

4 Röntgen- und Gammastrahlung

4.1 Physikalische Grundlagen

4.1.1 Entstehung / Erzeugung von Röntgenstrahlung

Mit der Entdeckung der Röntgenstrahlung im Jahr 1895 durch Wilhelm Conrad Röntgen wurde eine interessante Epoche physikalischen Forschens eingeleitet. Durch die unmittelbare Anwendung dieser damals neu entdeckten durchdringenden Strahlung zur Abbildung innerer Organe in der Medizin war darüber hinaus sofort ein gesellschaftlich hochrelevanter Anwendungsbereich eröffnet, der zusätzlich die technisch-wissenschaftliche Entwicklung enorm stimulierte.

Die durch Zufälle begleiteten und auf Basis des damals vorhandenen Wissens geführten Experimente von Röntgen mit der Hittorf'schen Röhre und der Crookes-Röhre konnten durch die Weiterentwicklung der Atom- und Kernphysik in den darauf folgenden Jahrzehnten beschrieben und quantifiziert werden. Durch Coulomb-Wechselwirkung von Elektronen eines Elektronenstrahls, der auf ein Zielmaterial (Target) gerichtet ist, werden einerseits Hüllenelektronen aus den Atomen dieses Materials heraus gestoßen (Ionisation) und andererseits Photonen durch die Abbremsung der Elektronen im Elektronenstrahl in der Nähe von Atomkernen emittiert. Durch das Nachrücken von weniger stark gebundenen Hüllenelektronen auf die durch Ionisation frei gewordene Hüllenposition wird die Bindungsenergie in Form elektromagnetischer Strahlung freigesetzt. Die dabei emittierte Strahlung – „**Röntgenstrahlung**“ - im anglikanischen Sprachraum nach wie vor wie von Röntgen vorgeschlagen „**X-Rays**“ genannt - besteht energetisch aus einem kontinuierlichen Teil – „**Bremsstrahlung**“²⁹ – und aus diskreten Linien – „**charakteristische Röntgenstrahlung**“, deren Energien vom Zielmaterial des Elektronenstrahls abhängen (Abb. 42).

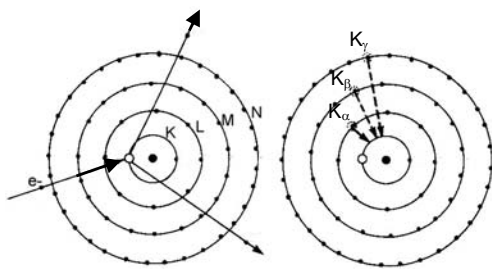


Abb. 40: Erzeugung der charakteristischen Röntgenstrahlung durch Wechselwirkungselektronen und nachrückende Hüllenelektronen

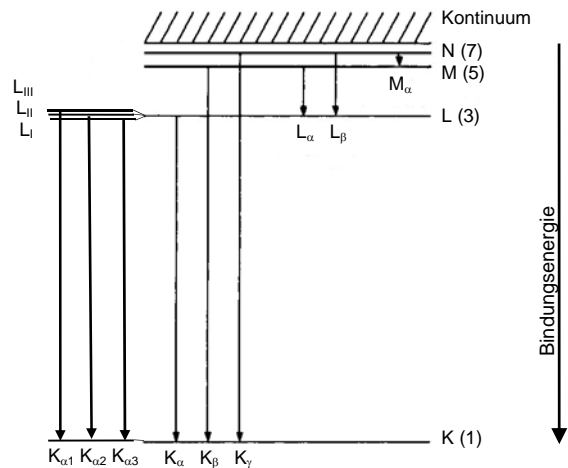


Abb. 41: Vereinfachtes Energiediagramm eines Atoms mit mittlerer Ordnungszahl

²⁹ wird auch engl. als *bremsstrahlung* bezeichnet

Röntgenstrahlen überdecken im Spektrum der EM Strahlung den Bereich von rund 10 eV bis 100 keV, das entspricht Wellenlängen zwischen 10^{-7} und 10^{-11} m. Sie zählen zur indirekt ionisierenden Strahlung, da die Photonen als ungeladene Teilchen über Wechselwirkungs- und Stossprozesse geladene Sekundärteilchen – im wesentlichen Elektronen – im bestrahlten Material erzeugen.

In erster Näherung kann zur Erklärung der **Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung** das *Bohr'sche Atommodell* (1913) in Kombination mit dem *Pauli'schen Ausschließungsprinzip* (1924) herangezogen werden (Abb. 40, Abb. 41). Durch das Pauli-Prinzip kann jeder quantenmechanische Zustand eines Atoms, der durch die 5 Quantenzahlen charakterisiert ist (S. 25), nur von einem Hüllenelektronen besetzt werden. Trifft ein Elektron eines Elektronenstrahls mit einer kin. Energie, die größer ist als die Bindungsenergie, auf ein Targetelektron, so wird dieses aus der Hülle hinaus gestoßen. Beim Nachrücken von äußeren Elektronen wird die frei werdende Bindungsenergie entweder in Form von Röntgenstrahlung oder in Form eines aus der Hülle emittierten **Augerelektrons** mit einer kinetischen Energie abgegeben, die der Differenz der Bindungsenergien des ursprünglich hinaus gestoßenen und des Augerelektrons entspricht.

Wie groß die potentiellen Energien zur Bindung von Hüllenelektronen im Atom sein können, kann durch folgende Überlegungen – abgeleitet aus dem Bohr'schen Atommodell - abgeschätzt werden:

Coulombkraft und Coulombenergie eines Elektrons $-e_0$ im Feld der Kernprotonen $+Ze_0$ sind gegeben durch:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e_0 \cdot Z \cdot e_0}{r^2} \quad \text{und} \quad E \propto \frac{Z \cdot e_0^2}{r} \quad (4.1)$$

Die Bahnradien r_n der Hüllenelektronen in der Schale n sind proportional zum Quadrat der Hauptquantenzahl n und (Gleichgewichtsbedingung zwischen Zentripetal- und Coulombkraft) umgekehrt proportional zur Ordnungszahl Z .

Für den Radius r_n und damit für die Bindungsenergie Q der Schale n eines Targetmaterials mit der Ordnungszahl Z liefert das Bohr'sche Atommodell (mit 4.1):

$$r_n = r_1 \frac{n^2}{Z} \quad \text{mit} \quad r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad \text{und} \quad Q(Z, n) = \tilde{R}_\infty \frac{Z^2}{n^2} \quad \text{mit} \quad \tilde{R}_\infty \approx 13,6 \text{ eV} \quad (4.2)$$

r_1 ist der 1. Bohr'sche Atomradius; $\tilde{R}_\infty \sim 13,6 \text{ eV}$ ist das nichtrelativistische Ionisierungspotential von Wasserstoff mit unendlicher Protonenmasse und entspricht der Rydbergkonstante³⁰ in Energieform ($\tilde{R}_\infty = h \cdot c \cdot R_\infty$).

Die durch Röntgenstrahlung (oder Augerelektron s.u.) aus dem Atom emittierte Energie nach Wechselwirkung eines Elektrons mit einem Hüllenelektron aus der Schale (Haupt-QZ) n und Nachrücken eines Hüllenelektrons aus der Schale m ergibt sich daher in erster Näherung:

$$E(n, m) \approx E_n - E_m = \tilde{R}_\infty Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (4.3)$$

³⁰ Janne Robert Rydberg, 1854 - 1920

Beispiel: Wolfram, $Z = 74$: K-Elektron ($n=1$): $Q \sim 13,6 \text{ eV} \cdot 74^2 = 74,5 \text{ keV}$; L-Elektron ($n=2$): $Q \sim 13,6 \text{ eV} \cdot 74^2/2^2 = 18,6 \text{ keV}$; das ergibt eine K_{α} -Strahlung von rund $55,9 \text{ keV}$; tatsächlich ergeben sich wegen des durch die gesamt vorhandenen Hüllenelektronen veränderten Coulombfeldes im Atom sowie aufgrund von Effekten, die außerhalb der Bohr'schen Modellvorstellungen liegen, Bindungsenergien für Wolfram von $Q_K = 69,5 \text{ keV}$ und $Q_{L,III} = 10,2 \text{ keV}$; damit beträgt die Energie der $K_{\alpha1}$ -Strahlung tatsächlich $59,3 \text{ keV}$ (Abb. 42).

Aus dem semiquantitativen Zusammenhang (Glg. 4.2) zwischen Bindungsenergie der Hüllenelektronen und Ordnungszahl des Targetmaterials ist ersichtlich, dass die Bindungsenergien der innersten Schale bei höheren Ordnungszahlen rund 10^3 -fache Werte der Bindungsenergien der äußeren Schalen annehmen. Z.B. Beträgt die Bindungsenergie des Elektrons der K-Schale von Uran $115,6 \text{ keV}$. Das zeigt, dass diese Strahlung energetisch weit über dem Bereich der optischen Energien (Lichtquanten $h\nu = 1,8 \dots 3,0 \text{ eV}$, $\lambda = 7000 \dots 4000 \text{ \AA}$) und den, bei der chemischen Bindung relevanten Coulomb'schen Energiepotentialen ($1 \dots 30 \text{ eV}$) liegen. Außerdem besitzen Röntgenstrahlen ausreichend Energie zur Ionisierung von Atomen (Abb. 43). In Tabelle 9 sind die Bindungsenergien der Elektronen in den Schalen der Atome im (nichtionisierten) Grundzustand einiger ausgewählter Elemente angegeben.

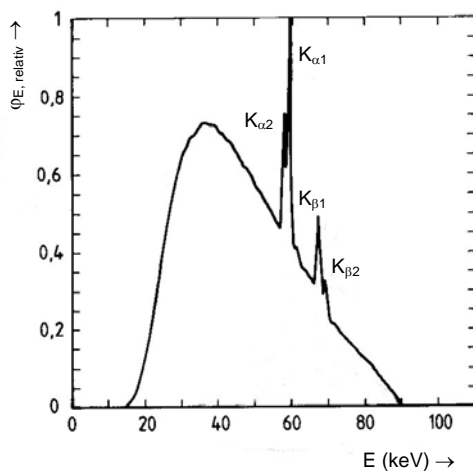


Abb. 42: Die spektrale Energieverteilung einer 90 kV-Röntgenstrahlung einer Wolfram-Anode

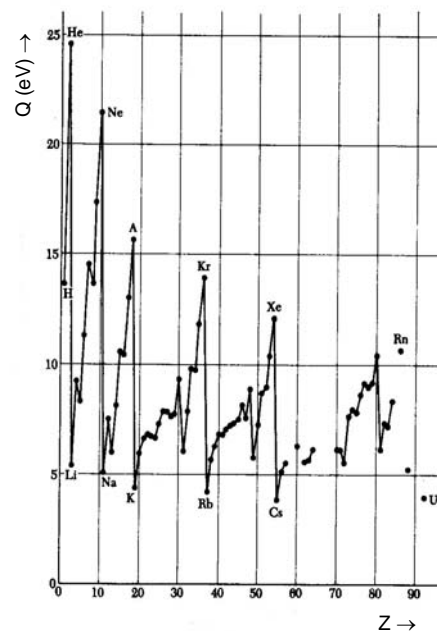


Abb. 43: Bindungsenergien = Ionisationspotential der Elektronen in den äußersten Schalen in Abhängigkeit von der Ordnungszahl

Charakteristische Röntgenstrahlung wird nicht nur durch Wechselwirkung eines Targets mit einem Elektronenstrahl erzeugt sondern entsteht auch **infolge von Kernumwandlungen** durch

Wechselwirkungsprozesse der emittierten Kernstrahlungsteilchen mit den Hüllenelektronen der beteiligten und umgebenden Atome (Abb. 44).

Tabelle 9: Experimentell bestimmte Bindungsenergien von Hüllenelektronen einiger Elemente (Atome im Grundzustand)

Element	Z	Elektronenschalen - Bindungsenergie (keV)							
		K	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I - M _V	N _I - N _{VII}	O _I - O _{IX}	P _I - P _{XI}
H	1	0,0136							
K	19	3,608	0,379	0,297	0,295	0,035-0,018			
Tc	43	21,044	3,042	2,793	2,677	0,544-0,253	0,068-0,039		
W	74	69,523	12,099	11,542	10,205	2,817-1,807	0,592-0,032	0,074-0,034	
U	92	115,61	21,758	20,948	17,168	5,548-3,552	1,442-0,381	0,324-0,096	0,071-0,033

4.1.2 Augerelektronenemission

Die durch Rekombination der Elektronen innerhalb eines Atoms nach einer Ionisation überschüssige Bindungsenergie kann auch auf ein Hüllenelektron übertragen werden, sodass dieses mit einer kinetischen Energie (abzüglich dessen Bindungsenergie) das Atom verlässt. Augerelektronen besitzen daher charakteristische Bewegungsenergien (diskrete Linien im Energiespektrum) – im Gegensatz zur kontinuierlichen Energieverteilung von β^- -Teilchen der Kernstrahlung. Der Vorgang der Augerelektronenemission kann auch kaskadenartig – durch eine Rekombinationsfolge – ablaufen. In gewisser Weise konkurrieren charakteristische Röntgenstrahlung und Augerelektronenemission (Abb. 44).

