

11 Ionisierende Strahlung

Literatur zu diesem Kapitel:

- Bildgebende Verfahren in der Medizin, O. Dössel, Springer-Verlag.
- Medizinische Physik, Band 2: Medizinische Strahlenphysik, J. Bille, W. Schlegel (Hrsg.), Springer.
- Biophysik, W. Hoppe, W. Lohmann, H. Markl, H. Ziegler (Hrsg.), Springer.
- Kern- und Teilchenphysik, A. Das, T. Ferbel, Spektrum.

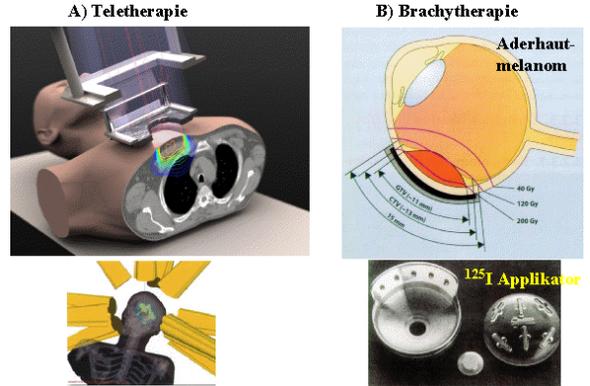


Abbildung 11.1: Formen der Strahlentherapie: Teletherapie (links) und Brachytherapie (rechts).

11.1 Übersicht

11.1.1 Einsatz von ionisierender Strahlung

Man spricht von ionisierender Strahlung, wenn diese beim Durchgang durch Materie Ionen erzeugt. Notwendige Voraussetzung dafür ist eine genügend hohe Energie der Photonen oder Teilchen. Diese Voraussetzung ist erfüllt, wenn die Energie mehr als einige Elektronenvolt erreicht.

Ionisierende Strahlung wird in der Medizin im Wesentlichen zu zwei unterschiedlichen Zwecken eingesetzt: Beim Röntgen ist man interessiert an einer teilweisen Transmission der Strahlung durch das Gewebe, wobei die ionisierenden Effekte möglichst gering gehalten werden sollen. Bei der Strahlentherapie jedoch ist man spezifisch daran interessiert, solche ionisierenden Effekte zu nutzen, in erster Linie für die Beseitigung von malignem Gewebe. Aufgrund der hohen Eindringtiefe ist es möglich, auch tief liegendes Gewebe auf diese Weise zu zerstören.

Strahlentherapie kann mit elektromagnetischer Strahlung durchgeführt werden (Röntgen-, γ -Strahlung), oder mit geladenen Teilchen (Elektronen, Kerne). Prinzipiell sind auch Neutronen als Strahlungsart verwendbar, allerdings wird das nur

in sehr geringem Ausmaß genutzt. Das Ziel dieses Kapitels ist es, eine Übersicht über die vorhandenen Methoden zu geben und das grundlegende Verständnis zu vermitteln, wie die Wirkung dieser Therapien auf mikroskopischer Ebene verstanden werden kann. Dies ist z.B. Voraussetzung für die Entwicklung der entsprechenden Geräte, aber auch für die Planung der Therapien.

Ionisierende Strahlung wird entweder eingesetzt, indem man ein radioaktives Präparat in den Körper einbringt (Brachytherapie; *brachys* = kurz, nah), resp. indem man den Körper mit einer externen Quelle bestrahlt (Teletherapie, *tele* = fern). Bei der Brachytherapie erreicht man eine gute Dosiszentrierung auf das Zielvolumen, allerdings ist sie eine invasive Methode und die Planung ist schwieriger. Die Teletherapie wird häufiger eingesetzt, obwohl sich eine ungünstigere Dosisverteilung ergibt. Ein Vorteil ist die Möglichkeit der fraktionierten Strahlenbehandlung (siehe Kap. 11.5.8). In den beiden Techniken kommen unterschiedliche Arten von Strahlung zum Einsatz.

11.1.2 Wechselwirkung mit Materie

Um solche Techniken gezielt anwenden zu können, muss man die Wechselwirkung der Strahlung mit dem Gewebe im Detail verstehen. Man unterscheidet bei allen Arten von Wechselwirkung zwischen primären und sekundären Effekten.

Bei den primären Effekten handelt es sich um die Wechselwirkung der Strahlung selber mit dem Gewebe. Handelt es sich um Photonen, so erfolgt die Wechselwirkung primär mit den Elektronen. Im Falle von schweren Teilchen kann zusätzlich die Wechselwirkung mit den Kernen eine Rolle spielen. Im Falle von Neutronen erfolgt die Wechselwirkung fast ausschließlich mit den Kernen.

Bei den Primärprozessen wird häufig so viel Energie auf die Elektronen übertragen, dass diese aus dem Molekül heraus gelöst werden und selber genügend Energie besitzen, um weitere Ionisationsprozesse zu bewirken. Man bezeichnet dies als Sekundärwechselwirkung.

Im letzten Teil dieses Kapitels werden wir auch die Grundregeln des Strahlenschutzes diskutieren. Dabei geht es darum, unerwünschte Strahlenexposition zu vermeiden.

11.2 Energiedeposition durch Photonen

11.2.1 Phänomenologie

In erster (und recht guter) Näherung gilt für elektromagnetische Strahlung, dass die transmittierte Energie exponentiell mit der Eindringtiefe x abnimmt:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} ,$$

sofern die Materie homogen ist.

Wie in Kapitel 6.2.3 gezeigt wurde, ist μ proportional zur (Teilchen-) Dichte:

$$\mu = n \sigma = \frac{N_A \rho}{m_{mol}} \sigma .$$

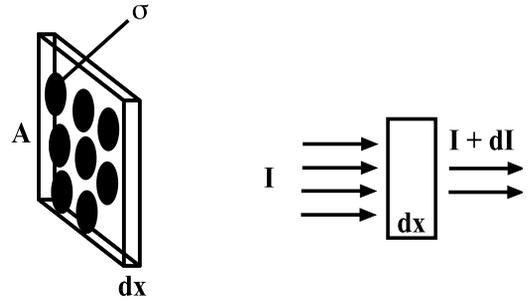


Abbildung 11.2: Streuquerschnitt , Teilchendichte und Abschwächung des Strahls.

Hier stellt σ den Wirkungsquerschnitt dar $[\sigma]=\text{m}^2$, n ist die Teilchendichte $[n]=\text{m}^{-3}$, m_{mol} ist die Molmasse $[\text{kg}/\text{Mol}]$, N_A ist die Avogadrokonstante $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$, und ρ ist die Massendichte in kg/m^3 .

Die mittlere freie Weglänge von 1 MeV-Photonen in Wasser beträgt $\langle x \rangle = 1/\mu = 14,4 \text{ cm}$. Damit ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\text{H}_2\text{O}, 1\text{MeV}) = 2,1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 2,1 \text{ b}.$$

Die Energie, die nicht transmittiert wird, wird entweder gestreut oder absorbiert. Damit setzt sich der lineare Abschwächungskoeffizient μ aus dem **Streu- koeffizienten** $\tilde{\sigma}$ (bei Richtungsänderung) und dem **Absorptionskoeffizienten** τ zusammen: $\mu = \tilde{\sigma} + \tau$. Dabei entspricht der Streukoeffizient der Wahrscheinlichkeit für eine Richtungsänderung des Photons, während der Absorptionskoeffizient die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass die Strahlung vom Gewebe absorbiert wird.

11.2.2 Primärprozesse für Photonen

Beiträge zum Streukoeffizienten sind die **Rayleigh-Streuung** (kohärente Streuung eines Photons am gesamten Atom) und die **Thomson-Streuung** (elastische Streuung von Photonen an gebundenen Elektronen).

Der Wirkungsquerschnitt für die Rayleigh-Streuung steigt mit der Kernladungszahl des Atoms, mit einem Exponenten von 2 bis 3: $\sigma_R \propto Z^{2 \dots 3}$. Für die Thomson-Streuung kann man einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_T = 8 \frac{\pi}{3} r_e^2 = 6,6 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2 = 0,66 \text{ b}$$

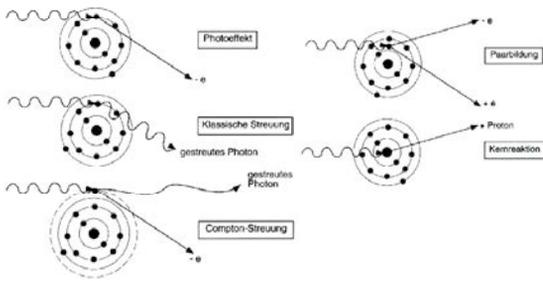


Abbildung 11.3: Primärprozesse Photonen.

berechnen. Hier stellt

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.8179 \cdot 10^{-15} \text{m}$$

den klassischen Elektronenradius dar.

Die Beiträge zum Absorptionskoeffizienten sind die später ausführlicher besprochenen Phänomene **Photoeffekt**, **Compton-Effekt** und **Paarbildung**.

11.2.3 Streuung von Licht

Ein einfaches Modell für die Streuung von Licht ist die Betrachtung eines Elektrons, das sich im Potenzial eines harmonischen Oszillators bewegt (Frequenz ω_0 , Dämpfung Γ). Zusätzlich wirkt das elektrische Feld \vec{E} einer elektromagnetischen Welle auf das Elektron. Dabei reicht es, wenn wir nichtrelativistische Geschwindigkeiten betrachten, sodass die Wirkung des Magnetfeldes vernachlässigt werden kann: die relative Stärke des Magnetfeldes ist $\sim v/c$, verglichen mit der des elektrischen Feldes. Im Rahmen eines einfachen Modells kann man für die Auslenkung des Elektrons schreiben

$$m\ddot{\vec{r}}_0 + m\Gamma\dot{\vec{r}}_0 + m\omega_0^2\vec{r}_0 = -e\vec{E}_0 e^{-i\omega t},$$

wobei schon die Näherung $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_0) \approx 1$ benutzt wurde, also dass die Auslenkung gering ist im Vergleich zur Wellenlänge der Strahlung. Das zeitabhängige Dipolmoment des Elektrons ergibt sich zu

$$\vec{p}(t) = -e\vec{r}_0(t) = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \vec{E}_0 e^{-i\omega t}.$$

Der differentiellen Wirkungsquerschnitt ist gleich der abgestrahlten Leistung pro Raumwinkelelement

$dP/d\Omega$, geteilt durch die einfallende Leistung pro Fläche (Betrag des Poynting-Vektors $|\vec{S}|$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dP/d\Omega}{\langle |\vec{S}| \rangle}.$$

(Jeweils zeitliche Mittelwerte.) Für Dipolstrahlung gilt

$$\langle |\vec{S}| \rangle = \frac{\epsilon_0}{2} c |\vec{E}_0|^2,$$

und für die pro Raumwinkelelement im Mittel abgestrahlte Leistung

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi^2\epsilon_0 c^3} \omega^4 |\vec{p}|^2 \sin^2(\vartheta),$$

wobei ϑ den Winkel zur Auslenkungsrichtung bezeichnet. Setzt man diese beiden Gleichungen in diejenige für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ein, so kann man daraus den totalen Wirkungsquerschnitt berechnen:

$$\sigma_t = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}.$$

Man erhält im Rahmen dieses Modells eine Resonanzkurve

$$\sigma_t = \sigma_T \cdot \frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}.$$

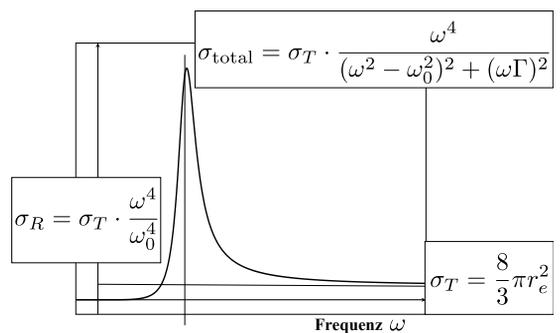


Abbildung 11.4: Resonanzkurve des Streuquerschnitts

Für sehr hohe Frequenzen ($\omega \gg \omega_0$) erhält man Thomson-Streuung, $\sigma_t \approx \sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$, und für sehr kleine Frequenzen die Rayleigh-Streuung $\sigma_t \approx \sigma_R = \sigma_T \frac{\omega^4}{\omega_0^4}$.

