Feinstruktur 12
- Lyosomen 80 Lumineszenzlicht 123
- magische Zahlen 19
 - doppelt-magische Zahlen
- Massenabschwächungskoeffizient 61
- Massenbedeckung 61
- Massendefekt 19
- Masseneinheit, atomare 16
- Massenformel, semi-empirische 20
- Massenformel, Weizsäcker- 20
- mass unit, atomic 16
- Megavolttherapie 48, 198ff
- Mehrfeldbestrahlung 206, 207
- Mehrtrefferprozesse 92
- metastabile Zustände 37
- minimalionisierend 67
- Mittelwert 137
- Mitochondrien 79
- Mitose 82, 189
- Monte-Carlo-Simulation 229
- Mosely-Gesetz 15
- mRNS 87
- Mutation 93, 234
 - genetische 234
 - somatische 234
- Neutrino 36
- Neutronen 6, 75
 - verzögerte 38
 - Nachweis 125
 - Wechselwirkung 75
- Nukleolus 79
- Nukleonenemission 38

- Nuklide
 - Mutter- 28, 175
 - Tochter- 28, 175
- Onkogen 103
- Organellen 78
- Organgewichtungsfaktoren 115
- p53 95, 105
- Paarerzeugung 57
- palliativ 102
- Pauli-Prinzip 13
- Pendelbestrahlung 208
- Periodensystem 13
- Photoeffekt 55
 - innerer 15, 37
- Pixel 145
- Plasmamembran 78
- Plastikdetektor 124
- Poisson-Statistik 137
- Positron 60
 - Reichweite 163
- Positronen-Emissions-Tomographie (PET)
 - 162ff
 - Auflösungsvermögen 163
 - Positronenemitter 163
 - Reichweite d. Positronen 163
- Projektion, gefilterte 154ff
- Proportionalzähler 121
- Protrahierung 192, 193
- Punktmutation 93
- Qualitätsfaktor q 111
- Quantenzahlen 12
- Quasischwellendosis 96
- Radiosensitizer 198
- Radon 8, 39
 - Aktinon 39
 - Thoron 39
- Reichweite 67ff
 - Elektronen 74, 135
 - Positronen 163
 - schwere Teilchen 69ff, 218
 - in Knochen 70
 - in Luft 71
 - in Muskel 70
 - in Wasser 69
- relative biologische Wirksamkeit RBW
 - 111, 112
- Reparaturmechanismen 93
- Retikulum, endoplasmatisches 80
- Ribosomen 79
- Risikomodell 244
 - absolutes Risiko 244
 - relatives Risiko 244
- Risiko-Nutzen-Analyse
 - Diagnose 245
 - Therapie 247
- RNS 79
- Röntgenaufnahme 130
 - Dosisverteilung 147
 - R.-Film 135, 136
 - Strahlenbelastung 146
 - genetisches Risiko 146
 - Keimdrüsen 148
 - zusätzliche Krebsfälle/mSv 146
- Röntgenbildverstärker 144
- Röntgenscanner 144
- Röntgenspektrum
 - Äquivalentenergie 134
 - effektive Energie 134
- Röntgenstrahlung
 - R.-bremsstrahlung 44
 - R.-bremsstrahlungsspektrum 46
 - charakteristische 15, 37, 46
 - R.-Röhre 44
 - ultraharte 48
- Rotationsbestrahlung 208
- Rückprojektion 154ff
 - gefilterte 155-158
- Runzelröhre 50
- Rutherford (R) 26
- Sauerstoffeffekt 99
- Schalenmodell 21
 - Atom 10
 - Kern 21
- Schwärzungskurve 136
- Schwellendosis 234, 236, 241
- Schwellenwert 7
- Sekundärelektronen 64
- Sicherheitsbereich 186, 188
- Siebbestrahlung 213
- Skip-Scan-Technik 209
- SPECT 165, 166
- Spiegelkerne 18
- Standardabweichung 137
- Stehfeldbestrahlung 203

- Strahlenkrankheit, akute 100
Strahlenschaden 234f
 deterministischer 234
 nicht-stochastischer 234
 stochastischer 234
 teratogener 234
Strahlenschutzsubstanzen 197
Strahlsumme 154
Strahlung 6
 energiereiche 6
 Definition 6
 ionisierende 6
 nicht-ionisierende 7
Strahlenexposition 8, 9
 künstliche 8
 natürliche 8
 durch Röntgen 8, 146, 161
 in den USA 9
Strahlenwirkung
 direkte 91
 indirekte 92
Streukoeffizient 62
Streustrahlung 138
Streustrahlraster 139
Streuung 55, 62, 65, 67
 elastische 55
Subtraktionsangiographie 145
Szintigramm 170, 172
Szintigraphie 172ff
 cold spot 173
 Funktions-S. 173
 hot spot 173
 Sequenz-S. 173
 statische 172
Szintillator 122

Teilkörperdosis 110
Teilvolumeneffekt 160, 161
Thorium 29
Thoron 39
Tiefendosisverteilung 116, 160, 161
Thermolumineszenzdetektor 124
Tröpfchenmodell 20
Tumorklassifikation 188
Tumorverdopplungszeit 188
 potentielle 188

Überlebenskurven 95
Umlenk-Fokussierungsmagnet 52

Vernichtungsstrahlung 60
Verstärkerfolien 135, 140, 141
Verzweigungsverhältnisse 27
Vesikel 80
Vielfachstreuung 67
Vorwärtsstreuung 65, 138
Voxel 151, 152
 anisotrop 160

Wachstumsfraktion 87, 189
Wechselwirkungen, fundamentale 17
 schwache WeWi 36
 starke WeWi 17
Wahrscheinlichkeitsverteilung 228
Wechselwirkungszeit 67
Wirkungsquerschnitt 60, 61, 229

Zählstatistik 137
Zelle 78ff
 Zellkern 79
 Zellmembran 78
Zellverlustfaktor 189
Zellzykluszeit 189
Zentriolen 80
Zerfall 32ff
 α 32
 β 35
 β^+ 35
 β^- 35
 ϵ 35
 γ 37
 ϵ 35
Zerfallsgesetze 25f
Zerfallskonstante 25
Zweikomponentenmodell 95, 96
Zyklotron 52
Zytokinese 84
Zytoplasma 79
Zytoskelett 80