Experimentell und theoretisch hat sich ergeben, dass die Wahrscheinlichkeit ω für die Aussendung der charakteristischen K_α -Strahlung nach Rekombination im Atom proportional ist zu Z^4 . Andererseits ist die Wahrscheinlichkeit für Augerelektronenemission α für alle Z nahezu konstant mit $\alpha \sim \omega(Z=30) \propto 30^4$. Damit erhält man für die relative K-Floureszenzausbeute

$$\omega(Z) \approx \frac{Z^4}{Z^4 + 30^4} \quad (4.4)$$

da $\omega + \alpha = 1$ ist.

K X-emissions		Cs137 → Ba137		
		Energy keV	Relative Probability	Photons per disintegration x100 Uc
K-L2	K α 2	31.8174	54,28	1,95 (4)
K-L3	K α 1	32.1939	100	3,69 (7)
K-M2	K β 3	36.3045	29,4	1,055 (22)
K-M3	K β 1	36.3786		
K-M4	K β 5	36.654		
K-M5	K β 5'			
K-N2.3	K β 2	37.258	7,42	0,266 (8)
K-N4.5	K β 4	37.312		
K-O2.3	K β 2.3	37.425		

AUGER electrons		Cs137 → Ba137		
		Energy keV	Relative Probability	Electrons per disintegration x100 Uc
Auger K	KLL	25.314	26,786	100
	KLX	30,095	32,179	47,7
	KXY	34,86	37,41	5,7
Auger L		2,6	5,9	7,28 (12)

Abb. 44: Röntgen-K-Emission und Augerelektronenemission von ^{137}Cs (Auszug aus Nucleide 2000, Laboratoire National Henri Becquerel, Bureau National de Métrologie, 2004)

Elemente mit Ordnungszahlen < 30 zeigen daher überwiegend Augerelektronenemission, während bei $Z > 30$ K-Fluoreszenz überwiegt. Bei $Z = 30$ (Zn) sind beide Effekte ungefähr gleich wahrscheinlich.

4.1.3 Bremsstrahlung

Bei Coulomb-Wechselwirkung eines Elektrons mit der kinetischen Energie E_1 mit einem Atomkern oder einem Hüllenelektron des Targets mit Reduktion der kinetischen Energie des Elektrons auf E_2 , wird die Energiedifferenz in Form eines Photons emittiert (Abb. 45). Je größer der Ablenkwinkel des einfallenden Elektrons ist, desto größer der Energieverlust und desto höher die Energie $h \cdot \nu$ des emittierten Photons.

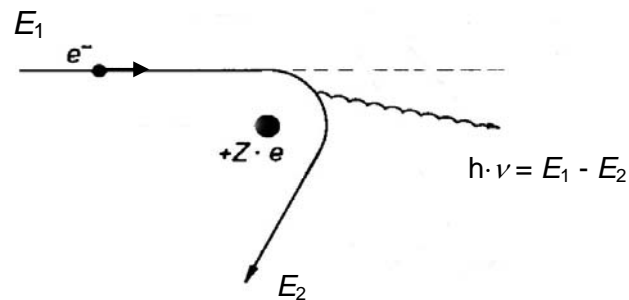


Abb. 45: Ablenkung eines Elektrons im Kernfeld und Emission eines Photons nach Verlust an kinetischer Energie

Die Strahlungsbremung S_{rad} eines Elektrons mit der Gesamtenergie $E_{\text{tot}} = m_e \cdot c^2 + E_{\text{kin}}$ setzt sich zusammen aus der Bremsung im Coulombfeld des Kerns und der Elektronenhülle:

$$S_{\text{rad}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = \rho \frac{1}{u} r_e^2 \alpha \frac{Z^2}{A} E_{\text{tot}} \left(R_{\text{rad},n} + \frac{1}{Z} R_{\text{rad},e} \right) \quad (4.5)$$

mit:

ρ ... Dichte des Absorbermaterials

u ... atomare Masseneinheit

r_e ... klassischer Elektronenradius

α ... Feinstrukturkonstante ($\sim 1/137$)

$R_{\text{rad},n/e}$... skalierte Wechselwirkungsquerschnitte im Kernfeld (n) und in der Elektronenhülle (e)
abhängig von E_{kin} und Z

$R_{\text{rad},n} \sim 5 \dots 15$ für $E_{\text{kin}} = 0,1 \dots 1000$ MeV

$R_{\text{rad},e} / R_{\text{rad},n} \sim 0,1 \dots 1,0$ für $E_{\text{kin}} = 0,1 \dots 1000$ MeV

(tabellarisch oder grafisch /ICRU 37/ in Abhängigkeit von E_{kin} und Z angegeben)

Qualitativ bedeutet dies für ein Teilchen mit der Ladung $z \cdot e$ und der Masse m :

$$S_{rad} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \propto \rho \left(\frac{z \cdot e}{m} \right)^2 \frac{Z^2}{A} E_{tot} \quad (4.6)$$

D.h. die Bremsstrahlungsemission steigt mit ρ und Z^2 . Bei niedrigen Ordnungszahlen – z.B. organisches Gewebe – ist die Bremsstrahlungserzeugung gering gegenüber Materialien mit hohem Z z.B. Pb. Bei üblichen Röntgenanregungsenergien $E_{kin} < 0,1$ MeV überwiegt der Kernbremseffekt gegenüber dem Hüllenbremseffekt. Erst ab $E_{kin} > 10$ MeV sind für niedrige Z beide Bremseffekte von gleicher Größenordnung. Durch den Faktor $1/Z$ in Glg. 4.5 überwiegt jedoch bei höherem Z auch bei hohen Anregungsenergien der Kernbremseffekt gegenüber dem Hüllenbremseffekt um diesen Faktor $1/Z$.

Näherungsweise kann die Bremsstrahlungsleistung P_{rad} angegeben werden mit der Zahlenwertgleichung:

$$P_{rad} \approx 2 \cdot 10^{-6} Z U^2 I \quad (4.7)$$

wobei $[P] = W$, $[I] = mA$... Röhrenstrom, $[U] = kV$... Röhrenspannung
mit $P_{el} = U \cdot I$ ergibt sich für die Bremsstrahlungsausbeute η :

$$\eta = \frac{P_{rad}}{P_{el}} \approx 2 \cdot 10^{-6} Z U \quad (4.8)$$

Für eine Wolframanode ($Z = 74$) beträgt daher die Bremsstrahlungsausbeute bei einer Röhrenspannung von 100 kV rund 0,015, d.h. nahezu 98,5 % der Eingangleistung wird in Wärme umgesetzt (Rest: charakteristische Röntgenstrahlung). In Tabelle 10 sind die Bremsstrahlungsausbeuten verschiedener Materialien angegeben.

Tabelle 10: Bremsstrahlungsausbeute verschiedener Materialien /ICRU 37/

E_{kin} (MeV)	η (Pb $Z=82$)	η (Fe $Z=26$)	η (Al $Z=13$)	η (H ₂ O $Z: 1; 8$)
0,01	0,0012	0,0004	0,0002	0,0001
0,1	0,012	0,0031	0,0014	0,0006
1	0,068	0,017	0,0076	0,0036
10	0,32	0,14	0,075	0,041

Bei niedrigen Elektronenenergien (~ 10 keV) und dünnem Target ($\sim 0,5$ mm) werden die Bremsstrahlungsphotonen bevorzugt unter Winkeln nahe 90° zur Bewegungsrichtung der einfallenden Elektronen emittiert. Mit zunehmender Elektronenenergie und zunehmender Targetdicke nimmt die Photonenemission in Elektroneneinstrahlrichtung zu (Abb. 46 und Abb. 47).

Die Richtungsverteilung der Röntgenphotonen einer Diagnostikröhre mit 90 kV Röhrenspannung und einer Wolframanode mit 16° Anodenwinkel ist in Abb. 48 dargestellt. Die Abschwächung und Aufhärtung der Röntgenbremsstrahlung bei Emissionswinkeln $< 90^\circ$ ergibt sich aus der Absorption der Röntgenstrahlung im Anodenmaterial (Abb. 49).

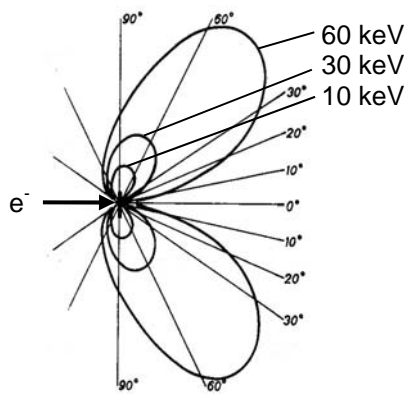


Abb. 46: Energieabhängigkeit der Richtungsverteilung von Bremsstrahlungsphotonen bei dünnem Wolfram-Target

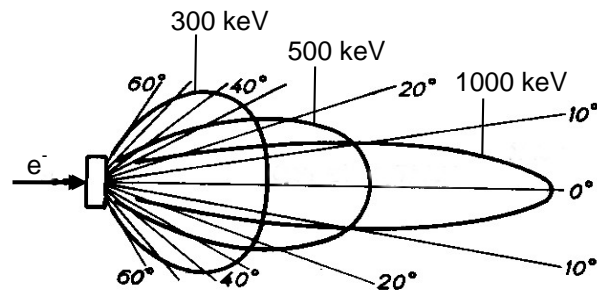


Abb. 47: Energieabhängigkeit der Richtungsverteilung von Bremsstrahlungsphotonen bei dickem Wolfram-Target

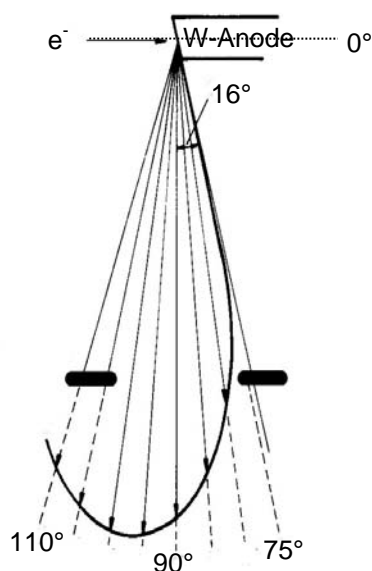


Abb. 48: Richtungsverteilung der Bremsstrahlungsintensität einer 90kV-Röntgenröhre mit Wolframanode

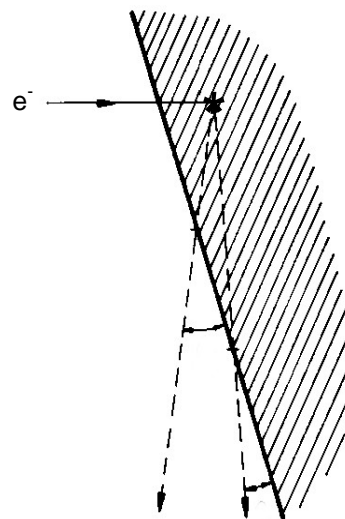


Abb. 49: Winkelabhängigkeit der Bremsstrahlungstransmission im Anodenmaterial

Durch Filterung der Röntgenstrahlung mit Materialien unterschiedlicher Ordnungszahlen und Dicke kann das Röntgenspektrum verändert werden. Mit höher gewähltem Z des Filters verschiebt sich die Intensitätsverteilung des Spektrums gegen höhere Energien – „Aufhärtung“ der Röntgenstrahlung. Die Aufhärtung kann bei diagnostischen Aufnahmen entsprechend der radiologischen Aufgabe optimiert werden, sodass die unerwünschte Strahlenexposition der weichen Strahlungskomponente bei gleich bleibender Aufnahmequalität minimiert wird.