11.2.4 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird die gesamte Energie des Photons dazu benutzt, ein in einem Atom gebundenes Elektron mit der Bindungsenergie $E_B < 0$ aus der Elektronenhülle zu entfernen. Es besitzt danach die kinetische Energie $E_{kin} = E_\gamma + E_B$. Hier stellt E_γ die Energie des Photons dar.

Die Absorption eines Photons ist nur möglich, wenn Energie und Impuls erhalten bleiben. Für die Energieerhaltung sorgt die obige Beziehung. Impulserhaltung setzt voraus, dass zusätzlich zum Elektron ein weiteres Teilchen vorhanden ist. Dies ist normalerweise der Kern, der zwar wenig Energie aufnimmt, aber einen wesentlichen Teil des Impulses.

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption ist maximal wenn die Photonenenergie der Bindungsenergie entspricht $E_\gamma \approx E_B$. Es gibt jedoch keinen einfachen analytischen Ausdruck für die Abhängigkeit der Eindringtiefe von Energie und Material. Für die Strahlentherapie gilt in guter Näherung für den Absorptionskoeffizienten

$$\tau_{ph} \sim \rho \left(\frac{Z}{E_\gamma} \right)^3 (1 + 0.008Z).$$

Im Bereich der biologischen Gewebe ($Z \sim 8$) nimmt somit die Absorption etwa mit der dritten Potenz der Kernladungszahl zu, bei schweren Kernen etwas stärker.

Für chemische Verbindungen, heterogene Mischungen wie zum Beispiel Gewebe, wird eine **effektive Kernladungszahl** eingeführt:

$$Z_{\text{eff}}^m := \sum_i n_i Z_i^m,$$

wobei n_i den Gewichtsanteil der i -ten Atomsorte bezeichnet und die Summe über alle Atomsorten läuft. Mit dieser Definition bekommt man für $m = 3$ und Wasser $Z_{\text{eff}} = 7.42$.

Material	Z_{eff}	Z_{max}
Luft	7.64	8
Wasser	7.42	8
Muskel	7.42	8
Knochen	13.8	20
Fett	5.92	7

Das vom befreiten Elektron zurückgelassene Loch wird durch Übergänge anderer, noch gebundener Elektronen, aufgefüllt. Die dabei freiwerdende Energie wird durch die Ausstrahlung charakteristischer Photonen (**Fluoreszenzstrahlung**) oder die Emission von **Auger-Elektronen** aus dem Atom transportiert. Die Energie der Auger-Elektronen ist relativ gering und ihre Reichweite deshalb klein. Daraus folgt eine nahezu lokale Energiedeposition, die bei biologischen Systemen wichtig ist.

11.2.5 Compton-Effekt

Beim Compton-Effekt wird die Photonenenergie nur teilweise auf ein schwach gebundenes ("freies") Elektron übertragen. Für den typischen Energiebereich der Compton-Streuung von einigen MeV gilt $E_\gamma \gg |E_b|$, d.h. die Bindungsenergie des Elektrons kann vernachlässigt werden.

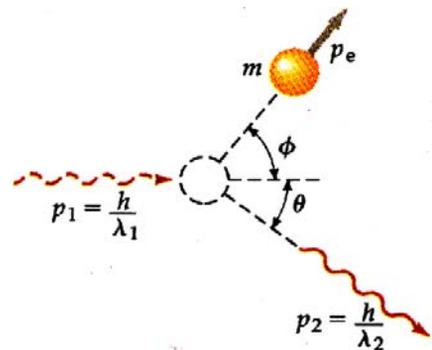


Abbildung 11.5: Compton Effekt.

Das Elektron (Masse $mc^2 = 511 \text{ keV}$) verlässt das Atom mit einer kinetischen Energie E_{kin} , das gestreute Photon besitzt die Restenergie E'_γ . Die Verteilung der Energie ist durch die Erhaltung von Energie und Impuls gegeben und damit abhängig vom Streuwinkel θ :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} (1 - \cos \theta)}.$$

Wichtige Grenzfälle sind

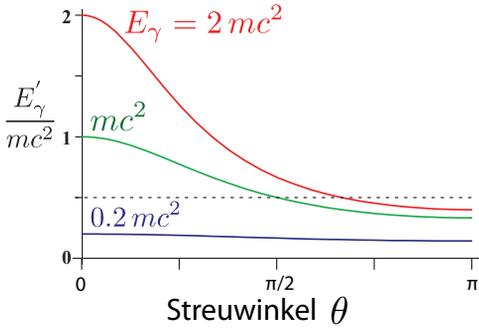


Abbildung 11.6: Restenergie des gestreuten Photons als Funktion des Streuwinkels, für unterschiedliche Energien des einfallenden Photons.

- niedrige Photonenenergie, $E_\gamma \rightarrow 0$:

$$E'_\gamma \geq E_\gamma \left(1 - \frac{2E_\gamma}{mc^2}\right)$$

- hohe Photonenenergie, $E_\gamma \gg mc^2$:

$$E'_{\gamma, \min} = \frac{mc^2}{2}$$

Die statistische Verteilung der Prozesse auf die verschiedenen Streuwinkel θ erhält man über den differentiellen Wirkungsquerschnitt nach Klein und Nishina.

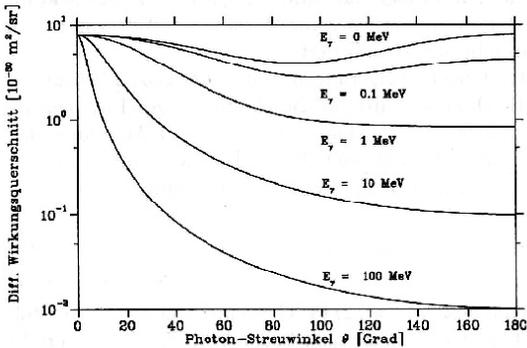


Abbildung 11.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt für Compton Streuung als Funktion von Streuwinkel und Energie.

Mit zunehmender Energie werden die einfallenden Photonen stärker in Vorwärtsrichtung gestreut und

verlieren somit nur einen geringen Teil ihrer Energie (siehe Abb. 11.7).

11.2.6 Energieübertrag auf Elektronen

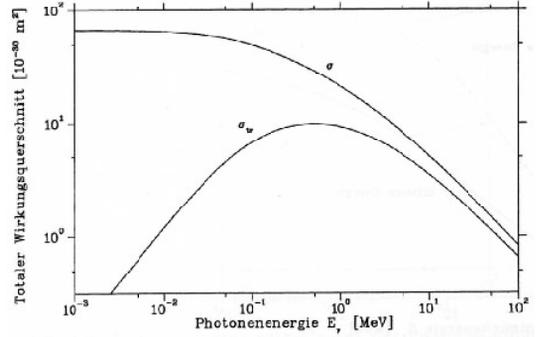


Abbildung 11.8: Gesamter Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung als Funktion der Energie des einfallenden Photons und Wirkungsquerschnitt für die Übertragung der Energie auf ein Elektron.

Von entscheidender Bedeutung für die Bildgebung und Therapie ist die Frage, wie sich die Energie auf gestreutes Photon und Elektron aufteilt. Bei niedrigen Energien besitzt das Photon fast die gesamte Energie. Mit zunehmender Photonenenergie nimmt der Wirkungsquerschnitt ab, aber diejenigen Elektronen, die gestreut werden, besitzen eine Energie, welche fast der gesamten einfallenden Photonenergie entspricht. Wegen der geringen Reichweite des Elektrons im Gewebe bleibt die Energie lokal.

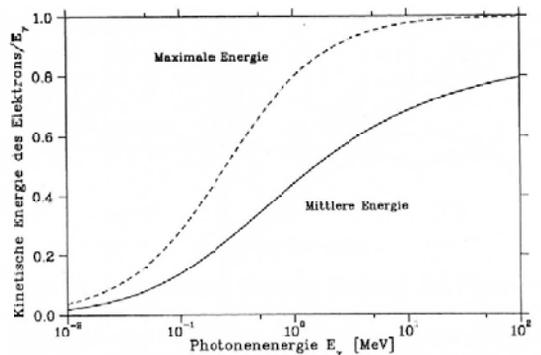


Abbildung 11.9: Kinetische Energie des Elektrons.

Je nach Streuwinkel ist die Aufteilung der Energie zwischen Elektron und Photon unterschiedlich. Figur 11.9 zeigt Mittel- und Maximalwert der kinetischen Energie des Elektrons.

Für die Dosimetrie wichtig ist das Verhalten des Wirkungsquerschnitts: Die Abgabe der Photonenenergie ist in erster Näherung proportional zur Elektronendichte und indirekt proportional zur Photonenenergie,

$$\sigma_C \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

11.2.7 Paarbildung

Durch die Wechselwirkung hochenergetischer Photonen (Schwellenenergie $E_\gamma \geq 2mc^2 = 1.022 \text{ MeV}$) mit dem starken elektromagnetischen Feld des Atomkerns kann sich das einfallende Photon spontan in ein **Elektron-Positron-Paar** verwandeln.

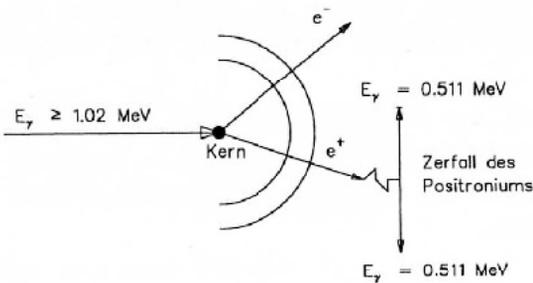


Abbildung 11.10: Paarbildung.

Im freien Raum ist die Paarbildung verboten, da es nicht möglich ist, gleichzeitig die Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten. Dies sieht man, wenn man das Quadrat des 4-Impulses von Photon und e^-e^+ -Paar vergleicht:

$$P^2 = \left(\begin{matrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma c \end{matrix} \right)^2 = \left(\begin{matrix} E_+ + E_- \\ (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)c \end{matrix} \right)^2$$

Die linke Seite verschwindet, $E_\gamma^2 - p_\gamma^2 c^2 = 0$ da bei Photonen $E = pc$. Auf der rechten Seite

$$(E_+ + E_-)^2 - (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)^2 c^2 = (2mc^2)^2 - (2mvc)^2 > 0$$

steht hingegen eine positive Zahl. Die Gleichung kann somit nicht befriedigt werden.

Steht jedoch ein Atomkern zur Verfügung, so kann dieser einen Teil des Impulses aufnehmen und damit den Prozess ermöglichen. Der Stoßquerschnitt ist deshalb proportional zum Quadrat der Kernladungszahl, $\sigma_{Paar} \propto Z^2$. Der Impulsübertrag nimmt mit wachsender Photonenenergie ab.

Nach der Paarbildung kann sich das Positron frei bewegen (mittlere freie Weglänge einige Millimeter) und formt dann mit dem Elektron eines Atoms ein so genanntes **Positronium**. Das Positronium vernichtet sich anschließend und es werden zwei Photonen emittiert (**Vernichtungsstrahlung**).

Paarbildung ist für die Dosimetrie meist von untergeordneter Bedeutung, wichtig jedoch bei der Auslegung von Abschirmungen für Betatrons.

11.2.8 Massenschwächungskoeffizienten

Da der Schwächungskoeffizient bei Röntgenstrahlen proportional zur Dichte des Materials ist, wird häufig der **Massenschwächungskoeffizient** μ/ρ von Materialien betrachtet. Details dazu wurden in Kap. 6.3.6 diskutiert.