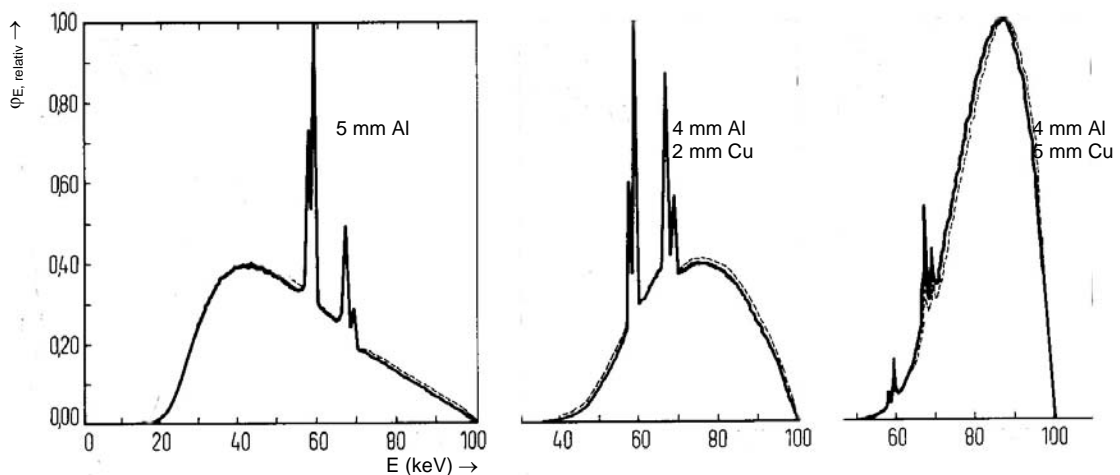


Abb. 50: Aufhärtung der Röntgenstrahlung mit steigender Ordnungszahl und Dicke des Filters

4.1.4 Technischer Aufbau von Röntgenröhren

Der schematische Aufbau einer Diagnostikröhre ist in Abb. 51, der einer Therapieröhre in Abb. 52 dargestellt. Als Anodenmaterial („Antikathode“) werden W, Mo und Cu verwendet. W hat ein entsprechend hohes Z, besitzt einen sehr hohen Schmelzpunkt (3410 °C) und weist eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit auf. Die thermische Leistung einer 100 kV-Röhre kann bis zu 100 kW mit einer Temperatur im Brennfleck von bis zu 3000 K führen. Molybdän besitzt eine noch größere Wärmeleitfähigkeit und wird oft mit Graphit (Erhöhung der Wärmekapazität) im Verbund als Wärmeleiter zur Wärmeabfuhr von der Anode eingesetzt. Zur Herabsetzung der Sprödigkeit wird W mit Rhenium legiert. Durch die thermische Beanspruchung wird die Anodenoberfläche im Laufe der Zeit rauer. Dadurch vermindert sich die Strahlenausbeute auf bis zu 60%.

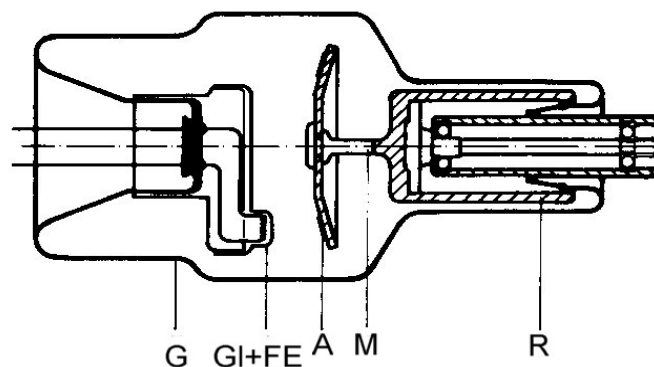


Abb. 51: Schematischer Schnitt einer Diagnostik-Röntgenröhre mit Wolfram-Drehtelleranode

G ... Glaskolben, Gl+FE ... Glühfaden mit Fokussierelektrode, A ... Anodenteller aus W (Ø 8-12 cm), M ... Molybdänwelle, R ... Rotor (3000 – 18000 min⁻¹)

Bei Therapieröhren kann die thermische Beanspruchung der Anode durch die Herabsetzung der momentanen Eingangsleistung reduziert werden (Faktor 10). Die Durchschnittsleistung ist höher als jene von Diagnostikröhren.

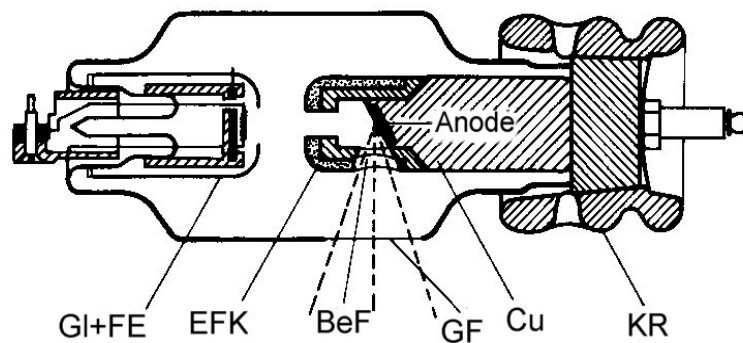


Abb. 52: Schematischer Schnitt einer Therapie-Röntgenröhre

Gl+FE ... Glühfaden mit Fokussierelektrode, EFK ... Elektronenfangkopf (innen CU, außen W), BeF ... Berylliumfenster, GF ... dünnes Glasfenster, CU ... Kupferschaft (Wärmeabfuhr), KR ... Kühlrippen

Der elektrische Brennfleck ist bei Diagnostikröhren zwischen 0,3 mm x 2 mm und 2 mm x 8 mm, der optische Brennfleck zwischen 0,3 mm x 0,3 mm und 2 mm x 2 mm groß (Abb. 53) bei optischen Anodenwinkeln zwischen 5° und 20°. Optische Brennflecken von Therapieröhren liegen typischerweise zwischen 5 mm x 5 mm und 7 mm x 7 mm bei opt. Anodenwinkeln zwischen 30° und 45°.

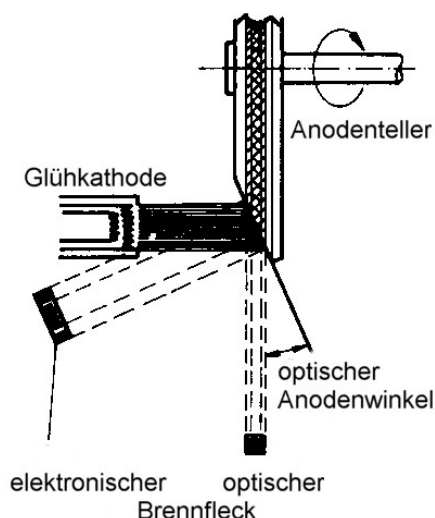


Abb. 53: Elektrischer (thermischer) und optischer Brennfleck einer Drehtelleranodenröhre

Zur Glättung der Anodenhochspannung werden nach Transformation 6-Puls- und 12-Puls-Gleichrichterschaltungen mit Welligkeiten von 13,4% und 3,5% angewandt. Zunehmend werden Mittelfrequenzgeneratoren (200 bis 10000 Hz) mit Thyristorumrichter verwendet. Diese Technik erlaubt vorteilhaft schnelle Schaltzeiten von bis zu 1 ms (Diagnostik → Expositionsoptimierung). Im Diagnostikbereich sind Röhrenspannungen zwischen 20 kV und 150 kV notwendig. Zur Bestimmung der Röhrenspannung während des Betriebes finden neben direkter Spannungsmessung auch indirekte Methoden Anwendung, die die Energieabhängigkeit von Abschirmungseffekten (Filtermethoden) nutzen.

4.2 Wechselwirkung von Photonenstrahlung mit Materie

4.2.1 Wechselwirkungsprozesse - Überblick

In Medizin und Technik wird Photonenstrahlung (Röntgenröhren und Beschleuniger) mit Energien von 1 (einigen) keV bis ca. 60 MeV angewendet. Radionuklide emittieren Gammastrahlung im Energiebereich von einigen keV bis einigen MeV. Die Photonen treten in Wechselwirkung mit bestrahlter Materie, wobei sie dabei Energie und Impuls auf Atome - Hüllenelektronen und Kern – übertragen. Ein 1-MeV-Photon durchläuft durchschnittlich 30 Wechselwirkungsprozesse, bis die gesamte Energie des Photons in kinetische Energie von Elektronen umgewandelt ist. Diese sekundäre Elektronenstrahlung löst ihrerseits wiederum ca. 10^5 Ionisations- und Anregungsprozesse im durchstrahlten Medium aus. Das bedeutet, eine geringe Anzahl von primären Wechselwirkungen des Photons mit Materie löst eine große Anzahl sekundärer Wechselwirkungsprozesse (i.a. überwiegend durch kinetische Elektronen) aus oder anders ausgedrückt die Anzahl der sekundären Ionisationsprozesse übersteigt die Anzahl der primären weit. Deshalb spricht man auch bei Photonenstrahlung von **indirekt ionisierender Strahlung**.

Die kinetische Energie der sekundär ausgelösten Strahlung wird in Wärme umgewandelt oder führt zu Ionisation, Anregung, Bremsstrahlung (=wiederum Photonenstrahlung), Bruch molekularer Bindungen und chemischer Veränderungen. In einem lebenden Organismus können diese Veränderungen in weiterer Folge biologische Wirkungen nach sich ziehen.

Photonenstrahlung ist durchdringender als die Strahlung geladener Teilchen (z.B. β^-), da Photonen elektrisch ungeladen sind und daher die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit geladenen Teilchen (z.B. Hüllenelektronen) geringer ist.

Grundsätzlich können Photonen mit Materie folgendermaßen wechselwirken:

a) Mit den **Hüllenelektronen**:

- **Kohärente Streuung oder Thomsonstreuung**: Photon wird an einem Hüllenelektron mit Richtungsänderung ohne Energieverlust gestreut (Licht: Rayleigh-Streuung)
- **Inkohärente oder Comptonstreuung**: Photon überträgt einen Teil seiner Energie auf ein Hüllenelektron, das aus der Hülle heraus gestoßen wird; das Photon ändert dabei seine Richtung
- **Photoeffekt**: Photon überträgt seine gesamte Energie auf ein Hüllenelektron, das aus der Hülle heraus gestoßen wird

b) Mit dem **Atomkern**

- **Paarbildung**: Im Coulombfeld eines Atomkerns wird ein Photon komplett absorbiert und erzeugt ein Elektron-Positron-Paar
- **Kernphotoeffekt**: Ein Photon wird im Atomkern komplett absorbiert; dabei wird ein Nukleon emittiert; der Atomkern wird radioaktiv

In Abb. 54 sind die Wechselwirkungsmöglichkeiten von Photonen mit Materie schematisch dargestellt. Welche Effekte ablaufen, hängt von der Energie der einstrahlenden Photonen $h \cdot \nu$ und von den Eigenschaften der durchstrahlten Materie (z.B. Z , A , Dichte ρ , ...) ab.

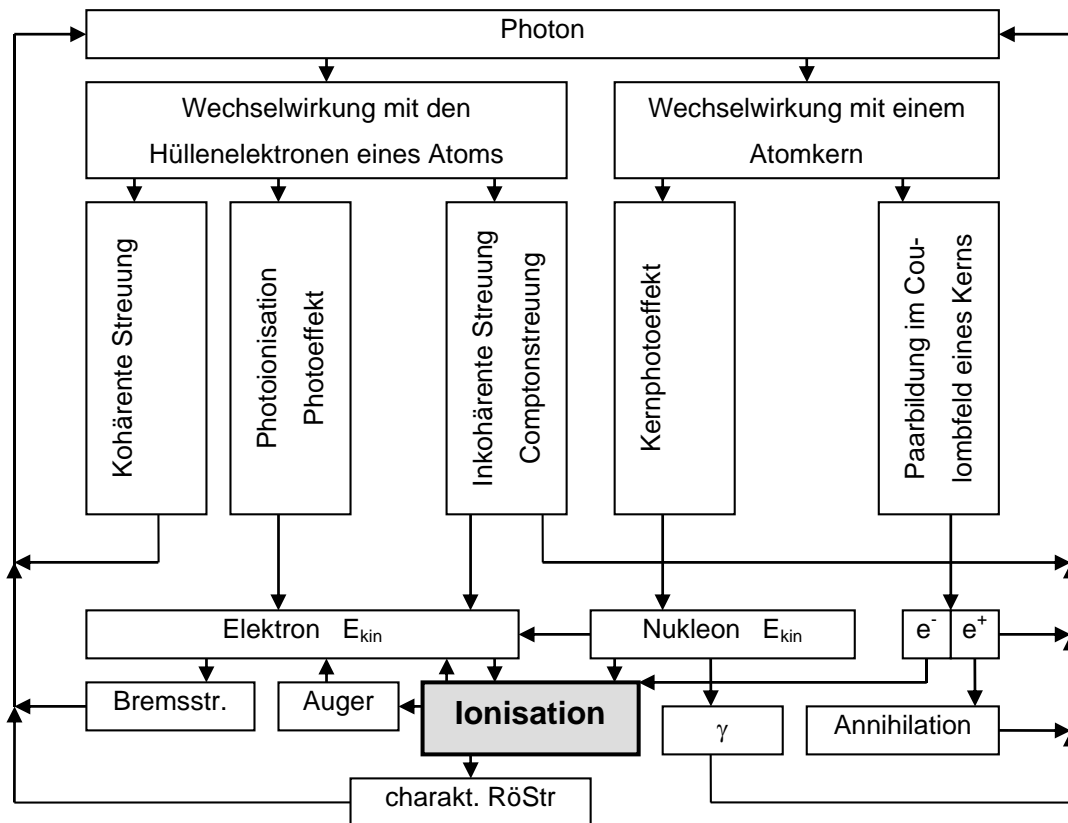


Abb. 54: Wechselwirkungs-Schema Photonen - Materie

4.2.2 Schwächung von Photonenstrahlung

Lineares Schwächungsgesetz für Photonenstrahlung:

Durchquert ein unendlich schmales, paralleles Photonenstrahlbündel mit der spektralen Energieflussdichteverteilung $\psi(h\nu, z)$ [$\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}$] eine Materieschicht der Dicke dz , so wird es geschwächt um

$$d\psi(h\nu, z) = -\psi(h\nu, z) \cdot \mu(h\nu, Z, \rho, \dots) \cdot dz \quad (4.10)$$

dabei ist μ der Schwächungskoeffizient in [m^{-1}], der von den Materialeigenschaften und der Photonenenergie $h\nu$ abhängt.