Bei Wasser und weichem Körpergewebe überwiegt die Compton-Streuung, daher resultiert auch eine relativ große Streustrahlung. Die Konsequenzen dieser Abhängigkeit für die Bildgebung mit Röntgenstrahlen wurden bereits im Kapitel 6 diskutiert.

Bei Energien unter 0.1 MeV dominieren Photoeffekt und Compton-Effekt. Der Streuquerschnitt ist so hoch, dass die Energie bereits in den ersten Zentimetern des Gewebes deponiert wird.

Daher sind Photonen unter 0.1 MeV zur Behandlung von tiefer liegenden Tumoren ungeeignet. Zwischen 0.1 und 1 MeV dominiert der Compton-Effekt (Abbildung ??). Leider verbleibt über 50% der Energie in den gestreuten Photonen, aber über 1 MeV nimmt der Anteil der übertragenen Energie kontinuierlich zu. Da der technische Aufwand für diese Energien zunimmt, werden üblicherweise 1.25 MeV in der Cobalt-60-Therapie eingesetzt, bis 6 MeV bei Einsatz eines 20 MV LINAC.

11.2.9 Sekundärprozesse und Tiefendosis

Bei der **Dosisberechnung** für die Therapie muss die im Gewebe deponierte Dosis durch die gesamte Kaskade von Photonen und Elektronen berechnet werden. Bei der Ionisierung von Gewebe durch hochenergetische Photonen werden die Sekundärprozesse durch Elektronen dominiert, welche durch Compton-Streuung freigesetzt wurden. Diese besitzen in Wasser eine Reichweite von ca. $100 \mu\text{m}$ bei einer anfänglichen kinetischen Energie von 0.1 MeV bis zu ca. 5 cm bei einer Anfangsenergie von 10 MeV .

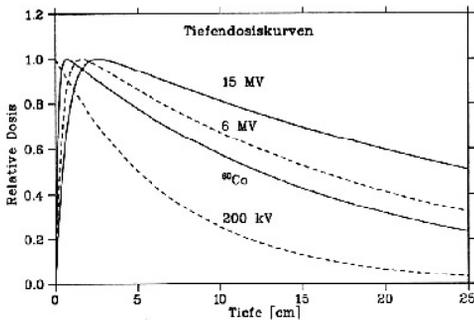


Abbildung 11.11: Tiefendosiskurven.

Tiefendosiskurven zeigen, dass die relative Dosis zunächst für kleine Tiefen stark zunimmt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Elektronen, welche die Energie lokal verteilen, zuerst erzeugt werden müssen. Ab einer gewissen Eindringtiefe entspricht der Energieverlust der Elektronen ihrem Energiegewinn, und die Tiefendosiskurven besitzen ein Maximum. Für größere Tiefen nimmt die Strahlintensität und damit die deponierte Dosis durch die Photoabsorption kontinuierlich ab.

Da die Maxima der Tiefendosiskurven nicht auf der Oberfläche des bestrahlten Materials liegen (Abb. 11.11) wird bei einer therapeutischen Bestrahlung die Haut geschont. Um die Behandlung von Hauttumoren durchführen zu können, wird eine Plexiglasschicht oder eine gewebeäquivalente Weichplastik benutzt, die auf die Haut aufgesetzt wird.

11.3 Energiedeposition durch Teilchen

11.3.1 Streuung von Neutronen

Neutronen werden für die Therapie von verschiedenen Krebs-Erkrankungen eingesetzt. Eine wesentliche Schwierigkeit ist, dass Neutronen im Allgemeinen nicht an den Kliniken zur Verfügung stehen. Deshalb hat z.B. das Fermilab eine eigene Neutronen-Therapie Station aufgebaut. Dafür werden typischerweise Spallationsquellen verwendet: ein Cyclotron erzeugt einen Protonenstrahl, welcher auf ein Target (z.B. Beryllium) trifft, und dort Neutronen freisetzt.

Da Neutronen nicht die Coulomb-Kraft der Atomkerne spüren, ist die Streuung und der Einfang von langsamen Neutronen möglich. Die magnetische Wechselwirkung mit der Atomhülle kann vernachlässigt werden ($V_{\text{Hülle}} \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$ vs. $V_{\text{Kern}} \sim 5 \cdot 10^6 \text{ eV}$, daher erfolgt der Energieübertrag durch einen **Stoßprozess**. Bei einem Stoß wird die Energie

$$\Delta E = \frac{4 \frac{m_N}{M_K}}{\left(1 + \frac{m_N}{M_K}\right)^2} E_n \cos^2 \theta$$

übertragen. Diese Funktion wird maximal für $m_N \approx M_K$. Die Formel vereinfacht sich dann in guter Näherung zu

$$\Delta E = E_n \cos^2 \theta.$$

Im isotropen Mittel gilt $\cos^2 \theta = \frac{1}{2}$ und damit

$$\Delta E = \frac{E_n}{2}.$$

Somit ist der Energieübertrag für einen Neutron-Proton-Stoß besonders effektiv. Auch der Wirkungsquerschnitt ist für einen $n-p$ Stoß besonders groß, für andere biologisch wichtige Kerne wie ^{12}C und ^{16}O jedoch klein. Da biologische Materie viel Wasser enthält, ist etwa 90% der deponierten Energie auf diesen Stoß zurückführbar.

11.3.2 Absorption von Neutronen

Ein zweiter zur Energieabgabe führender Prozess ist die **Absorption** von Neutronen und die zwischenzeitliche Bildung eines Compound-Kerns. Nach der

Absorption kann der Kern überschüssige Energie in Form von γ -Strahlung emittieren, oder er kann sich über die Emission von p oder α -Teilchen stabilisieren. Der überwiegende Teil der Energiedeposition erfolgt auf Rückstoßkerne und durch Sekundärprozesse der erzeugten Produkte bei der Compound-Kern-Bildung.

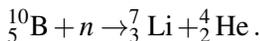
	σ_{Streu} [barn]	σ_{abs} [barn]	Prozess
^1_1H	38	0,33	(n, γ)
$^{12}_6\text{C}$	4,8	0,032	(n, γ)
$^{14}_7\text{N}$	10	1,75	(n, p)
	4,2	0,13	(n, γ)
$^{16}_8\text{O}$		0,0002	(n, γ)

Abbildung 11.12: Streu- und Absorptionsquerschnitte für Neutronen.

Um die Energieabhängigkeit des Absorptionsquerschnitts zu erhalten, machen wir den Ansatz, dass der Absorptionsquerschnitt proportional ist zur Aufenthaltzeitdauer in der Nähe des Kerns, d.h.

$$\sigma \propto \frac{1}{v} \propto \frac{1}{\sqrt{E_n}}.$$

Eine typische Reaktion ist



Solche Prozesse ermöglichen eine lokale Energiedeposition. Anwendungsbeispiele umfassen Melanome und Gehirntumore. Für ihre Behandlung werden Bioverbindungen in die Tumorzellen eingelagert.

11.3.3 Schwere geladene Teilchen

Bei geladenen Teilchen wie z.B. e^- , p , α , ... erfolgt die primäre Wechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen und den Hüllenelektronen über die Coulomb-Wechselwirkung. Als Sekundärteilchen entstehen γ , Elektronen und Neutronen, die wiederum Energie deponieren. Der Energieübertrag nimmt zu mit der Ladung Z und mit abnehmender Geschwindigkeit des Teilchens. Dadurch haben schwere geladene Teilchen eine endliche Eindringtiefe.

Für den Fall, dass die Masse groß ist gegenüber der Elektronenmasse, kann die Energieübertragung beschrieben werden durch die Bethe-Formel (auch Bethe-Bloch Formel genannt)

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2 (4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right).$$

Hier ist n die Elektronendichte, ze die Ladung des Teilchens und I das mittlere Ionisierungspotenzial. $v = \beta c$ ist die Geschwindigkeit des Teilchens.

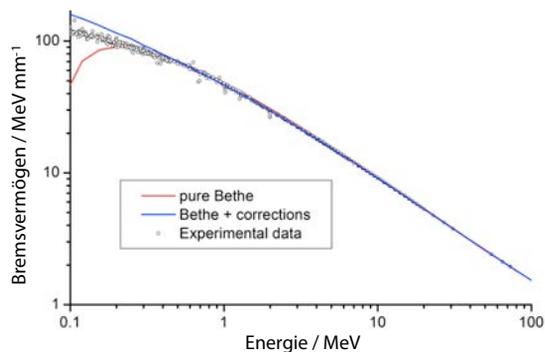


Abbildung 11.13: Bremsvermögen von Elektronen.

Als vereinfachten Ausdruck für $v \ll c$ erhalten wir

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{v^2} n \ln \frac{2m_e v^2}{I}.$$

Offenbar nimmt die Energiedeposition zu mit dem Quadrat der Ladung und ab mit dem Quadrat der Geschwindigkeit, d.h. mit der kinetischen Energie der Teilchen. Außerdem ist sie proportional zur Elektronendichte.

Für kleine Geschwindigkeiten ergibt sich eine quadratische Divergenz der Bethe-Bloch-Formel, aber für sehr kleine Geschwindigkeiten erfolgt der Einfang von Elektronen, und die zunächst geladenen Teilchen werden elektrisch neutral. Man kann dies über eine effektive Kernladung der Teilchen beschreiben,

$$Z_{\text{eff}} = Z \{ 1 - e^{-125\beta^2 Z^{-2/3}} \} \rightarrow 0 \text{ für } \beta \rightarrow 0.$$

Im Wasser erreicht der Abschwächungskoeffizient als Funktion der Teilchenenergie ein Maximum bei einer Energie von 60 keV ... 100 keV.

Häufig verwendet man die auf die Dichte normierte Größe $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ und bezeichnet dies als Massenbremsvermögen. Für dessen Berechnung benötigt man die Elektronendichte pro Gewicht, $\frac{n}{\rho} = \frac{N_A Z}{m_{mol}} \approx 3 \cdot 10^{23} g^{-1}$.

Strahler	keV/ μm
8 MeV γ	0.2
^{60}Co γ	0.3
200 keV γ	2.5
340 MeV p	0.3
2 MeV p	17
27 MeV α	25
5 MeV α	90
3.4 MeV α	130
100 MeV C^{6+}	160
160 MeV Ne^{10+}	450
330 MeV Ar^{20+}	1300

Abbildung 11.14: LET-Werte für verschiedene Strahler.

$S(E) = -\frac{dE}{dx}$ wird auch als Bremsvermögen (*stopping power*) bezeichnet. In der Dosimetrie wird dieser Ausdruck linearer Energietransfer (LET) genannt. Die Tabelle in Abb. 11.14 zeigt die wichtigsten Werte für das Bremsvermögen. Alternativ kann das Massenbremsvermögen dargestellt werden: $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = \frac{LET}{\rho}$. In gemischten Medien kann man über die gewichteten Beiträge mitteln. Sie liegen je nach Strahler im Bereich von 0.2 bis zu 1300 keV pro Mikrometer.

11.3.4 Tiefenprofil

Aus der vereinfachten (nichtrelativistischen) Bethe-Bloch Formel sieht man, dass die Energieübertragung mit abnehmender Energie zunimmt. Dies führt zu einer endlichen Reichweite des Strahls: Je stärker die Energie abnimmt, desto schneller nimmt die Energieübertragung zu. Die Schädigung des Gewebes nimmt deshalb mit der Tiefe zu, bis ein Maximum erreicht wird in der Region wo die Teilchen auf Null abgebremst werden.

Die Tiefe, in der dieses Maximum auftritt, hängt von der Anfangsenergie ab. Dies erlaubt einem, die Ener-

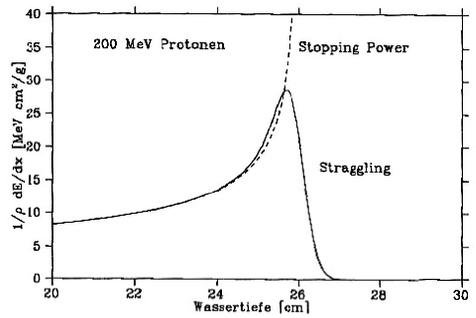


Abbildung 11.15: Tiefendosiskurve für 200 MeV Protonen in Wasser.

gie deposition im Bereich eines tief liegenden Tumors zu maximieren, während das darüber liegende Gewebe weniger geschädigt wird und das darunter liegende Gewebe praktisch keine Dosis erhält.