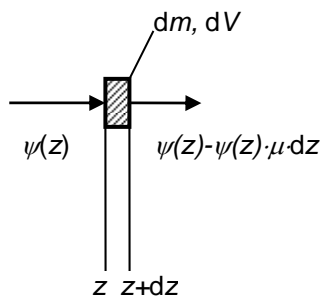


Abb. 55: Abschwächung eines dünnen, monoenergetischen Photonenstrahls

Im Falle monoenergetischer Photonenstrahlung mit einer Energieflussdichte $\psi(h\nu_1, z)$ kann Glg. 4.10 integriert werden über eine Materialschicht der Dicke z :

$$\psi(h\nu_1, z) = \psi(h\nu_1, 0) \cdot e^{-\mu \cdot z} \quad (4.11)$$

Aus praktischen Gründen ($\mu \propto \rho$) wird die Materieschicht als flächenbezogene Masse („Massenbelegung“, „Flächenbelegung“) $\rho \cdot z$ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}$ oder $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$) betrachtet und ein Massenschwächungskoeffizient (μ/ρ) definiert:

$$\psi(h\nu_1, \rho \cdot z) = \psi(h\nu_1, 0) \cdot e^{-(\mu/\rho) \cdot \rho \cdot z} \quad (4.12)$$

Der lineare Schwächungskoeffizient μ für Photonenstrahlung in Materie wird in mehrere Teil-Schwächungskoeffizienten entsprechend den möglichen, von einander unabhängigen Wechselwirkungsmechanismen aufgeteilt:

$$\mu = \tau + \sigma_{ges} + \kappa \quad (4.13)$$

$$\sigma_{ges} = \sigma_{coh} + \sigma \quad (4.14)$$

Dabei sind die Schwächungskoeffizienten:

τ ... Photoeffekt, σ_{ges} ... gesamte Streuung - σ_{coh} ... kohärente Streuung, σ ... Comptonstreuung

κ ... Paarherzeugung

Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt μ_a [m²] ergänzt die Beschreibung der Wechselwirkungen im atomaren Maßstab. Er dient dazu, die Anzahl N der durch die Photonenfluenz Φ (Photonen/Fläche [m⁻²]) ausgelösten Wechselwirkungsprozesse zu quantifizieren:

$$N = \mu_a \cdot \Phi \quad (4.15)$$

N ... Erwartungswert der Anzahl der je Atom ausgelösten Wechselwirkungsprozesse

Mit der Atomanzahl bezogen auf das Volumen n_a [m⁻³] (Elektronenanzahl bezogen auf das Volumen $n_e = Z \cdot n_a$) und den Atomzahlen bezogen auf die Masse N_a [kg⁻¹] (Elektronenanzahl bezogen auf die Masse $N_e = Z \cdot N_a$) ergibt sich:

$$N/V = n_a \cdot \mu_a \quad (4.16)$$

$$N/m = N_a \cdot \mu_a \cdot \rho = (\mu/\rho) \cdot \rho \quad (4.17)$$

Für die einzelnen Wechselwirkungsprozesse stehen die linearen Schwächungskoeffizienten und Wirkungsquerschnitte im Zusammenhang (Tabelle 11).

Tabelle 11: Zusammenhang linearer Schwächungskoeffizient und Wirkungsquerschnitt

WW-Prozess	lin. Schwächungskoeffizient = Faktor · Wirkungsquerschnitt
Gesamtschwächung	$\mu = n_a \cdot \mu_a$ [m ⁻¹] = [m ⁻³] · [m ²]
Photoeffekt	$\tau = n_a \cdot \tau_a$
Kohärente Streuung	$\sigma_{coh} = n_e \cdot \sigma_{coh}$
Comptonstreuung	$\sigma = n_e \cdot \sigma_c$
Paarherzeugung	$\kappa = n_a \cdot \kappa_a$
Kernphotoeffekt	$\sigma_{(\gamma,n)}, \sigma_{(\gamma,p)}$

Linearer Energieumwandlungskoeffizient

Die Umwandlung der eingestrahltten Energie $W = N \cdot h \nu$ von N Photonen eines unendlich dünnen Photonenstrahls in kinetische Energie dW_{kin} der Sekundärelektronen beim Durchgang durch eine Materieschicht der Dicke dz beträgt:

$$dW_{kin} = \mu_{tr} \cdot W \cdot dz \quad (4.18)$$

μ_{tr} ... linearer Energieumwandlungskoeffizient [m⁻¹]

μ_{tr}/ρ ... Massen-Energieumwandlungskoeffizient [m² kg⁻¹]

Wenn bei jeder Wechselwirkung eines Photons mit einem Atom der schwächenden Schicht im Mittel die Energie \bar{E}_{tr} in kinetische Energie eines Sekundärelektrons umgewandelt wird, ergibt sich aus Glg. 4.18:

$$dN \cdot \bar{E}_{tr} = \mu_{tr} \cdot N \cdot h\nu \cdot dz \quad (4.19)$$

Da die Anzahl dN der Wechselwirkungen von N Photonen in der Schicht dz :

$$dN = N \cdot \mu \cdot dz \quad (4.20)$$

ist, ergibt das mit Glg. 4.19:

$$\mu_{tr} = \mu \cdot (\bar{E}_{tr} / h\nu) \quad (4.21)$$

Analog ist $\mu_{tr} = \tau_{tr} + \sigma_{tr} + \kappa_{tr}$ wobei in leichten Stoffen $\tau_{tr} \sim \tau$ gesetzt wird (sowohl Photoelektron als auch Fluoreszenzstrahlung $h\nu_f$ sind so energiearm, dass beide in unmittelbarer Nähe des getroffenen Atoms absorbiert werden).

Energieabsorption, Bremsstrahlungsverlust

Ein Teil g_m der kinetischen Anfangsenergie des Sekundärelektrons \bar{E}_{tr} wird in Bremsstrahlung umgesetzt, die nicht längs der Sekundärelektronenbahn sondern in weiterer Entfernung davon absorbiert wird. Die im Durchschnitt bei jeder Wechselwirkung eines Photons *absorbierte Energie* (in unmittelbarer Nähe der Wechselwirkung) beträgt daher

$$\bar{E}_{en} = \bar{E}_{tr} (1 - g_m) \quad (4.22)$$

Mit den vorhergehenden Gleichungen ergibt sich damit der *lineare Energieabsorptionskoeffizient*:

$$\mu_{en} = \mu (\bar{E}_{en} / h\nu) = \mu_{tr} (1 - g_m) \text{ [m}^{-1}\text{]} \quad (4.23)$$

sowie der *lineare Massen-Energieabsorptionskoeffizient* μ_{en}/ρ .

In Tabelle 12 sind für einige ausgewählte Photonenenergien die Wechselwirkungskenngrößen für Wasser zusammengestellt. Bei 10 keV werden 92,5 % der einstrahlenden Photonenenergie auf Sekundärelektronen übertragen, 7,5 % werden kohärent oder inkohärent gestreut. Bei 100 keV werden rund 15 % der Photonenenergie auf Sekundärelektronen übertragen und ca. 85 % gestreut; bei 100 MeV werden rund 96 % auf Sekundärelektronen übertragen, wobei davon rund 25 % in Bremsstrahlung umgesetzt werden, 4 % der Energie geht in Photonenstreuung. Bis rund 1 MeV wird die gesamte Energie der Sekundärelektronen absorbiert, d.h. die Bremsstrahlungsverluste sind relativ gering.

Tabelle 12: Wechselwirkungskenngrößen von Photonen mit Wasser für einige Photonenenergien

$h\nu$ MeV	$\bar{E}_{tr}/h\nu$	$\bar{E}_{en}/h\nu$	μ/ρ cm ² /g	μ_{tr}/ρ cm ² /g	μ_{en}/ρ cm ² /g	g_w 10 ⁻³
0,01	0,925	0,925	5,066	4,684	4,684	0,09
0,1	0,148	0,148	0,171	0,0253	0,0253	0,21
1,0	0,439	0,438	0,0707	0,0311	0,0310	2,22
10	0,733	0,707	0,0222	0,0163	0,0157	36
100	0,958	0,713	0,0172	0,0165	0,0123	256

Das Schwächungsgesetz für monoenergetische Photonenstrahlung im „engen Strahlenbündel“ für die Photonenfluenz Φ [m⁻²] in seiner integrierten Form (Lösung der differentiellen Form) lautet:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-\mu \cdot z} = \Phi_0 \cdot e^{-(\mu/\rho) \cdot \rho \cdot z} \quad (4.24)$$

Beispiel:

a) Schwächung von 100 keV-Photonen durch 10 cm Wasser, $\Phi_0 = 1000 \text{ cm}^{-2}$

$$(\mu/\rho)_{\text{H}_2\text{O}}(100 \text{ keV}) = 0,172 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}, \rho \cdot z = 10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}, \underline{\Phi} = \Phi_0 \cdot e^{-0,172 \cdot 10} = 1000 \cdot e^{-1,72} = \underline{179 \text{ cm}^{-2}}$$

b) Blei-Dicke für gleiche Schwächung ? $\rho = 11,3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, $(\mu/\rho)_{\text{Pb}}(100 \text{ keV}) = 5,79 \text{ cm}^2\text{g}^{-1} \Rightarrow \underline{z = 0,26 \text{ cm}}$

Halbwertsdicke

$$\Phi/\Phi_0 = 0,5 \Rightarrow \text{HWD oder } s_1 \text{ („1. Halbwertsdicke“) } = (\ln 2)/\mu \text{ oder } \rho \cdot s_1 = (\ln 2) \cdot \rho/\mu$$

Aufbaufaktor

Im breiten Photonenstrahlbündel erhöhen eingestreute Photonen nach Durchlaufen einer Materialschicht die Photonenfluenz in einem Punkt hinter der Abschirmung um den „Aufbaufaktor“³¹ B

$$\Phi = \Phi_0 \cdot B \cdot e^{-\mu \cdot z} \quad (4.25)$$

Einen schematischen Überblick über die einzelnen Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie verschafft Abb. 56.

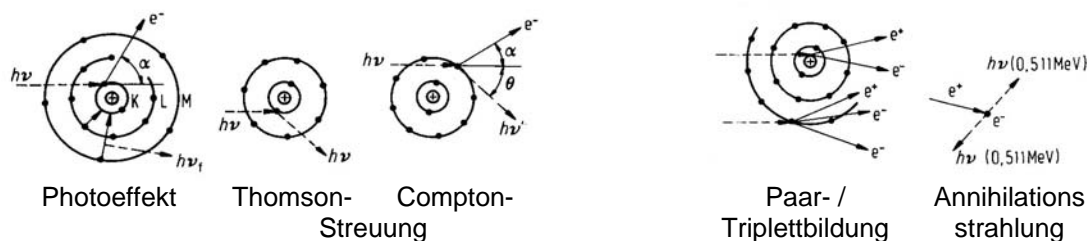


Abb. 56: Wechselwirkungsprozesse vom Photonen mit Atomen (schematisch; ohne Kernphotoeffekt)

4.2.3 Photoeffekt

Der Photoeffekt findet – soweit die Photonenenergie ausreicht – bevorzugt an K- und L-Schalen-elektronen statt. Das emittierte Elektron übernimmt die Photonenenergie (- Bindungsenergie) als kinetische Energie. Zusätzlich wird mit dem Photoelektron die charakteristische Röntgenstrahlung, ggf. Augerelektronen und Bremsstrahlung emittiert.

Die Abhängigkeit des Photoeffekts von der Ordnungszahl und der Dichte des durchstrahlten Materials ist:

$$\tau \propto \rho \cdot Z^r \text{ oder } (\tau/\rho) \propto Z^r \quad (4.26)$$

wobei $r \sim 3,6$ für niedrige und $r \sim 3$ für hohe Z .

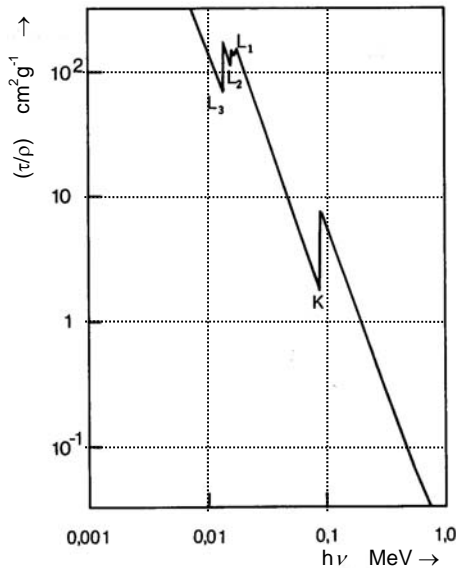
³¹ engl. *build-up factor*

Von der Photonenenergie $h\nu$ hängt der Photoeffekt folgendermaßen ab:

$$\tau \propto (h\nu)^s \quad \text{oder} \quad (\tau/\rho) \propto (h\nu)^s \quad (4.27)$$

wobei $s \sim -4 \dots -3$ oberhalb der K-Bindungsenergie und $s \sim -1$ für $h\nu \gg 511 \text{ keV}$.

Im Bereich der Schalenbindungsenergien erhöht sich die Photoeffekt-Wahrscheinlichkeit mit ansteigender Photonenenergie sprunghaft.



Die Photoelektronen werden bei niedrigen Photonenenergien ($< 20 \text{ keV}$) in Winkel zwischen 90° und 70° zur Photoneinstrahlrichtung, bei höheren Energien zunehmend in Einstrahlrichtung – z.B. bei $1,5 \text{ MeV}$ um 10° - emittiert.

Der Photoeffekt findet bevorzugt bei niedrigen Photonenenergien und hohen Ordnungszahlen statt. Im menschlichen Gewebe spielt er praktisch nur in der Röntgendiagnostik eine Rolle. Bei Strahlenschutzabschirmungen mit hohem Z (z.B. Pb, $Z=82$) dominiert der Photoeffekt bis zu Photonenenergien von rund 500 keV .

Abb. 57: Massen-Photoabsorptionskoeffizient für Blei ($Z=82$)

4.2.4 Kohärente Streuung, Thomsonstreuung

Bei der kohärenten Streuung eines Photons an einem Hüllenelektron nimmt das Atom den gesamten Impuls des Photons auf und regt die gesamte Atomhülle kurzzeitig zu einer Schwingung an, die ein Photon mit gleichem Energieinhalt und anderer Richtung wie das einfallende emittiert. Das Hüllenelektron bleibt dabei gebunden. Bei diesem WW-Prozess wird daher keine Energie vom durchstrahlten Medium absorbiert. Durch die Richtungsänderung der Photonen verliert jedoch ein Photonenstrahl an Intensität in Einstrahlrichtung. Dieser Streuverlust beträgt für Materialien mit niedrigen Z – z.B. organisches Gewebe weniger als 10% mit einem Maximum bei rund 20 keV -Photonen.

Der Zusammenhang des Schwächungskoeffizienten σ_{coh} mit Ordnungszahl Z , Photonenenergie $h\nu$ und Dichte ρ ist oberhalb 10 keV näherungsweise gegeben durch:

$$\sigma_{\text{coh}} \propto \rho \cdot \frac{Z^{1,5}}{(h\nu)^2} \quad (4.28)$$

Bei Hoch- Z -Elementen ist der Anteil der kohärenten Streuung rund 10% - 15% der Gesamtstreuung.

4.2.5 Inkohärente Streuung, Comptonstreuung

Bei der Comptonstreuung stößt das Photon ein Hüllenelektron aus der äußeren Hülle und überträgt dabei einen Teil seiner Energie $h\nu$ und seines Impulses $h\nu/c$ auf das Elektron. Die Comptonstreuung kann mit Hilfe der relativistischen Mechanik als elastischer Stoß zwischen 2 Teilchen quantifiziert werden. Damit kann der Zusammenhang zwischen Energieübertragung und Streuwinkel berechnet werden:

Ansatz: Impuls- und Energieerhaltung (relativistisch)

$$\vec{p} = \vec{p}' + m_e \vec{v}_e \quad (4.29)$$

$$h\nu + m_e c^2 = h\nu' + m_e c^2 \quad (4.30)$$

wobei $m_e = \frac{m_{e0}}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}}$... relativistische Elektronenmasse und $|\vec{p}| = \frac{h\nu}{c}$, $|\vec{p}'| = \frac{h\nu'}{c}$

Da nach dem Stoß Betrag und Richtung des Gesamtimpulses erhalten bleiben müssen, kann Glg. 4.29 in zwei Richtungskomponenten parallel und orthogonal – in der Ebene, die sich durch die Impulsrichtung von gestreutem Photon und gestoßenem Elektron ergibt – zur Richtung des einfallenden Photons aufgespalten werden. Mit 4.29 ($\vec{p} \cdot \vec{p}' = |\vec{p}| \cdot |\vec{p}'| \cos \theta$) ergibt das ein

Gleichungssystem mit für $h\nu'$, $E_{\text{kin,e}}$ und θ mit den Zusammenhängen:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} = \frac{h\nu}{1 + \varepsilon (1 - \cos \theta)} \quad (4.31)$$

$$E_{\text{kin,e}} = \frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} = \frac{\varepsilon (1 - \cos \theta)}{1 + \varepsilon (1 - \cos \theta)} \quad (4.32)$$

Die Berechnung der Winkelverteilung in Bezug auf die Energie der einfallenden Photonen erfordert quantenmechanische Modelle und führt zur Klein-Nishina-Formel.

Spezialfälle aus Glg. 4.31, 4.32:

1.) $\theta \rightarrow 0^\circ$: $h\nu' \rightarrow h\nu$, $E_{\text{kin,e}} \rightarrow 0$, ($\alpha \rightarrow 90^\circ$)

2.) $\theta \rightarrow 180^\circ$ „zentraler Stoß“: $h\nu' \rightarrow \frac{h\nu}{1 + 2\varepsilon} = h\nu'_{\text{min}}$, $E_{\text{kin,e}} \rightarrow \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} = E_{\text{kin,e,max}}$, $\alpha \rightarrow 0^\circ$

3.) $h\nu \ll m_e c^2 = 511 \text{ keV}$: $\varepsilon \rightarrow 0$, $h\nu' \rightarrow h\nu$, $E_{\text{kin,e,max}} \rightarrow h\nu 2\varepsilon$

z.B. 5 keV-Photonen: $\varepsilon \sim 0,01$, $E_{\text{kin,e,max}} \rightarrow h\nu 0,02$, d.h. ~2 % der Energie wird auf das Elektron übertragen

4.) $h\nu > m_e c^2$:

z.B. 1 MeV-Photonen: $\varepsilon \sim 2$, $E_{\text{kin,e,max}} \rightarrow h\nu 0,8$, d.h. ~80 % der Energie wird auf das Elektron übertragen

5.) $h\nu \gg m_e c^2$: $E_{\text{kin,e,max}} \rightarrow h\nu - 1/2 \cdot m_e c^2 \sim h\nu$

Die Winkelverteilung der relativen Intensität (Fluenz) der gestreuten Photonen und Comptonelektronen sind in Abb. 58 für einige Photonenenergien dargestellt.

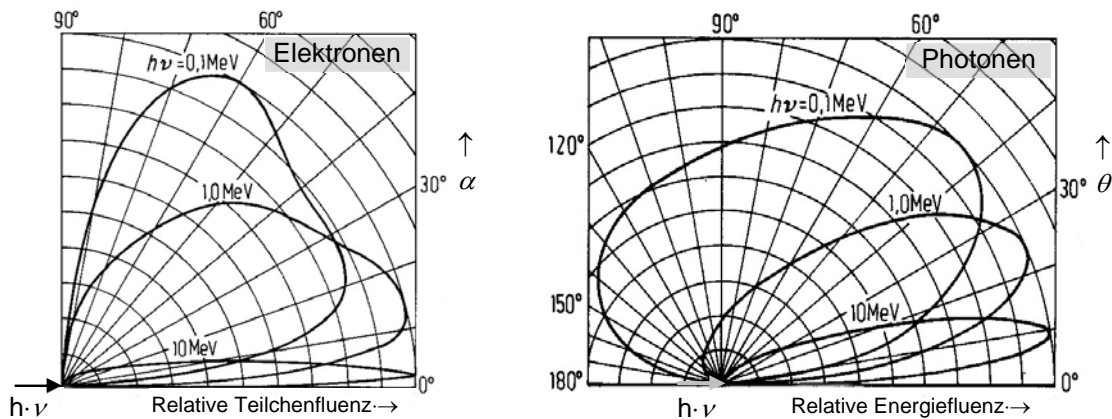


Abb. 58: Winkelverteilung der Fluenzen von Compton-gestreuten Elektronen und Photonen

Das Energiespektrum der Comptonelektronen für primäre 1 MeV-Photonen zeigt Abb. 59. Bei der maximalen kin. Energie der Comptonelektronen bildet sich ein Maximum der Teilchenfluenz – die sogenannte „Comptonkante“.

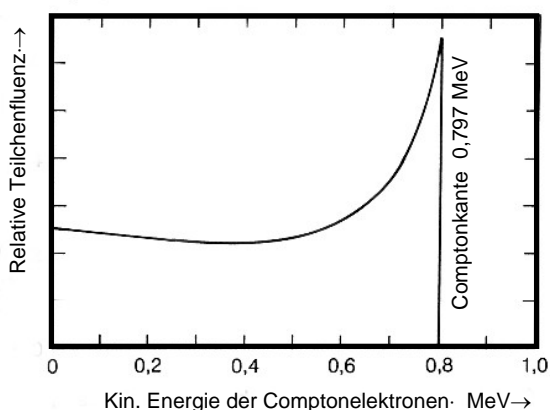


Abb. 59: Verteilung der Teilchenfluenz der Comptonelektronen für 1 MeV-Photonen

Der lineare Schwächungskoeffizient für Comptonstreuung kann im Energiebereich 0,2 ... 10 MeV näherungsweise angegeben werden:

$$\sigma \propto \rho \frac{1}{(h\nu)^t} \quad (4.33)$$

mit $t \sim 0,5 \dots 1$.

Der Comptoneffekt ist für Wasser (organisches Gewebe) im Energiebereich 30 keV bis 25 MeV größer als Photoeffekt und Paarbildungseffekt. Für Blei (Abschirmmaterial) überträgt der Comptoneffekt diese beiden Effekte im Energiebereich 500 keV bis 5 MeV.

Der beim Comptoneffekt in kinetische Energie der Comptonelektronen umgewandelte Teil der primären Photonenenergie nimmt mit steigender Photonenenergie zu – gegenläufig dazu nimmt die Energie der Streuphotonen ab. Der Schnittpunkt dieser beiden gegenläufigen Kurven liegt (nahezu Z-unabhängig) zwischen 1,0 und 1,6 MeV.

4.2.6 Paarerzeugung im Coulombfeld des Atomkerns

Bei der Paarbildung werden durch die Wechselwirkung eines Photons mit dem elektrischen Feld des Atomkerns ein Elektron und ein Positron gebildet. Bei diesem Prozess wird das Photon komplett absorbiert. Die beiden entstandenen Leptonen haben eine kinetische Energie, die der Photonenenergie abzüglich der Ruheenergie (2·0,511 MeV) der beiden Teilchen entspricht:

$$E_{kin} = h\nu - 2 \cdot m_{0e} \cdot c^2 = h\nu - 1,022 \text{ MeV} \quad (4.34)$$

Die beiden neu gebildeten Teilchen bewegen sich aus Gründen der Impulserhaltung in Richtung des einfallenden Photons weiter. Der Atomkern muss einen Teil des Impulses als Rückstoss übernehmen. Je höher die Photonenenergie, desto geringer der relative Rückstoss-Impulsanteil des Atomkerns.

Bei höheren Photonenenergien ist die Bildung eines e^+e^- -Paares im Coulombfeld eines Hüllenelektrons möglich. Dabei wird das beteiligte Hüllenelektron aus der Hülle herausgestossen. Die Energieschwelle für diesen – **Triplettbildung** genannten Prozess - ist aus Energie- und Impulserhaltungsgründen $4 \cdot m_{0e} \cdot c^2$.

Die beiden gebildeten Leptonen geben über eine Vielzahl von Stößen ihre Bewegungsenergie an den Absorber ab. Wenn die Bewegungsenergie des Positrons nahe oder gleich Null ist, zerstrahlt es unter Rekombination mit einem Elektron unter Emission einer **Vernichtungsstrahlung** („Annihilationsstrahlung“) in Form von 2 Photonen mit je 511 keV Energie in einem Winkel von (etwa) 180°. Wenn das Positron noch eine (geringe) kinetische Energie zum Zeitpunkt der Vernichtung besitzt, trägt diese Energie auch zur Photonenenergie bei.

Die Energie- und Ordnungszahlabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten für den Paarbildungseffekt ist näherungsweise gegeben durch

$$\kappa \propto \rho \cdot Z \cdot \log(h\nu) \quad (4.35)$$

4.2.7 Kernphotoeffekt

Photonen können über das elektromagnetische Feld mit Atomkernen und einzelnen Nukleonen im Kern wechselwirken. Das Photon wird dabei im Kern absorbiert, regt diesen an oder führt zur Emission eines Nukleons aus dem Kern. Zur Nukleonenemission ist die Zufuhr der Separationsenergie des Nukleons im Kern notwendig. Diese Schwellenenergien liegen zwischen etwa 6 MeV und 30 MeV. Nach der Emission des Nukleons (n oder p) entsteht meist ein radioaktiver Kern, der sich über Kernumwandlung(en) und ionisierender Strahlung in ein stabiles Nuklid umwandelt. Wird ein Photon mit einer Energie unterhalb der Separationsenergie vom Kern absorbiert, so kann dieser unter Emission eines Gammaquants in den energetischen Grundzustand zurückkehren.