Bei der Berechnung der Variation der Dosis mit der Eindringtiefe muss berücksichtigt werden, dass es statistische Schwankungen der Energien des Teilchenensembles gibt, die mit zunehmender Eindringtiefe größer werden. Die Ionen ändern bei den Streuprozessen außerdem ihre Richtung, was zu einer Aufweitung des Strahls in der Tiefe führt. Das ganze wird als Straggling bezeichnet.

Die Tiefendosis ergibt sich aus der Superposition aller LETs. Aus der Zunahme des Energietransfers mit abnehmender Energie ergibt sich das Maximum der Tiefendosiskurve, der Bragg-Peak. In der Tiefendosiskurve für 200 MeV Protonen in Wasser (\rightarrow Gewebe) erkennt man diesen bei einer Wassertiefe von etwa 26 cm.

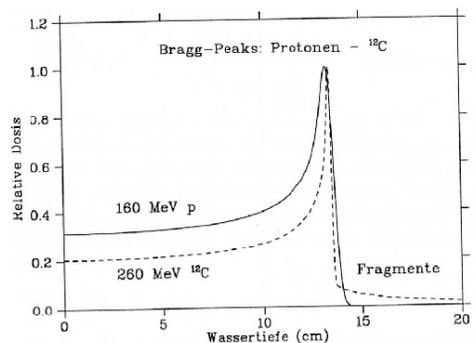


Abbildung 11.16: Tiefendosiskurve Protonen und ^{12}C .

Vergleicht man schwere Ionen (zum Beispiel ^{12}C ; siehe Abb. 11.16) mit Protonen, so stellt man fest, dass die räumliche Verteilung ihrer Energiedeposition besser auf das Zielvolumen passt, da der zugehörige Bragg-Peak schmaler ist. Außerdem ist die laterale Streuung geringer, aufgrund der größeren Masse. Der Nachteil ist die auftretende Fragmentierung schwerer Ionen, die zu einem Dosisuntergrund nach dem Bragg-Peak (in tieferen Gewebeschichten) führt, die bei Protonen nicht zu beobachten ist. Das hat Folgen für die Strahlenbelastung des Patienten. Schwere Ionen sollen in Zukunft jedoch vermehrt verwendet werden, um bis jetzt nicht heilbare Karzinome in Gehirn und Auge zu behandeln, wo in der Nähe empfindlicher Organe (Nerven, Zodiakkörper) möglichst lokal viel Energie deponiert werden soll.

11.3.5 Energieverlust von Elektronen

Bei Elektronen tragen zwei Prozesse zum Energieverlust bei: **Stoß** und **Bremsstrahlung**. Gegenüber positiv geladenen Teilchen ergeben sich 2 wichtige Unterschiede:

- Das einlaufende Teilchen kann seine Richtung ändern.
- Der Stoß erfolgt zwischen identischen Teilchen. Deshalb muss das Pauli-Prinzip berücksichtigt werden.

Die Bethe-Bloch-Gleichung muss für Elektronen abgeändert werden.

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{Stoß} = 2\pi r_e^2 \frac{mc^2}{\beta^2} \frac{N_A \rho Z}{m_{mol}} \cdot \left\{ \ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/mc^2)^2} + F(\tau) \right\}.$$

Hier stellt $\tau = \frac{T_{kin}}{mc^2}$ das Verhältnis von kinetischer zu Ruheenergie dar und

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau+1) \ln z^2}{(\tau+1)^2}.$$

Außerdem verlieren die Elektronen Energie über Bremsstrahlung. Dieser Beitrag kann beschrieben werden als

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{Bremsstrahlung} = 4Z^2 \frac{N_A \rho}{m_{mol}} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}.$$

Dieser Ausdruck wächst mit der Energie der Teilchen. Deshalb dominiert bei kleinen Energien der Beitrag der Stöße, bei hohen Energien die Bremsstrahlung. Als **kritische Energie** wird diejenige Energie bezeichnet, bei der der Energieverlust auf Grund von Stößen gleich dem auf Grund von Bremsstrahlung ist. Kritische Energien erstrecken sich von zum Beispiel 9,5 MeV bei Blei bis zu etwa 100 MeV für Wasser und Polystyrol.

11.3.6 Energieübertragung auf Moleküle

In der Kern- und Teilchenphysik interessiert man sich für den Energieverlust dE/dx eines Teilchens. In der Medizinphysik ist der Energieübertrag auf Moleküle wichtig. Häufig wird die sog. **Bragg-Regel** benutzt:

$$S(E)_{Mol.} = \sum_{i=1}^{\#Atome} n_i S_i(E)$$

n_i ist dabei die Konzentration des i -ten Elements und S_i das jeweilige Bremsvermögen. Die Bragg-Regel gilt innerhalb einiger Prozent, mit einigen Ausnahmen wie z.B. H_2 und NO .

Auf Grund der Vielzahl von Anregungsmöglichkeiten (Elektronenanregung, Rotationen, Vibrationen, Ionisation) wird eine Näherung verwendet, die Anregung wird als Anregung von Oszillatoren beschrieben, die die Frequenz ω_s besitzen. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Oszillator angeregt wird, muss bekannt sein. Ein Maß hierfür ist die **Dipol-Oszillatorstärke** f_s , die proportional zum Absorptionskoeffizienten μ_s ist.

Die dimensionslose Oszillatorstärke ist proportional zum Absolutquadrat des Übergangsmatrixelements:

$$f_{fi}^x = \frac{2m\omega}{\hbar} |\langle f|x|i \rangle|^2.$$

Die **Thomas-Reiche-Kuhn Dipolsummenregel** besagt, dass die Summe aller Oszillatorstärken gleich der Kernladungszahl Z ist.

Beim Energieübertrag von geladenen Teilchen folgt für die Zahl der Moleküle, die bei dem Durchgang angeregt werden: $N_s \sim f_s / (\hbar\omega_s)$.

Die Struktur der Moleküle hat einen Einfluss darauf, wie leicht sie angeregt werden können. So besitzen Mehrfachbindungen (2- und 3-fach Bindungen) niedrige angeregt Zustände, welche somit leichter angeregt werden können. Bei konjugierten Doppelbindungen ist der Effekt noch ausgeprägter.

Der häufigste Primärprozess beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie besteht in der Anregung/Ionisation der Valenzelektronen. Für Biomoleküle existiert zur Zeit nur wenig Information über die jeweilige Oszillatorstärke. Der Schwerpunkt der Oszillatorstärke liegt etwa bei 10 bis 30 eV. Das beobachtete Anregungsspektrum ist unabhängig von der Geschwindigkeit, Masse und Ladung z des geladenen Teilchens, das heißt auf molekularem Niveau haben alle Arten von Teilchen qualitativ die gleiche Wirkung.

11.3.7 Sekundärelektronen

In der ersten Stufe der Energieübertragung von geladenen Teilchen in Materie werden geladene Sekundärteilchen erzeugt durch Stoß- und Streifwechselwirkung. Die Sekundärelektronen werden auch als **δ -Elektronenstrahlung** oder **δ -Teilchen** bezeichnet. Die Voraussetzung für eine **Stoß-Wechselwirkung** (knock-on collisions) ist eine hinreichend hohe Energie der Primärteilchen und ein dichter Vorbeiflug am Molekül. Im Allgemeinen ist die Energie so groß, dass die Bindungsenergien der Elektronen vernachlässigbar sind.

Die Wahrscheinlichkeit d^2w , dass ein geladenes Teilchen auf dem Weg dx mit einem Elektron zusammenstößt, und eine Energie dE überträgt, ist

$$\frac{d^2w}{dE dx} = 2mc^2 \pi r_e^2 \frac{z^2}{\beta^2} Z \frac{N_A \rho}{m_{mol}} \cdot \frac{1}{E^2} = \pi b^2 \frac{n}{E}.$$

Sie ist proportional zur Elektronendichte n und indirekt proportional zum Quadrat des Energieübertrags E und hängt nicht von der chemischen Zusammensetzung ab. Der Stoßparameter beträgt

$$b = \sqrt{2mc^2 \frac{z^2 r_e^2}{\beta^2} \frac{1}{E}}.$$

Ein typischer numerischer Wert ist

$$\sqrt{10^6 \text{eV} \frac{(2.8 \text{fm})^2}{10^{-4} \cdot 10^2}} = 28 \text{pm}.$$

Bei der **Streif-Wechselwirkung** (glancing collisions) hängt die Wahrscheinlichkeit von der Oszillatorstärke, also von der chemischen Zusammensetzung ab. Der Stoßparameter kann in diesem Fall größer als die Ausdehnung des Moleküls sein. Die Streif-Wechselwirkung ist um eine Größenordnung häufiger als die Stoßwechselwirkung.

Bei der Energieverteilung der Sekundärelektronen ist die Zahl der Elektronen pro Energieintervall und der Anteil der Elektronen an der Gesamtenergie zu unterscheiden. 70% der Primärenergie wird auf Sekundärteilchen übertragen, die ihrerseits wieder ionisieren. Viele Sekundärteilchen werden mit so kleiner Energie erzeugt, dass die Energiedeposition in der Nähe der Primärionisation stattfindet, es entstehen **Primärionisationshaufen** (cluster). Dieses Phänomen wurde in Nebel- und Blasenkammern untersucht.

Als Definitionsgrenze für δ -Elektronen in Wasser wird 0.1 keV genommen (Reichweite in Wasser 12 nm) oder auch 1 keV (Reichweite 290 nm). Problematisch ist bei der Bestrahlung, dass Sekundärelektronen entstehen, deren Energietransfer ≤ 2 Größenordnungen größer ist als die der Primärteilchen. So entstehen bei der Bestrahlung mit schnellen Elektronen (LET ≈ 200 eV/ μm) Sekundärelektronen mit Energien von 100 eV bis 500 eV. Deren LET beträgt ≈ 20 eV/ μm . Bei schweren geladenen Teilchen können die Sekundärteilchen eine größere Reichweite haben als die Primärteilchen. Für

$$400 \text{keV } e^- \sum R_\delta = 0.03 R_{\text{primär}}$$

während für

$$1 \text{MeV } \alpha^- \sum R_\delta = 2.5 R_\alpha.$$

11.4 Dosimetrische Grundbegriffe

11.4.1 Stärke der Quellen

Wie schon vorher erwähnt ist die **Präparatstärke** oder **Aktivität A** definiert als die Anzahl der Zer-

fälle pro Zeiteinheit und die Einheit ist Becquerel (Bq). Früher wurde die Einheit Curie (Ci) benutzt: $1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$. Die **Quellstärke** ist die Aktivität, die tatsächlich aus der Quelle austritt. Diese ist kleiner als die Präparatstärke, da ein Teil der Strahlung in dem Material der Quelle oder dem Behälter absorbiert wird.

11.4.2 Absorbierte Leistung

Die **Energiedosis** ist der Quotient aus absorbierter Energie dE eines Massenelementes und dessen Masse dm : $D := \frac{dE}{dm}$. Die Energiedosis hat die Einheit $[D] = \frac{\text{J}}{\text{kg}} = \text{Gray} = \text{Gy}$. Die **Energiedosisleistung** ist definiert als die Energiedosis pro Zeiteinheit: $\dot{D} = \frac{dD}{dt}$.

Für eine gegebene Strahlung hängt die absorbierte Dosis von den Materialeigenschaften ab. Für punktförmige Quellen oder einen großen Abstand r von der Quelle gilt für die Dosisleistung $\dot{D} = k \frac{A}{r^2}$. Die Proportionalitätskonstante k ist insbesondere für Gammastrahlenquellen für viele Radionuklide tabelliert. Sie wird dort als **spezifische Gamma-Dosisleistungskonstante** k oder mit $\Gamma = k/(4\pi)$ bezeichnet.