Die wesentlichsten Kernphotoprozesse laufen ab als (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) und (γ, γ') -Prozesse. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten sind sehr individuell je nach Targetnuklid und weisen Resonanzen - sogenannte „**Riesenresonanzen**“ - auf. Im Falle von n-Emission entstehen radioaktive Nuklide mit p-Überschuss, die oft über β^+ - oder EC-Umwandlung in ein stabiles Nuklid übergehen.

In Tabelle 13 sind einige Beispiele für Kernphotoreaktionen angeführt. Kerne mit hohem Z wie z.B. U kann mittels hochenergetischen Photonen auch gespalten werden – (γ, f) -Prozess.

Insgesamt kann der Kernphotoeffekt wegen seiner relativ geringen Wirkungsquerschnitte gegenüber den in diesem Photonenenergiebereich dominierenden anderen Prozessen – Paarbildung, Triplet-

bildung – vernachlässigt werden. Beachtet werden hinsichtlich Strahlenschutzmaßnahmen müssen jedoch die durch den Kernphotoeffekt entstehenden radioaktiven Aktivierungsprodukte (Strukturmaterialien und Luft), die bei der praktischen Anwendung hoher Photonenenergien (z.B. Beschleuniger im medizinischen Sektor) entstehen können.

Tabelle 13: Beispiele für Photonen-WW über Kernphotoeffekt

WW-Prozess	Separationsenergie, MeV	sekundäre Umwandlungsart
$^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$	18,7	β^+ , EC, 20,4 min
$^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$	10,5	β^+ , 9,96 min
$^{16}\text{O}(\gamma, 2n)^{14}\text{O}$	28,9	β^+ , γ , 70,6 s
$^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207}\text{Pb}$	7,9	<i>stabil</i>
$^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}$	16,0	<i>stabil</i>
$^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$	12,1	<i>stabil</i>
$^{63}\text{Cu}(\gamma, p)^{62}\text{Ni}$	6,1	<i>stabil</i>
$^{208}\text{Pb}(\gamma, p)^{207}\text{Tl}$	8,0	β^- , 4,8 min

4.2.8 Zusammenfassung

Die (mittleren) Ordnungszahlen für organisches Gewebe liegen zwischen 7 und 8, für Abschirmmaterialien zwischen 74 (W), 82 (Pb) und 92 (U). Je nach Photonenenergie dominieren daher unterschiedliche Abschwächungs- und Energieabsorptionsprozesse. Für Abschirmungsbetrachtungen ist der Schwächungskoeffizient für Dosisbetrachtungen im bestrahlten Gewebe der Energieabsorptionskoeffizient von Bedeutung. Im Bereich niedriger Ordnungszahlen trägt bei mittleren Photonenenergien vor allem der Comptoneffekt zur Abschwächung und Energieabsorption bei. Alle Teil-Wirkungsquerschnitte und daher alle Teil-Abschwächungskoeffizienten sind proportional zur Dichte des Absorbermaterials. In Tabelle 14 sind für die einzelnen WW-Teilprozesse die näherungsweise Abhängigkeiten von der Ordnungszahl des Absorbermaterials und der eingestrahlt Photonenenergie zusammengestellt.

Tabelle 14: Übersicht über die Wechselwirkungsmöglichkeiten von Photonen mit Materie und die Abhängigkeiten von der Ordnungszahl und Photonenenergie

WW-Prozess	Schwächungs-koeffizient	Z-Abhängigkeit	h ν -Schwelle MeV	h ν -Abhängigkeit	Sekundärstrahlung
Photoeffekt	$\tau \propto$	$Z^3 \dots Z^{4,5}$		$(h\nu)^{-3} \dots h\nu < 511 \text{ keV}$ $(h\nu)^{-1} \dots h\nu > 511 \text{ keV}$	e^- , R \ddot{o} , UV, Auger- e^-
kohärente Streuung	$\sigma_{\text{coh}} \propto$	$Z^{1,5}$		$(h\nu)^{-2}$	γ
Comptoneffekt	$\sigma \propto$	(Z^0)		$(h\nu)^{-0,5} \dots (h\nu)^{-1}$	γ , e^-
Paarbildung	$\kappa \propto$	Z	1,022	$\log(h\nu)$	e^- , e^+ , γ (511 keV)
Kernphotoeffekt	$\sigma_{(\gamma, \text{Nukleon})}$	(nuklidspezifisch)	~6 ... 30	Resonanzen	n, p, Spaltprodukte; γ , β^+ , β^- , ...

In den folgenden Abb. 60 und Abb. 61 ist die Photonenenergieabhängigkeit der Teil-Schwächungskoeffizienten sowie der Gesamtschwächungs- und Energieabsorptionskoeffizienten für Wasser und Blei dargestellt. Im Energiebereich 1 MeV bis 4 MeV ist die Abschwächung nahezu Z-unabhängig, da hier der (nahezu Z-unabhängige) Comptoneffekt dominiert (Abb. 61).

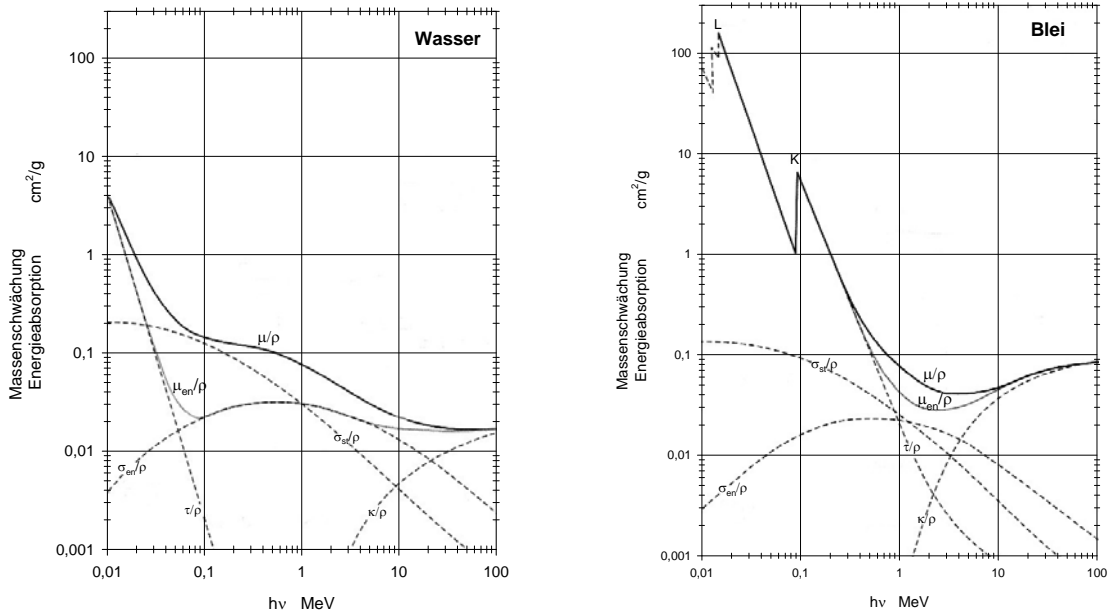


Abb. 60: Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ und Energieabsorptionskoeffizienten μ_{en}/ρ für Wasser und Blei – ohne kohärente Streuung (Comptonstreuung: $\sigma = \sigma_{st}$ Streuung ohne Energieabsorption + σ_{en} ... Streuung mit Energieabsorption)

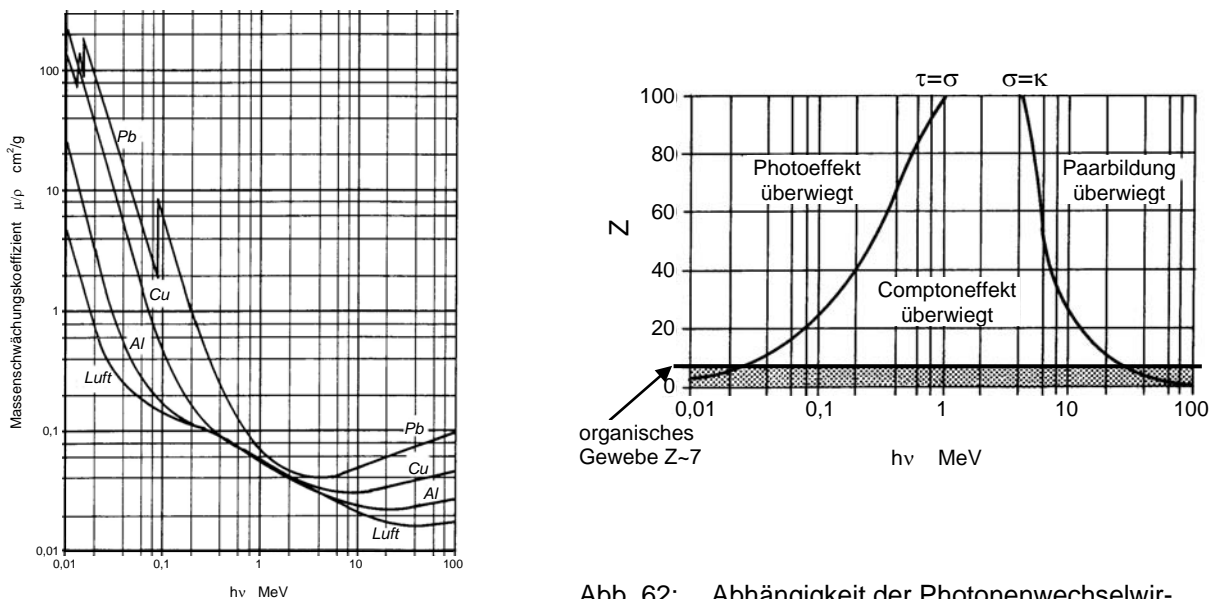


Abb. 61: Massenschwächungskoeffizienten für verschiedene Materialien

Abb. 62: Abhängigkeit der Photonenwechselwirkungen von der Ordnungszahl

Abb. 62 zeigt die Z-Abhängigkeit der Photonenenergiebereiche, in denen die drei wesentlichen Schwächungsprozesse dominieren. Im organischen Gewebe dominiert bei der Photonenstreuung in einem weiten Energiebereich (ca. 30 keV bis 30 MeV) der Comptoneffekt, zur Energieabsorption tragen wesentlich die Comptonelektronen im Energiebereich der eingestrahnten Photonen von ca. 0,1 bis 20 MeV bei (Abb. 60 links).

Die **Energiedosis** in einem durch Photonen bestrahlten Gewebe wird durch den **Energieabsorptionskoeffizienten** μ_{en} repräsentiert. Die Dosisgröße im organischen Gewebe, welche den Energietransfer auf das bestrahlte Material durch Sekundärelektronen beschreibt, ist die Kerma. Daher widerspiegelt die **Kerma** den **Energietransferkoeffizienten** μ_{tr} . Der wesentliche Unterschied zwischen Energietransfer und Energieabsorption sind die Bremsstrahlungsverluste der Sekundärelektronen, die größtenteils nicht zur Energieabsorption (in unmittelbarer räumlicher Nähe der Sekundärprozesse) beitragen.

Der **Schwächungskoeffizient** μ hat seine Bedeutung in der Berechnung (in der Realität oft Abschätzung) von Abschirmkomponenten für Photonenstrahlung, wobei in der Praxis durch geometrische Effekte die lineare Abschwächung durch zusätzliche Photonenfluenz über den sogenannten Aufbaueffekt im (Dosis-)relevanten Aufpunkt reduziert sein kann.

5 Teilchenstrahlung

5.1 Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie

5.1.1 Stossparameter und Wechselwirkungsmöglichkeiten

Geladene Teilchen – z.B. Elektronen, Protonen, Alphateilchen - wechselwirken über das elektromagnetische Feld mit geladenen Stosszentren im Absorbermaterial: Hüllenelektronen und Atomkerne. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ist gegenüber jener von ungeladenen Teilchen (Photonen, Neutronen) wesentlich höher. Die Energieübertragung vom Teilchen an das Absorbermaterial ist bei den einzelnen Wechselwirkungen weitaus geringer als bei den Wechselwirkungen ungeladener Teilchen.

Ein geladenes Teilchen kann folgende Wechselwirkungsprozesse beim Durchgang durch Materie erfahren:

- elastischer Stoss an Atomhülle
- inelastischer Stoss an Atomhülle „soft collision“ mit Anregung oder Ionisation
- inelastischer Stoss an einzelndem Hüllenelektron „hard collision“ mit Ionisation
- elastische Streuung an einem Atomkern
- inelastische Streuung an einem Atomkern mit Bremsstrahlungserzeugung
- Kernreaktion

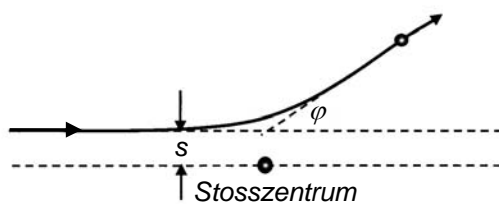


Abb. 63: Definition des Stossparameters s

Die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen WW-Prozesse hängen von der Art des geladenen Teilchens (z.B. Elektron, Proton), der Teilchenenergie, dem Stossparameter s (Abb. 63) und von den Absorbereigenschaften ab.

Im Falle eines Stossparameters $s \gg \text{Atomradius}$ wechselwirkt das Projektilteilchen mit der gesamten Atomhülle. Dabei ist sowohl eine elastische Streuung (nahezu) ohne, als auch mit (geringem) Energieverlust des Projektilteilchens durch Anregung oder Ionisation des Absorberatoms möglich. Bei der Ionisation erhält in diesem Fall das gestoßene Elektron der äußeren Schale nur geringe kinetische Energie. Diese inelastischen Stöße werden wegen der geringen Energieübertragung als „**weiche Stöße**“ („soft collisions“) bezeichnet. Diese Art von WW ist für etwa 50% des Energieverlustes geladener Teilchen verantwortlich. Die Teilchen werden beim Durchlaufen durch den Absorber größtenteils in kleinen Schritten nahezu kontinuierlich abgebremst.

Ein Spezialfall für $s \gg \text{Atomradius}$ ist die Cerenkov-WW, bei der die Teilchengeschwindigkeit über der Lichtgeschwindigkeit im Absorbermedium liegt (z.B. relativistische β^- -Teilchen im Reaktorkühlwasser). Dabei entsteht polarisiertes Licht, das abhängig von der Teilchengeschwindigkeit in einem bestimmten Winkel emittiert wird. Die WW-Verluste des Projektilteilchens sind jedoch vergleichsweise gering (einige keV/cm).

Im Falle $s \approx \text{Atomradius}$ kommt es über direkte WW des Projektilteilchens mit einem Hüllenelektron zu höheren Energieverlusten des Projektils und zur Emission von Hüllenelektronen mit höheren

kinetischen Energien. Diese WW-Prozesse werden als „**harte Stöße**“ („hard collisions“), die emittierten Elektronen als **δ-Elektronen** bezeichnet.



Abb. 64: Erzeugung von δ-Elektronen durch Elektron-WW

Die δ-Elektronen verlassen die Bahn der auslösenden Teilchen seitlich und geben ihre Energie größtenteils über weiche Stöße an das Absorbermaterial ab.

Bei hohen kinetischen Energien der Projektilteilchen können diese bei kleinem Stossparameter $s \ll \text{Atomradius}$ die Elektronenhülle durchsetzen und mit dem Coulombfeld oder im Falle $s \approx$

Kernradius direkt mit den Nukleonen des Atomkerns wechselwirken. Die Streuung am Coulombfeld des Kerns kann sowohl elastisch – ohne Energieverlust des Projektils - als auch inelastisch – unter Emission von Bremsstrahlung – erfolgen.

Leptonen – z.B. Elektronen – wechselwirken mit dem Kern über das Coulombfeld und bleiben als Teilchen erhalten. Hadronen – z.B. Protonen – können auch über starke WW mit dem Kern oder den Nukleonen im Kern wechselwirken. Dabei kann es zur Bildung von radioaktiven Kernen oder auch zur induzierten Kernspaltung kommen.

Die Beschreibung, Quantifizierung und Bewertung hinsichtlich der biologischen Wirkung der WW-Prozesse geladener Teilchen mit Materie erfolgt mit den Begriffen

- **Ionisierungsdichte, Ionisierungsvermögen** → dosimetrische Größe: **Ionendosis**
- **Linearer Energie-Transfer LET** oder **lineares Energieübertragungsvermögen**
→ dosimetrische Größe **Kerma** für Energietransfer auf die Sekundärteilchen (kin. Energie)
→ dosim. Größe **Energiedosis** für die absorbierte Energie im Absorber (→ biologische Strahlenwirkung)
- **Bremsvermögen** des Absorbers
→ **Stoßbremsvermögen**
→ **Strahlungsbremsvermögen**
- **Streuvermögen** des Absorbers

5.1.2 Bremsvermögen, Stoßbremsvermögen und Strahlungsbremsvermögen

Das Bremsvermögen für geladene Teilchen ist definiert als der mittlere Energieverlust durch Stöße und Bremsstrahlung in einem Absorbermedium bezogen auf das Wegstreckenelement, das das Teilchen dabei durchläuft:

$$S = \frac{dE}{dx} = S_{col} + S_{rad} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \quad (5.1)$$

Das Bremsvermögen setzt sich additiv zusammen aus dem Stoßbremsvermögen S_{col} und dem Strahlungsbremsvermögen S_{rad} .

Im Bericht ICRU 37 wird das **Stoßbremsvermögen** für verschiedene geladene Teilchen relativistisch und quantenmechanisch abgeleitet. Das Stoßbremsvermögen für schwere geladene Teilchen – z.B. Protonen – ergibt sich damit zu:

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} = \rho \cdot 4\pi \cdot r_e^2 \cdot m_{0e} c^2 \cdot \frac{Z}{u \cdot A} \cdot z^2 \frac{1}{\beta^2} \cdot R_{col}(\beta) \quad (5.2)$$

wobei

r_e ... klassischer Elektronenradius $2,818 \cdot 10^{-15}$ m

z ... Ladungszahl des Teilchens

$\beta = v/c$

$R_{col}(\beta)$... Restfunktion, die die Energie- und Materialabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Stoßbremsung schwerer geladener Teilchen enthält (→ Tabellen, Grafiken in ICRU 37)

Für Leptonen – Elektronen und Positronen – gilt:

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} = \rho \cdot \frac{4\pi}{2} \cdot r_e^2 \cdot m_{0e} c^2 \cdot \frac{Z}{u \cdot A} \cdot z^2 \frac{1}{\beta^2} \cdot R_{col}^*(\beta) \quad (5.3)$$

wobei

$z^2 = 1$

$R_{col}^*(\beta)$... Restfunktion, die die Energie- und Materialabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Stoßbremsung leichter geladener Teilchen - e^- , e^+ - enthält (→ Tabellen, Grafiken in ICRU 37)

Bei Schwerionen ändert sich die Ladungszahl z des Projektils beim Durchgang durch Materie durch Abstreifen bzw. Einfang von Elektronen. Damit ändert sich auch wegen der z^2 -Abhängigkeit das Stoßbremsvermögen. Neutralisierte – nach außen ladungsfreie – Ionenprojekte erfahren keine Coulombwechselwirkung mehr mit dem Absorber.

Im nichtrelativistischen Energiebereich sind die Restfunktionen nahezu konstant und es ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \frac{1}{v^2} \quad (5.4)$$

bzw. mit $E = m v^2/2$

$$S_{col} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \frac{m}{E} \quad (5.5)$$

Das bedeutet, dass Teilchen mit gleichem Verhältnis E/m etwa gleiches Stoßbremsvermögen aufweisen und das Stoßbremsvermögen grundsätzlich bei sinkender Teilchengeschwindigkeit mit v^{-2} steigt.

Bei leichten und mittelschweren Kernen ist $Z/A \sim 1/2$, während bei schweren Kernen $Z/A \rightarrow 0,4 \dots 0,3$ tendiert (z.B. ^{238}U : $Z/A = 0,38$). Bei schweren Kernen steigt außerdem die Bindungsenergie der inneren Elektronen, daher nimmt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit diesen Elektronen ab. Andererseits erhöht sich die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit relativistischer geladener Teilchen

durch die Lorentzverbreiterung des elektrischen Feldes mit steigender (relativistischer) Geschwindigkeit.

Mit steigender Dichte des Absorbermaterials sinkt das Stoßbremsvermögen wegen der Polarisierung der Absorberatome durch das relativistisch verzerrte elektrische Feld der geladenen Projektile. Die Polarisierung der Absorberatome reduziert das elektrische Feld des Absorbers in Form einer Abschirmung und vermindert dadurch die WW-Wahrscheinlichkeit mit den Projektilen. Der Grad der Polarisierung hängt von der Ladungsdichte im Absorbermaterial und damit auch von der Massendichte ab. Bei Elektronen setzt dieser Dichteeffekt bereits ab etwa 1 MeV ein.

Massenbremsvermögen

Wegen der linearen Dichteabhängigkeit (in erster Näherung) - ähnlich wie bei der Photonen-WW - wird ein von der Dichte des Absorbers unabhängiges Massenstoßbremsvermögen definiert:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{S_{col}}{\rho} + \frac{S_{rad}}{\rho} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{col} + \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{rad} \quad (5.6)$$

Beschränktes Stoßbremsvermögen

In Hinblick auf die Dosimetrie – d.h. die Ermittlung der Energiedosis in einem Massenelement eines Absorbers – ist von Bedeutung, welcher Teil der transferierten Energie auch tatsächlich im betrachteten Massenelement absorbiert wird. Im Falle von hochenergetischen sekundären δ -Elektronen können diese einen nicht unbeträchtlichen Teil der transferierten Energie aus dem betrachteten Massenelement entfernen. Die entsprechende Messgröße ist das **beschränkte Stoßbremsvermögen** $S_{col,\Delta}$, wobei Δ die Energieobergrenze ist, bis zu der die Stoßbremsprozesse betrachtet werden sollen. D.h. bis zur Energieobergrenze Δ wird angenommen, dass die Energieabsorption im dosisrelevanten Massenelement stattfindet. Stoßprozesse mit Energieverlusten $> \Delta$ führen zur Absorption außerhalb des dosisrelevanten Massenelements.

Das **Strahlungsbremsvermögen** für geladene Teilchen im Coulombfeld eines Absorberatoms wurde bereits im Abschnitt 4.1.3 Bremsstrahlung behandelt. Die grundsätzlichen Abhängigkeiten des Strahlungsbremsvermögens von Teilchenenergie, Teilchenladung, Teilchenmasse und Absorbereigenschaften (Z , A , ρ) wurde in den Gleichungen 4.5 und 4.6 angegeben.

Die Strahlungsbremung spielt bei schweren Teilchen (z.B. p , α) keine wesentliche Rolle, da diese Teilchen vom Kernfeld kaum abgelenkt werden. Elektronen werden wegen ihrer relativ geringen Masse im Coulombfeld eines Absorberkerns hingegen stark abgelenkt, was zu einem deutlichen Bremsstrahlungsverlust der kinetischen Energie des Elektrons führen kann.

5.1.3 Reichweiten geladener Teilchen

Geladene Teilchen verlieren beim Eindringen in das Absorbermaterial quasi schrittweise-kontinuierlich Energie bis sie ihre gesamte kinetische Energie verloren haben. Während schwere geladene Teilchen aufgrund ihrer vergleichsweise hohen Masse nur geringfügige Richtungsänderungen beim Durchgang durch Materie erfahren, ändern Elektronen ihre Richtung ständig. Ein weiterer Unterschied ist, dass

schwere Teilchen nahezu vollständig über Stoss-WW ihre Energie verlieren, während Elektronen rund eine Hälfte ihrer Energieverluste über Stoss-WW und die andere Hälfte über Bremsstrahlungs-WW verlieren.

Abschätzung der mittleren Reichweite von geladenen Teilchen

Bei schweren geladenen Teilchen kann die mittlere Reichweite durch Integration über den Kehrwert des Bremsvermögens – im Fall eines schweren Teilchens (z.B. p, α) des Stossbremsvermögens – ermittelt werden. Im nicht relativistischen Fall ist dies näherungsweise (unter Verwendung von Glg. 5.5)

$$\bar{R}(E_0) = \int_0^{R_{\max}} dx = \int_{E_0}^0 (-dE/dx)_{\text{col}}^{-1} dE = \int_{E_0}^0 (-S_{\text{col}})^{-1} dE \approx \int_{E_0}^0 \frac{-E}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} dE \quad (5.7)$$

$$\bar{R}(E_0) \propto \frac{E_0^2}{\rho \cdot m \cdot z^2 \cdot e^2} \quad (5.8)$$

Dieser Zusammenhang zwischen Anfangsenergie des geladenen Teilchens E_0 und der Reichweite ist das Reichweitengesetz von Geiger. Für relativistische Energien $E \gg m \cdot c^2$ vermindert sich der Energieexponent auf etwa 3/2 $\rightarrow \bar{R} \propto E_0^{1.5}$.

Die **mittlere wahre Bahnlänge L** eines leichten geladenen Teilchens – z.B. eines Elektrons - in Materie kann durch Integration über das Bremsvermögen ermittelt werden:

$$L(E_0) = \int_0^R dx = \int_{E_0}^0 (-dE/dx)^{-1} dE = \int_{E_0}^0 (-S)^{-1} dE \quad (5.9)$$

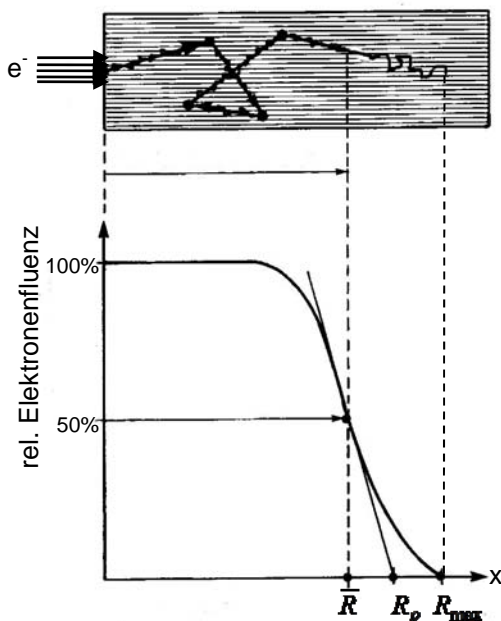


Abb. 65: Transmission von Elektronen in einem Absorber (schematisch)

Näherungsweise ergibt sich damit, dass $L \propto E/\rho$ ist.