Für niederenergetische Photonen- oder Neutronenstrahlung (indirekt ionisierende Strahlung) wird aus messtechnischen Erwägungen auch oft das **Kerma** K anstelle der Dosis verwendet: $K := \frac{dE_{\text{trans}}}{dm}$, wobei dE_{trans} die auf ein geladenes Sekundärteilchen übertragene Bewegungsenergie ist.

Insbesondere beim Umgang mit Röntgenstrahlung wird häufig noch die **Ionendosis** J beziehungsweise die **Ionendosisleistung** verwendet. Die Ionendosis gibt an, wieviel elektrische Ladung dQ pro Masseneinheit in Luft unter Normalbedingungen gebildet wird: $J := \frac{dQ}{dm}$. Die Einheit ist $[J] = \text{C/kg}$. Bis 1985 wurde die Einheit **Röntgen** verwendet ($1R = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$). Der Zusammenhang zwischen Energie- und Ionendosis in Luft ist $D = U_{\text{ion}}J$, wobei $U_{\text{ion}} = 33,7 \text{ V}$ die mittlere Ionisierungsspannung ist.

11.4.3 Quantitative Wirkung

Bei der Beschreibung der Wirkung ionisierender Strahlung auf biologisches Material reicht die Angabe der Energie- oder Ionendosis nicht aus. Es muss berücksichtigt werden, wie die Energie auf das biologische Material übertragen wird.

Dazu wurde die **Äquivalentdosis** H eingeführt, wobei die Dosis mit einem **Qualitätsfaktor** Q (auch Relative Biologische Wirksamkeit, RBW) gewichtet wird: $H = Q \cdot D$. Die Einheit ist $[H] = \frac{\text{J}}{\text{kg}} = \text{Sievert} = \text{Sv}$.

Wie im Kapitel "Strahlenschutz" noch genauer ausgeführt wird, wird der Qualitätsfaktor als Messgröße eingesetzt. Der **Strahlenwichtungsfaktor** w_R , für den ebenfalls $H = w_R \cdot D$ gilt, wird als Schutzgröße verwendet. Sowohl die Mess- als auch Schutzgrößen sind also **radiologisch bewertete Energiedosen**. Der Qualitätsfaktor hängt letztendlich von der im Gewebe deponierten Energiedichte ab. Als charakteristische Größe wird der schon erwähnte **lineare Energietransfer LET** benutzt (auch hierzu mehr im Kapitel "Strahlenschutz").

11.5 Molekulare Strahlenbiologie

11.5.1 Natürliche Strahlenbelastung

Ionisierende Strahlung führt auf unterschiedliche Weise zu Schädigungen im Gewebe. Die Strahlenschäden resultieren aus **Anregung, Ionisation** und **Dissoziation** von Atomen und Molekülen. Langfristig die schwerwiegendsten Schäden sind die Schädigungen an der Erbsubstanz **DNS**. Diese treten auf zusätzlich zu den übrigen Mechanismen, welche zu Mutationen führen. Man schätzt, dass die Strahlenschäden zu etwa 6% zur gesamten Mutationsrate beitragen.

Evolutionsgeschichtlich haben die Strahlenschäden einerseits die Mutationsrate erhöht. Andererseits hat der Selektionsdruck dazu geführt, dass die Organismen Mechanismen entwickelt haben, welche die Strahlenschäden begrenzen, resp. reparieren. Allerdings haben diese Prozesse zum überwiegenden Teil

in Organismen stattgefunden, welche sehr viel einfacher waren als Menschen. Dadurch waren sie sehr viel weniger anfällig für Strahlungsschäden, andererseits konnten sie tödliche Strahlungsschäden sehr viel leichter durch eine höhere Fortpflanzungsrate kompensieren.

Wir schätzen zunächst die typische Zahl der natürlichen Ionisationsprozesse. Die heutige mittlere jährliche Strahlenbelastung eines Menschen (75kg) beträgt etwa 2 mSv, d.h. die im gesamten Körper deponierte Energie ist etwa

$$2 \cdot 10^{-3} \cdot 75 \frac{\text{J}}{\text{a}} = 0.15 \frac{\text{J}}{\text{a}}$$

oder

$$\frac{0.15}{365 \cdot 24 \cdot 3600} \frac{\text{J}}{\text{s}} = 4.8 \cdot 10^{-9} \text{W} = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{eV}}{\text{s}}$$

Bei einer mittleren Ionisationsenergie von 30 eV in Gewebe und Wasser erhält man somit rund 10^9 Ionisationsprozesse pro Sekunde im gesamten Körper. Die Tatsache, dass wir diese Belastung über einen längeren Zeitraum überleben, ist ein Hinweis auf **hochwirksame Reparaturmechanismen**. Diese existieren in allen biologischen Systemen wie dem menschlichen Körper.

11.5.2 Prozesse und Zeitskalen

Die Wirkungen ionisierender Strahlen auf ein biologisches Objekt spielen sich in mehreren Phasen ab, auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen.

Physikalische Vorgänge, Ionisation, Dissoziation und Anregung, finden auf der Skala $10^{-18} \dots 10^{-12}$ s ab; **chemische Vorgänge** auf der Skala $10^{-12} \dots 1$ s und die **biologische Phase** kann bis zu mehreren Jahren dauern.

Eine einfache **Anregung** kann bei komplizierten biologischen Molekülen bereits zu einer Instabilität und damit zu Schäden führen. Die **Ionisation** ist der wahrscheinlichste Vorgang für hochenergetische Strahlung, die daher auch "ionisierende Strahlung" genannt wird. **Dissoziation**, die Trennung von Molekülen in zwei oder mehr Bruchstücke, resultiert meist erst sekundär, ist aber letztendlich für die biologische Schädigung verantwortlich.

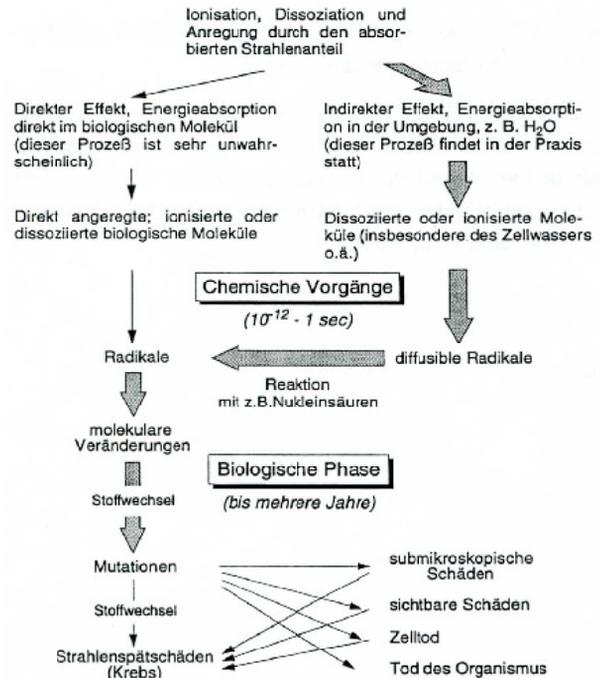


Abbildung 11.17: Wirkung ionisierender Strahlung auf Zellen.

Da nur der absorbierte Teil der auf ein biologisches Objekt treffenden Strahlung wirksam wird, rufen unterschiedliche Strahlungsarten eine unterschiedliche Anzahl von biologisch wirksamen, geladenen Teilchen in einer Zelle hervor.

11.5.3 Quantifizierung

Als Maß für die zu erwartende biologische Wirkung kann die Anzahl der Ionisationen entlang des Weges der Strahlung durch die Zelle, die **Ionisationsdichte**, dienen.

Die Ionisationsdichte ist allerdings messtechnisch schwer zu erfassen, daher wird der LET benutzt, um die Ionisationsdichte rechnerisch zu ermitteln.

Die Definition für den LET ist nach DIN 6814-z: *Der lineare Energietransfer (LET) geladener Teilchen in einem Medium ist der Quotient aus dem mittleren Energieverlust dE, den das Teilchen durch Stöße erleidet, bei denen der Energieverlust kleiner als eine vorgegebene Energie Δ ist, und dem dabei zurückgelegten Weg des Teilchens ds: $LET = L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{ds}\right)_{\Delta}$.*

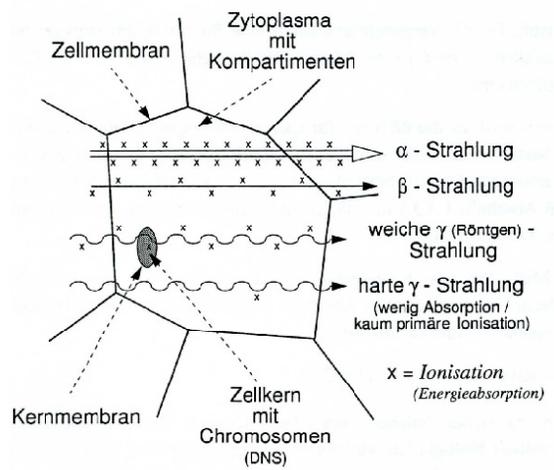
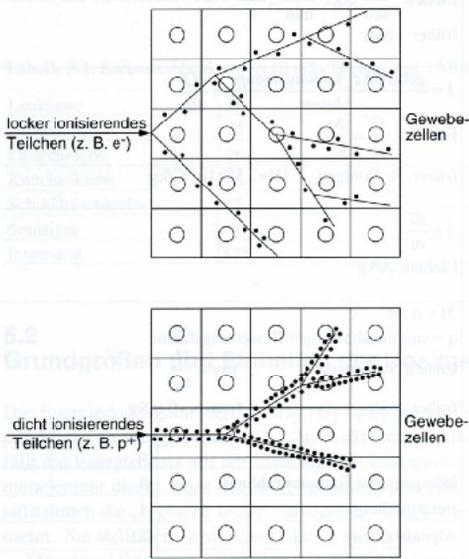


Abbildung 11.19: Ionisationsdichte.

Abbildung 11.18: Unterschiedliche Strahlungsarten und Ionisierung.

Die Beschränkung auf die vorgegebene Energie Δ ist wichtig, um Informationen über die lokal dichte Wirkung benachbarter Ionisationsstöße zu erhalten, die für die Schädigung von Zellen verantwortlich sind.

11.5.4 Biologische Wirksamkeit

Ein LET von $3,5 \text{ keV}/\mu\text{m}$ gilt als Grenze zwischen **locker (leicht)** und **dicht (hart) ionisierender Strahlung**. Die biologische Wirkung kann nicht allein durch den LET prognostiziert werden. Es muss zum Beispiel auch der physiologische und cytologisch-morphologische Zustand der Zelle berücksichtigt werden, wie auch die räumliche und zeitliche Verteilung der Dosis.

Daher wird eine **relative Bezugsgröße** eingeführt, die einen Vergleich mit einer definierten Strahlungsquelle, d.h. mit einer **Referenz-Energiedosis** D_{ref} erlaubt: die **relative biologische Wirksamkeit RBW**. Die RBW einer Strahlungsart X , die das gleiche biologische Strahlungsergebnis u ergibt (zum Beispiel die Wahrscheinlichkeit für die Überlebensfähigkeit einer Zellart) ist $RBW_u = \left(\frac{D_{ref}}{D_X}\right)_u$.

Die Referenz-Energiedosis wird meist über eine 250 keV Röntgenstrahlung oder eine ^{60}Co

Gammastrahlung definiert. Die entsprechende Strahlung besitzt eine relativ geringe biologische Wirksamkeit. Deshalb ist die RBW meist größer als 1.

Da die RBW nur für spezielle biologische Objekte und Strahlungsarten definiert ist, verwendet man in der Praxis den **Qualitätsfaktor Q**, der für die unterschiedlichen Strahlungsarten per Konvention festgelegt ist. Ein Maß für das biologische Schädigungspotenzial ist die im Objekt deponierte **Äquivalentdosis** $H = RBW \cdot D$ beziehungsweise $H = Q \cdot D$.

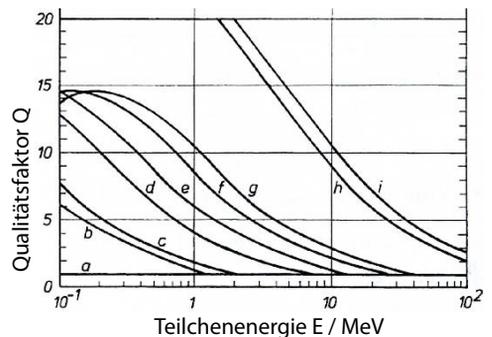


Abbildung 11.20: Abhängigkeit von Q von der kinetischen Energie verschiedener Teilchen (a bis i).

Der Qualitätsfaktor Q nimmt allgemein mit zunehmender Energie der Teilchen ab, da dadurch die Absorptions- und Streuquerschnitte abnehmen. Der genaue Zusammenhang zwischen dem LET und Q

wird durch die ICRP (International Commission of Radiation Protection) diskutiert. Ein großer LET wie zum Beispiel bei α -Strahlen, schnellen Neutronen oder Protonen ($E > 2 \text{ MeV}$) bis zu $200 \text{ keV}/\mu\text{m}$ hat auch hohe Qualitätsfaktoren von 20 (bei Protonen "nur" 5) zur Folge. Röntgenstrahlen, etc. mit um einen Faktor 2 bis 3 kleineren LET haben ein $Q = 1$.

Strahlungsart	Q-(neuer Q ¹ -) Faktor			LET (L_w in H_2O) [keV/ μm]
	ICRU 40	ICRP 60	StrISchV	
Photonen	1 ($E > 30 \text{ keV}$)	1 (pauschal)	1	$\leq 3,5$
Elektronen	1 ($E > 30 \text{ keV}$)	1 (Ausnahmen)	1	$\leq 3,5$
Protonen	25 (pauschal)	1 (Ausnahmen)	5 ($E > 2 \text{ MeV}$)	} 3,5 bis ca. 200 (je nach Energie)
α -Teilchen	25 (pauschal)	20 (Ausnahmen)	20	
Neutronen	25 (pauschal)	5-20 (je nach Energie)	5-20 (je nach Energie)	
schwere Kerne	25 (pauschal)	20	20	s. groß

Strahlenart	Energie (MeV)	LET (keV/ μm)	QF
großer LET	α -Strahlen	5,0 bis 200	20
	schnelle Neutronen	6,2 bis 200	20
	Protonen ($E > 2 \text{ MeV}$)	2,0 bis 200	5
kleiner LET	Röntgenstrahlen	0,2	1
	$60\text{-Co-}\gamma$ -Strahlen	1,25	0,3
	β -Strahlen	2,0	0,3

Abbildung 11.21: Q verschiedener Institutionen und Zusammenhang mit dem LET.

11.5.5 Molekulare Strahlenwirkung

Wegen ihrer großen molekularen Masse und des mengenmäßig häufigen Vorkommens sind 4 Arten von Makromolekülen einer Zelle besonders treffergefährdet:

- **Proteine** haben eine relativ **geringe Gefahr** der strahlungsbedingten Denaturierung, also des Verlustes der für die Funktion notwendigen Konformation. Durch den sogenannten **turnover** werden defekte, aber auch intakte, Moleküle regelmäßig, unterschiedlich schnell, durch Abbau und Neusynthese ersetzt.
- **Polysaccharide** sind **extrem strahlungsresistente Verbindungen**, die mögliche chemische Veränderung ist in der Regel ohne Folgen für den Stoffwechsel.
- **Lipide** bergen die mögliche Bildung von Peroxiden, aber die Schäden sind meistens gering.
- **Nukleinsäuren** sind die **labilsten biologischen Moleküle** und damit **entscheidend für die**

Auswirkung ionisierender Strahlung auf die Zelle.

11.5.6 Mutationen

Eine **Mutation** stellt eine sprunghafte und irreversible Veränderung des Genoms dar. Mutationen spielen eine entscheidende Rolle für die Evolution, sind aber für das einzelne Individuum meist von Nachteil, resp. können tödlich sein. Rund 6% der natürlichen Mutationen kommen auf Grund von Strahlung zu Stande, aber auch viele andere Prozesse rufen Mutationen hervor.

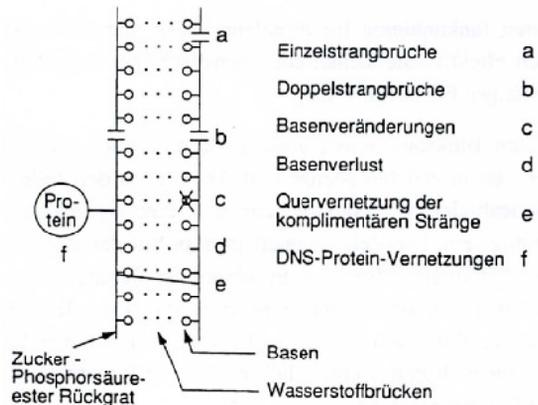


Abbildung 11.22: Schädigungsmöglichkeiten der DNS.

Die Schädigungsmöglichkeiten der DNS sind:

- Einzelstrangbrüche
- Doppelstrangbrüche
- Basenveränderungen
- Basenverlust
- Quervernetzung der komplementären Stränge
- DNS-Protein-Vernetzungen

11.5.7 Reparaturmechanismen

Wegen der zahlreichen Prozesse, die zu Mutationen führen und der Folgen für die Zelle (den Organismus) besitzen selbst sehr primitive Lebewesen **Reparaturmechanismen**. Diese sind:

- **turnover.** Alle lebenswichtigen Makromoleküle werden nach einer gewissen Funktionsdauer wieder in ihre Bausteine zerlegt und gleichzeitig durch Neusynthese ersetzt. Zum Beispiel werden im Genom des Menschen pro Tag mehrere 1000 Basen **spontan** entfernt und durch neue ersetzt.
- **Strahlenschutzstoffe.** Insbesondere SH-Gruppen-haltige Aminosäuren wie Cystein und Methionin werden leicht oxidiert und können so als **Radikalfänger** bezeichnet werden. Auch alkoholische Verbindungen R-OH gehören hierzu.
- **Enzymatische DNS-Reparatur.** Dieses ist der **effektivste** Mechanismus zur Eindämmung zu hoher Mutationsraten.

11.5.8 Hormesis

Die eben beschriebenen Reparaturmechanismen funktionieren für alle Schäden gleich effektiv, ob strahleninduziert oder nicht. Die Reparaturenzyme sind nicht zu jeder Zeit in gleicher Menge und Aktivität in Zellen enthalten, sie sind **induzierbar**. Die Erhöhung der Reparaturrate kann durch beschleunigte Neusynthese oder reduzierten turnover erfolgen. Insgesamt kann sich durch strahlungsinduzierte Reparaturenzyme eine **biopositive Wirkung (Hormesis)** ergeben.

Untersuchungen dazu wurden durchgeführt in den Radiumbädern in Böhmen, dem Radon-Stollen in Bad Gastein und Bad Kreuznach sowie mittels radioaktiver Schlamm-packungen auf der Mittelmeerinsel Ischia. Der Hormesis-Effekt scheint nur bei **locker ionisierender Strahlung** aufzutreten, massive Schäden durch hart ionisierende Strahlung können kaum ausreichend repariert werden. Bei Menschen gibt es starke Unterschiede in der Strahlungsempfindlichkeit bis zu einem Faktor 10. Bei Menschen mit erhöhter Strahlungsempfindlichkeit, zum Beispiel wegen eingeschränkter DNA-Reparaturmechanismen, wird natürlich kein Hormesis-Effekt festgestellt.

Die biologische Strahlenwirkung ist stark abhängig von der Dosis, daher gilt die **Produktregel** Intensität·Zeit=Wirkung **nicht**. Es ist zum Beispiel ein großer Unterschied, ob man 1 Sv in einer Stunde aufnimmt oder 10 mSv verteilt über 100 Stunden. Der Grund dafür liegt eben in der Induzierbarkeit der Reparaturenzyme, für die Zeit benötigt wird: etwa 1 bis 2 Stunden nach Beginn der Induktion beginnt die Erhöhung.

Bei der Bestrahlung in der **Strahlenmedizin** wird unterschieden in

- **Einmalige Dosis**, das heißt Aufnahme der Dosis in kurzer Zeit. Damit wird die größte Wirkung pro Dosiseneinheit erzielt.
- **Fraktionierte Dosis** bedeutet, dass kleine Einzeldosen mit Bestrahlungspausen benutzt werden. In den Pausen ist dann die Erholung und Reparatur möglich. **Dies wird in der Therapie verwendet**, allerdings wird eine höhere Gesamtdosis benötigt als bei einmaliger Anwen-

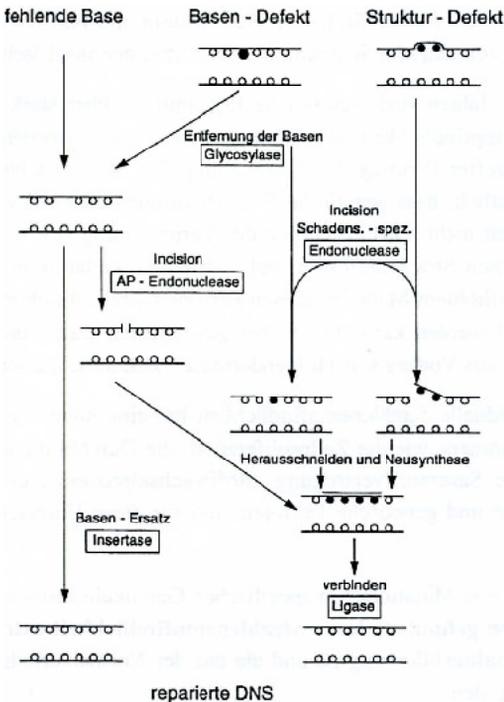


Abbildung 11.23: Enzymatische DNS-Reparatur.

Diese spezialisierten Enzyme schneiden die fehlerhaften Bereiche der DNA aus dem Strang und ersetzen sie durch korrekte Kopien.

ung, um die gleiche Wirkung auf die bösartigen Zellen zu erzielen.

- **Protrahierte Dosis** ist eine länger andauernde Bestrahlung mit niedriger Dosisleistung. Auch hier ist die Erholungs- und Reparaturfähigkeit erhöht im Vergleich mit der einmaligen Dosis.

11.5.9 Indirekte Strahlenwirkung

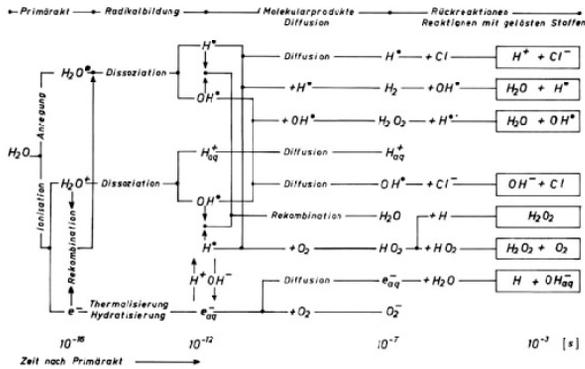


Abbildung 11.24: Indirekte Strahlenwirkung durch Radikalbildung in Wasser.

Wegen dem mengenmäßigen Vorherrschen in allen Lebewesen ist **Wasser** der **bedeutendste Energieüberträger**. Die **Primärreaktionen** sind

- Ionisation (Dissoziation, indirekte Radikalbildung) und
- Dissoziation (direkte Radikalbildung)

Es entstehen letztendlich **diffusible Radikale**, hauptsächlich aus H_2O und H_2O_2 , und **sekundär** wird dann dadurch die Strahlungsenergie an die Makromoleküle weitergegeben. **OH⁻-Radikale dominieren bei der biologischen Strahlenwirkung**. Insgesamt ergibt sich ein komplexes Bild für die chemischen Reaktionen nach dem Primärakt.

11.5.10 Arten von Strahlenschäden

Man unterscheidet zwischen zwei Wirkungsweisen einer Bestrahlung, den stochastischen und nicht-stochastischen Strahlenwirkungen. Bei den **stochastischen Strahlenwirkungen** ist die Wahr-

rscheinlichkeit des Auftretens von erkennbaren Strahlenfolgen direkt proportional zur Dosis, eine Schwellendosis existiert aus theoretischen Überlegungen heraus nicht. Bei **nichtstochastischen Strahlenschäden** ist der Strahleneinfluss **unterhalb** einer **Toleranz-/Schwellendosis** durch Reparaturmechanismen kompensierbar und es gibt keinen Strahleneffekt. **Überhalb** der Schwellendosis sind die Schwere der Folgeerscheinungen direkt proportional zur Strahlendosis.

Die möglichen Folgen sind zum einen **genetische Strahlenschäden**, diese betreffen Keimzellen von **Individuen**. Die Übertragung genetischer Schäden auf die 1. Filialgeneration konnte beim Menschen noch nicht nachgewiesen werden. **Somatische Strahlenschäden** sind auf das bestrahlte Individuum beschränkt. **Frühschäden** sind mit großen Strahlendosen, > 1 Sv, verbunden. Die **Spätschäden** sind in der Regel stochastisch (bei kleineren Dosen) und können aber auch nach der Erholung von Frühschäden auftreten.

Dosis	Wahrscheinlicher Effekt/Frühschaden
0,25 Sv	Schwellenwert ohne klinisch nachweisbare Manifestation
0,25 – 0,75 Sv	keine deutlichen Effekte; geringe vorübergehende Veränderungen des Blutes (bei Gruppenvergleichen nachweisbar)
0,8 – 1,2 Sv	Übelkeit und Erbrechen (bei ca. 10 %), Müdigkeit, sonst keine ernsthaften Krankheitserscheinungen
1,3 – 1,7 Sv	Übelkeit und Erbrechen innerhalb eines Tages (25 %), meist leichte Strahlenkrankheit (Strahlenkauer)
1,8 – 2,2 Sv	Übelkeit und Erbrechen innerhalb eines Tages (50 %), allgemeine Müdigkeit, Kreislaufschwäche (mittlerer Strahlentäter), deutliche Blutbildveränderung
2,2 – 3,3 Sv	Übelkeit und Erbrechen innerhalb eines Tages (nahezu 100 %), schwere Strahlenkrankheit, 20 % Todesfälle innerhalb 3–6 Wochen ohne Behandlung; Erholung der Überlebenden nach 6 Monaten
4 – 5 Sv	Schwere Strahlenkrankheit, starke Blutbildveränderung, Schädigung des Immunsystems, 50 % Todesfälle innerhalb eines Monats ohne Spezialbehandlung; Erholung der Überlebenden nach 6 Monaten
5,5 – 7,5 Sv	Übelkeit und Erbrechen innerhalb von wenigen Stunden, schwere Strahlenkrankheit und nahezu 100 % Todesfälle innerhalb eines Monats ohne Spezialbehandlung; Erholung der Überlebenden nach ca. 6 Monaten
10 Sv	Übelkeit und Erbrechen innerhalb von 1–2 Stunden; keine Überlebenschance ohne Spezialbehandlung; auch mit Spezialbehandlung (Knochenmarkstransplantation und völlig sterile Versorgung in Spezialkliniken u. a. m.) überlebt nur ein Teil der Bestrahlten
50 – 100 Sv	Zerebrales Erbrechen, schockartige Bewegungseinschränkung und Kreislaufversagen; Tod nach Stunden
1000 Sv	Zerebrale Lähmung und sofortige Zerstörung des zentralen Nervensystems, Tod bereits während der Bestrahlung

Abbildung 11.25: Zusammenhang zwischen Einmal-Ganzkörperdosis und nicht-stochastischen Frühschäden.

Organismus	Äquivalentdosis LD 50/30 in Sv
Tabak-Mosaik-Virus	2000
Amöben, Wespen	1000
Schnecke	200
Fledermaus	150
Escherichia Coli	50
Forelle	15
Hamster	9 - 11
Goldfisch	8,5
Kaninchen, Ratte	6
Rhesusaffe	5,5
Hund	4 - 5,5
Mensch	4,5
Schwein	4 - 5,5
Ziege	3,5
Meerschweinchen	2,5 - 4

Abbildung 11.26: Äquivalentdosen, die bei Ganzkörperbestrahlung unbehandelt bei 50% der bestrahlten Lebewesen zum Tod innerhalb von 30 Tagen führen.

11.6 Strahlenschutz

11.6.1 Praktischer Strahlenschutz

Der praktische Strahlenschutz betrifft den Schutz von Menschen.

Die Strahlenschutzverordnung (StrSchV) verlangt die Vermeidung oder eine so geringe Bestrahlung wie irgend möglich. Der praktische Strahlenschutz (die StrSchV) regelt die Einrichtung von Überwachungs-, Kontroll- und Sperrbereichen und die Einhaltung von Grenzwerten für nicht überwachte Personen im allgemeinen Staatsgebiet und in nicht überwachten Bereichen von Betrieben, etc. Es muss ein Schutz vor Bestrahlung von Innen durch Inhalation, Ingestion, Haut- und Wundkontamination gewährleistet werden. Beim Schutz vor Bestrahlung von Außen gilt die **4-A-Regel**: Abstand möglichst groß, Aufenthaltszeit klein, Abschirmung so dick wie nötig, und eine Aktivität so klein wie möglich.

Die Aktivität wird durch einen Strahlungsdetektor mit zählender Elektronik bestimmt.

Um die Dosis und Dosisleistung bestimmen zu können, wird eine signalbewertende Elektronik verwendet, die auch die Strahlungsart bestimmen kann. Die Nuklidbestimmung erfolgt durch eine zusätzliche Energiespektrometrie.

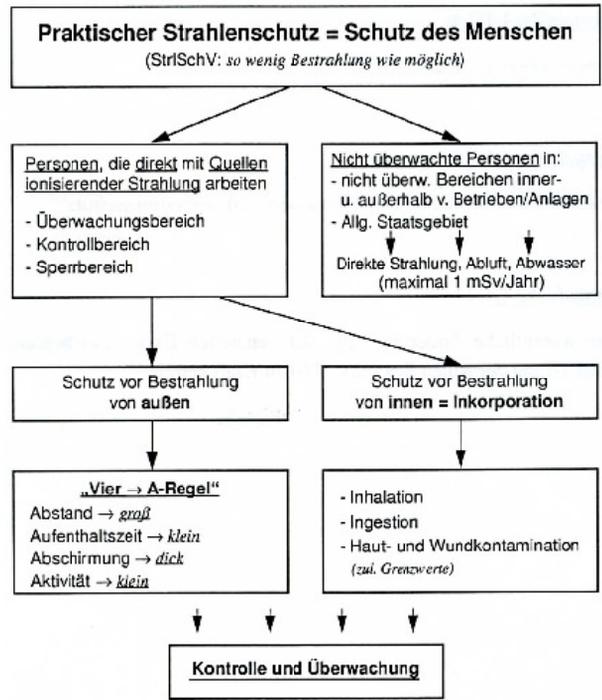


Abbildung 11.27: Praktischer Strahlenschutz.

11.6.2 Abschirmung

Geladene Teilchen besitzen nur eine **begrenzte Reichweite** in Materie, danach ist die Dosis Null. **Neutrale Teilchen** können hingegen nur in ihrer **Intensität reduziert**, aber nicht vollständig abgeschirmt werden.

Durch Streu- und Wechselwirkungsprozesse im Abschirmungs- und Umgebungsmaterial entstehen Sekundärphotonen, die **Aufbaustrahlung**. Diese hätte ohne den Absorber die exponierte Person gar nicht erreicht. Daher kann man den Absorber nicht beliebig gestalten. Der **Absorber** sollte daher möglichst **dicht an der Quelle** positioniert sein, und **nicht größer als nötig** sein. Als **Faustformel** zur Abschätzung der Dosisleistung für eine Quelle mit der Aktivität A in Luft kann die **spezifische Gammastrahlenkonstante** mit $0.25 \text{ mSv m}^2/(\text{h GBq})$ genähert werden.

Da sie in dem relevanten Energiebereich bis zu einer Photonenenergie von 1 MeV dadurch überschätzt wird, bedeutet dies mehr Sicherheit.

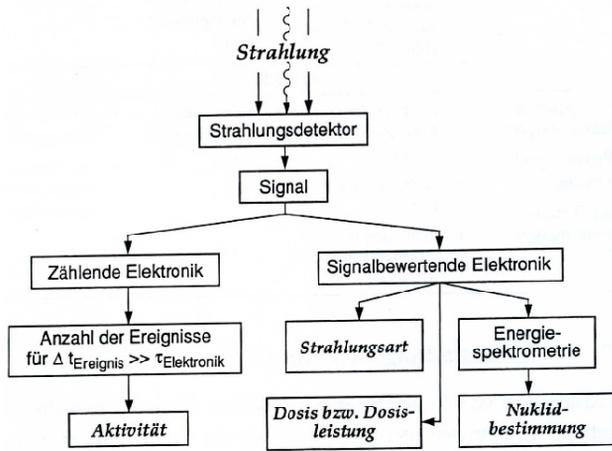


Abbildung 11.28: Strahlenmessung.

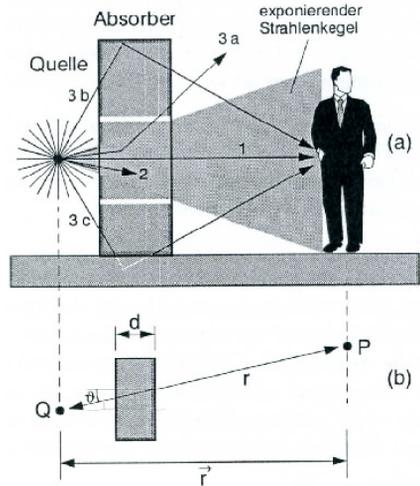


Abbildung 11.29: Abschirmung und Aufbaustrahlung.

11.6.3 Relevante Größen

In der neuen **Strahlenschutzverordnung** wird unterschieden zwischen Schutzgrößen und Messgrößen. **Körperdosen** werden als **Schutzgrößen** für **Grenzwerte** benutzt.

Die **Organ-(Äquivalent-)Dosis** $H_T = w_R \cdot D_{T,R}$ enthält den **Strahlen-Wichtungsfaktor** w_R .

Die **effektive Dosis** $E = \sum_T w_T \cdot H_T$ ist die mit den **Gewebe-Wichtungsfaktoren** w_T gewichtete Summe aller Organdosen. Die Faktoren w_T und w_R sind tabelliert in der StrSchV.

Die schon häufiger angesprochenen **Äquivalentdosen** sind die **operativen Größen (Messgrößen)** in der Dosimetrie mit dem **Qualitätsfaktor Q**.

Die **operativen Größen** werden für die Dosismessung verwendet, da die Körperdosen in der Regel nicht messbar sind. Sie liefern unter realistischen Expositionsbedingungen eine **Abschätzung für Körperdosen**. Die **Ortsdosis-Messgrößen** dienen dem präventiven Strahlenschutz und sind die Grundlage zur Einrichtung von Strahlenschutzbereichen. **Ortsdosis-Messgrößen** sind ein **individuelles Maß** für die **Exposition** einer einzelnen Person.

11.6.4 Strahlenexposition: typische Werte

In der Abbildung 11.34 ist die durchschnittliche effektive Dosis der Bevölkerung der BRD von 1998

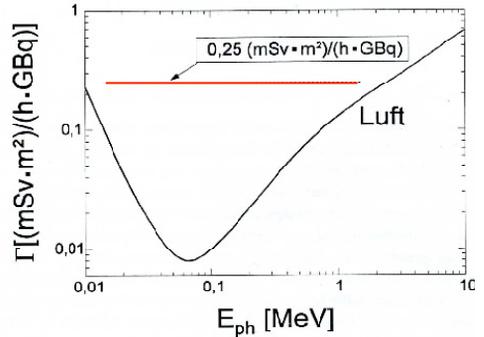


Abbildung 11.30: Abschätzung der Gammastrahlenaktivität.

tabellarisch aufgeführt. Die mittlere effektive Dosis beträgt 2,4 mSv pro Jahr. Die Hälfte dieser Strahldosis kommt durch die Inhalation von Radonfolgeprodukten zustande, zu 86% vom Aufenthalt in Häusern. Die zivilisatorische Exposition ist vergleichsweise gering.

Im Mittel beträgt sie zwar 1,6 mSv pro Jahr (Abbildung 11.35), aber fast der gesamte Anteil kommt durch die Anwendung radioaktiver Stoffe und ionisierender Strahlen in der Medizin, und ist daher individuell sehr unterschiedlich. Die Strahlenbelastung bei Transatlantikflügen (hier Paris-Rio) durch die größere Höhenstrahlung ist in der Abbildung 11.36 zu sehen.

Teil C: Werte des Strahlungs-Wichtungsfaktors und des Gewebe-Wichtungsfaktors

1. Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R

Die Werte des Strahlungs-Wichtungsfaktors w_R richten sich nach Art und Qualität des äußeren Strahlungsfeldes oder nach Art und Qualität der von einem inkorporierten Radionuklid emittierten Strahlung.

Art und Energiebereich	Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R
Photonen, alle Energien	1
Elektronen und Myonen, alle Energien	1
Neutronen, Energie < 10 keV	5
10 keV bis 100 keV	10
> 100 keV bis 2 MeV	20
> 2 MeV bis 20 MeV	10
> 20 MeV	5
Protonen, außer Rückstoßprotonen, Energie > 2 MeV	5
Alphaeilichen, Spaltfragmente, schwere Kerne	20

Für die Berechnung von Organdosen und der effektiver Dosis für Neutronenstrahlung wird die stetige Funktion

$$w_R = 5 + 17 e^{-(\ln(2E_n))^2/6}$$

benutzt, wobei E_n der Zahlenwert der Neutronenenergie in MeV ist. Für die nicht in der Tabelle enthaltenen Strahlungsarten und Energien kann w_R dem mittleren Qualitätsfaktor Q in einer Tiefe von 10 mm in einer ICRU-Kugel gleichgesetzt werden.

Abbildung 11.31: Strahlen-Wichtungsfaktoren.

2. Gewebe-Wichtungsfaktor w_T

Gewebe oder Organe	Gewebe-Gewichtungsfaktoren w_T
Keimdrüsen	0,20
Knochenmark (rot)	0,12
Dickdarm	0,12
Lunge	0,12
Magen	0,12
Blase	0,05
Brust	0,05
Leber	0,05
Speiseröhre	0,05
Schilddrüse	0,05
Haut	0,01

Gewebe oder Organe	Gewebe-Gewichtungsfaktoren w_T
Knochenoberfläche	0,01
Andere Organe oder Gewebe ¹²	0,05

Abbildung 11.32: Gewebe-Wichtungsfaktoren.

Je nach geographischer Breite, und abhängig von der Flughöhe, variiert die Dosisleistung. Typischerweise liegt sie im Bereich von 4 μ Sv pro Flugstunde.

In der Abbildung 11.37 ist die medizinische Strahlenbelastung genauer aufgeschlüsselt. Man erkennt, dass die Standard-Röntgendiagnostik zu einer Strahlenbelastung in der Größenordnung von 0,1 – 1 mSv führt, die sich schnell in Dosen, die der natürlichen jährlichen Strahlenbelastung entsprechen, aufsummieren kann. Noch größer ist die Strahlenbelastung in der Nukleardiagnostik. Extrem hohe Dosen werden in der Röntgentherapie und Nukleartherapie benutzt. Sie können durchaus im Bereich der letalen Dosis von etwa 10 Sv für Ganzkörperbestrahlung

Strahlung	zu überwachende Schutzgröße	Äquivalentdosis in der Ortsdosimetrie	Äquivalentdosis in der Personendosimetrie
durchdringende Strahlung	effektive Dosis	Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$	Tiefen-Personendosis $H_p(10)$
Strahlung geringer Eindringtiefe	lokale Hautdosis, Körperdosis der Füße, Arme und Hände	Richtungs-Äquivalentdosis $H'(0,07, \Delta)$	Oberflächen-Personendosis $H_p(0,07)$
	Körperdosis der Augenlinse	Richtungs-Äquivalentdosis $H'(3, \Delta)$	$H_p(3)$

Abbildung 11.33: Messgrößen.

Strahlenquelle	mittlere effektive Dosis in MSv/a
1. Natürliche Strahlenexposition	
1.1 Durch kosmische Strahlung	ca. 0,3
1.2 Durch terrestrische Strahlung (gesamt)	ca. 0,4
Strahlung bei Aufenthalt im Freien (5 Std./Tag)	ca. 0,1
bei Aufenthalt in Häusern (19 Std./Tag)	ca. 0,3
1.3 Durch Inhalation von Radonfolgeprodukten (gesamt)	ca. 1,4
bei Aufenthalt im Freien (5 Std./Tag)	ca. 0,2
bei Aufenthalt in Häusern (19 Std./Tag)	ca. 1,2
1.4 Durch Ingestion von natürlichen radioaktiven Stoffen	ca. 0,3
Summe der natürlichen Strahlenexposition	ca. 2,4

Abbildung 11.34: Natürliche Strahlenexposition.

oder sogar darüber liegen. Dann muss die Therapie mit besonderen Schutz- und Vorkehrungsmaßnahmen durchgeführt werden (sterile Umgebung, ...).

Dosisleistungen von unterschiedlichen Strahlungsquellen sind in der Abbildung 11.38 zu sehen.

Die Variabilität der Strahlenexposition des Menschen ist in der Abbildung 11.39 gezeigt. Dabei werden die externen mit den inkorporierten (Inhalation und Ingestion) Strahlenquellen verglichen.

Abbildung 11.40 fasst das Spektrum einiger typischer Äquivalentdosen in Form einer Skala zusammen.

2.1	Durch kerntechnische Anlagen	< 0,01
2.2	Durch Anwendung radioaktiver Stoffe and ionisierender Strahlen in der Medizin	ca. 1,5
2.3	Durch Anwendung radioaktiver Stoffe and ionisierender Strahlen in Forschung, Technik and Haushalt (ohne 2.4)	< 0,01
	2.3.1 Industriezeugnisse	< 0,01
	2.3.2 technische Strahlenquellen	< 0,01
	2.3.3 Störstrahler	< 0,01
2.4	Durch berufliche Strahlenexposition (Beitrag zur mittleren Strahlenexposition der Bevölkerung)	< 0,01
2.5	Durch besondere Vorkommnisse	0
2.6	Durch Fallout von Kernwaffenversuchen	< 0,01
	2.6.1 von außen im Freien	< 0,01
	2.6.2 durch inkorporierte radioaktive Stoffe	< 0,01
2.7	Strahlenexposition durch den Unfall im Kernkraftwerk Tschernobyl	< 0,015
Summe der zivilisatorischen Strahlenexposition		ca. 1,6

Abbildung 11.35: Zivilisatorische Strahlenexposition.

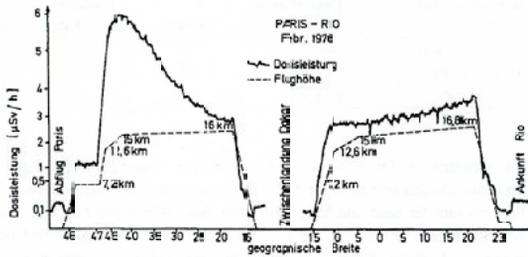


Abbildung 11.36: Belastung durch Höhenstrahlung während einer Flugreise.

Strahlenbelastung [mSv]		
Röntgendiagnostik (Film)		
Lunge (Einzelaufnahme)	0,3 – 1,0 (Haut)	0,1 – 0,4 (E)
Magen (ca. 5 Aufnahmen)	60 (Haut)	9 (E)
Zähne	bis 10 (Kieferknochen, Haut)	0,01 (E)
Mammographie	bis 60 (Haut)	0,5 (E)
Röntgendiagnostik (Bildwandler)		
Magen	< 10 (Haut)	< 1 (E)
Gliedmaßen		< 0,01 (KM, E)
Computertomographie (CT)		10 – 30 (E)
Röntgentherapie		
Entzündungsbehandlung	500 – 2000 (pro Organ)	
Krebsbekämpfung	3000 – 50000 (pro Organ)	
Maximaldosen	100000 (Haut)	
Nuklear diagnostik		
Schilddrüse	Tc 99 m 4 (SD)	0,6 (E)
Niere	Tc 99 m 5 (Niere)	18 (Blase), 0,7 (E)
Leber	Tc 99 m	2,3 (E)
Herz	Tc 201	17 (E)
Nukleartherapie		
Beseitigung eines autonomen Adenoms (Schilddrüsenerkrankung) J 131	500000 (SD)	100 (E)

Abbildung 11.37: Medizinische Strahlenbelastung (E: effektive Dosis, KM: Knochenmark, SD: Schilddrüse).

Strahlenquelle	Äquivalenzdosisleistung
KKW-Belastung Normalbetrieb, maximal	$\approx 10^{-10} \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
Fernsehen (d = 5 cm)	$\approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
Fernsehen (d = 2,5 m)	$\approx 10^{-10} \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
natürliche Radioaktivität	$\approx 10^{-7} \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
Radiojodabbildung d. Schilddrüse	$\approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
Röntgenaufnahme der Lunge	$\approx 3,6 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1} (10^{-3} \text{ Sv} \cdot \text{s}^{-1})$
Krebstherapie	
• Co 60 – Bestraher	$\approx 30 - 50 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
• Linearbeschleuniger	$\approx 100 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$

Abbildung 11.38: Dosisleistungen unterschiedlicher Quellen.

Bereiche der Strahlenexposition Erwachsener: Effektive Dosis in mSv

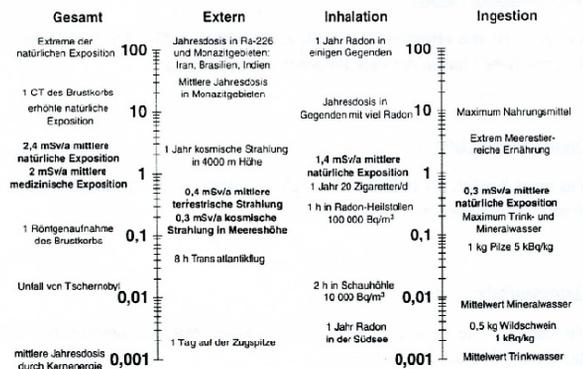


Abbildung 11.39: Variabilität der Strahlenexposition des Menschen.

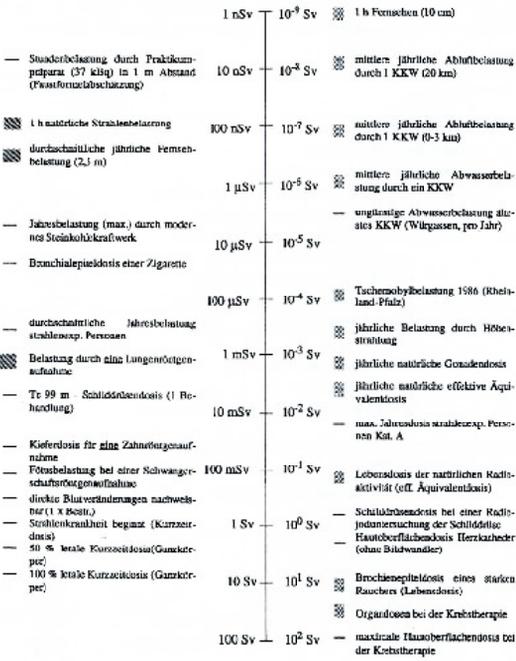


Abbildung 11.40: Typische Dosen.