Die Reichweite R von Elektronen ist die Projektion der Elektronenbahn im Absorber in Einstrahlrichtung. Sie steht mit der Bahnlänge L über den „Umwegfaktor“ X in Beziehung:

$$L = X \cdot R_p \quad (5.10)$$

X steigt mit steigender Ordnungszahl und hat Maxima im Energiebereich 0,1 – 1 MeV. Die Werte für X liegen zwischen 1 und 4.

Um Reichweiten möglichst unabhängig von der Dichte des Absorbers darzustellen wird eine Massenreichweite $\rho \cdot R$ (g/cm^2) definiert.

In Abb. 66 ist die Abhängigkeit der Massenreichweiten von Elektronen, Protonen und Alphateilchen in Absorbern mit niedriger Ordnungszahl (Strahlungsbremung vernachlässigbar) dargestellt.

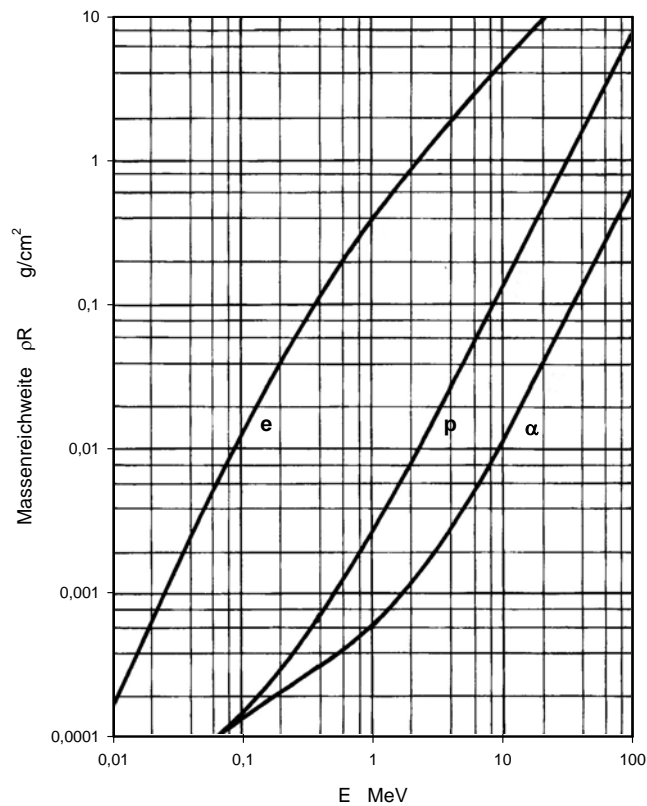


Abb. 66: Massenreichweiten $\rho \cdot R$ von Elektronen, Protonen und Alphateilchen in Absorbern mit niedriger Ordnungszahl

5.1.4 Ionisierungsvermögen und Ionisierungsdichte

Die durch ein geladenes Teilchen einer bestimmten Energie beim Durchgang durch einen Absorber durch Ladungsträgerpaare freigesetzte Ladung (eines Vorzeichens) bezogen auf ein Weglängenelement wird als **lineares Ionisierungsvermögen J (C/m)** bezeichnet:

$$J = \frac{dQ}{dx} \quad (5.10)$$

Das Ionisierungsvermögen hängt im Wesentlichen von der Teilchenart, der Teilchenenergie und der Dichte des Absorbermediums ab.

Näherungsweise findet rund 50 % der Energieübertragung ohne Ionisation im Absorbermedium statt.

Für jedes Medium kann ein mittlerer Energieaufwand zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares ermittelt werden. In Luft z.B. beträgt dieser mittlere Energieaufwand bezogen auf die Elementarladung e – genannt **Ionisierungskonstante**: $\bar{W} / e = (33,97 \pm 0,06) V$.

Da das Stossbremsvermögen definiert ist als $S_{\text{col}} = (dE/dx)_{\text{col}}$ kann damit das Ionisierungsvermögen

mit $dQ = \frac{dE}{\bar{W}} \cdot e$ dargestellt werden:

$$J = \frac{dQ}{dx} = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{W/e} = \frac{S_{col}}{W/e} \quad (5.11)$$

Das Ionisierungsvermögen ist proportional zum Stossbremsvermögen und daher näherungsweise umgekehrt proportional zum Geschwindigkeitsquadrat des Projektilteilchens. Schwere geladene Teilchen durchlaufen bei mittleren Energien (~MeV) im Medium ein Maximum und verlieren ihr Ionisationsvermögen unter Energien von ca. 50 keV zur Gänze.

Das Ionisierungsvermögen für Elektronen, Protonen und Alphateilchen in Luft und Wasser zeigt Abb. 67. Der Unterschied des Ionisierungsvermögens für Elektronen in Luft und Wasser entspricht dem Dichteunterschied.

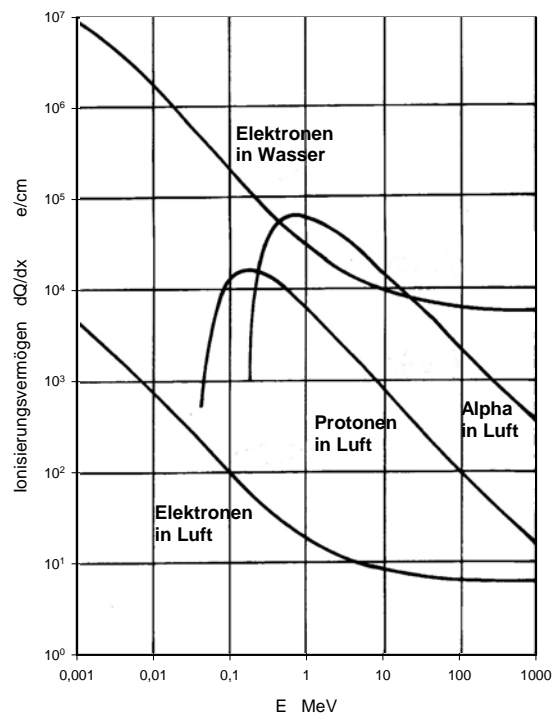


Abb. 67: Ionisierungsvermögen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie

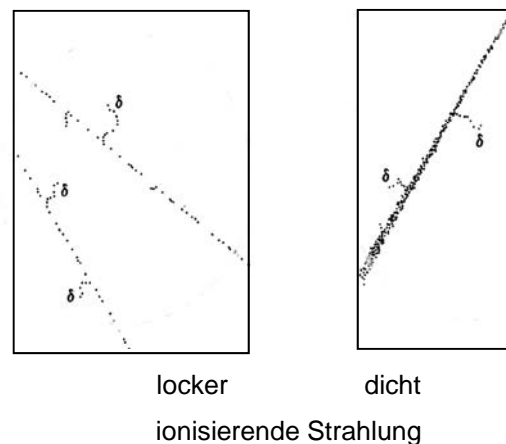


Abb. 68: Unterschiedliche Ionisierungsdichten

Die **Ionisierungsdichte** ist die durch ionisierende Strahlung entstehende Ladung eines Vorzeichens in einem Volumenelement bezogen auf das Volumenelement:

$$Q^* = \frac{dQ}{dV} \quad (5.12)$$

Die Ionisierungsdichte hängt von Teilchenart, Teilchenenergie, Ladung des Teilchens, Absorbereigenschaften und von der Teilchenfluenz ab. Die gesammelten Ladungen in einer Ionisationskammer sind proportional zur Ionisierungsdichte.

Elektronen, Photonen und hochenergetische Protonen zählen zu den locker ionisierenden Teilchen, Alphateilchen, Deuteronen und Schwerionen zu den dicht ionisierenden Teilchen. Die Höhe der Ionisierungsdichte steht im Zusammenhang mit der biologischen Strahlenwirkung. Daher werden z.B.

Alphateilchen mit einem biologischen Bewertungsfaktor von 20 hinsichtlich der Äquivalentdosis gewichtet.

Das lineare Ionisierungsvermögen zeigt beim Eindringen von geladenen Teilchen in einen Absorber aufgrund des Anstiegs der Bremsstrahlung mit fallender Energie des Teilchens eine ansteigende Tendenz (Abb. 69, Bragg-Kurve³²).

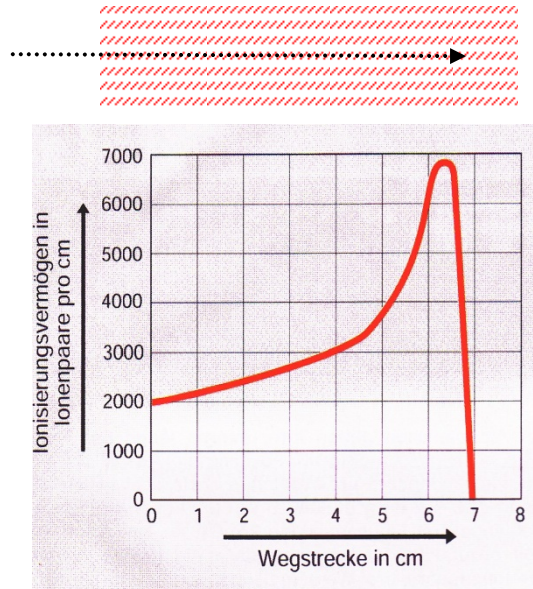


Abb. 69: „Bragg-Kurve“ des Räumlichen Verlaufes der Ionisierungsdichte für ein Alphateilchen in Luft

5.1.5 Linearer Energietransfer LET

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 ist als eine vorgegebene Energie Δ , und dem dabei zurückgelegten Weg des Teilchens ds .

$$LET = L_{\Delta} = \frac{dE}{ds} \quad (5.13)$$

Einheit: J/m oder keV/ μm , $[\Delta] = \text{eV}$

Der LET ist ausschließlich auf Stosswechselwirkungen beschränkt, die aber nicht nur mit Ionisation verbunden sein müssen.

Es gilt:

$$L_{\Delta} \leq S_{col} \quad L_{\infty} = S_{col} \quad (5.14)$$

In der Praxis kann der unbeschränkte LET mit $LET(\text{keV}/\mu\text{m}) = 0,1 \cdot \rho \cdot (S/\rho)$ berechnet werden.

Direkt ionisierende Strahlung und die Sekundärteilchen direkt ionisierender Strahlung, deren unbeschränkter LET L_{∞} kleiner als 3,5 keV/ μm ist, wird als locker ionisierend, direkt ionisierende Strahlung mit einem L_{∞} größer als 3,5 keV/ μm , als dicht ionisierend bezeichnet.

³² William Henry Bragg, 1862 – 1942, Nobelpreis 1915

5.2 Wechselwirkung von Elektronenstrahlung mit Materie

Da die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie von grundsätzlicher Bedeutung für den Strahlenschutz ist, werden hier einige - über den vorherigen Abschnitt hinausgehende - Aspekte behandelt.

Beim Durchgang eines Elektronenstrahls durch Materie wird Energie vor allem über unelastische Stöße mit der Atomhülle (Ionisation, Anregung, Erzeugung von δ -Elektronen) und Bremsstrahlungserzeugung übertragen. Elastische Streuung der Elektronen am Kernfeld sowie unelastische WW mit dem Atomkern spielen für die Energieübertragung eine untergeordnete Rolle.

5.2.1 δ -Elektronen

δ -Elektronen sind durch WW eines eingestrahnten Elektrons aus der Atomhülle gestoßene Hüllenelektronen. Dabei können in einem Stossvorgang bis zu 50% der kinetischen Energie des Stoßelektrons auf das ‚gestoßene‘ Hüllenelektron/ δ -Elektron übertragen werden, wobei die relative Anzahl der δ -Elektronen mit ca. $1/E^2$ abnimmt (Elektronenfluenzspektrum $\Phi_e(E) \propto 1/E^2$). Die δ -Elektronen erhalten in den meisten Fällen derart viel kinetische Energie, dass sie im Absorbermaterial selbst wieder ionisieren können.

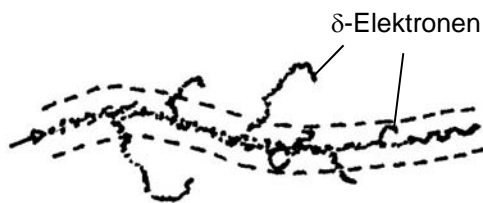


Abb. 70: Elektronen-WW mit Erzeugung von δ -Elektronen

Während die durch Stöße übertragene Energie in größtenteils einem relativ engen Bereich (Schlauch ---- in Abb. 70) um die WW-Spur der Elektronen absorbiert wird (mit Ausnahme von δ -Elektronen mit höheren Energien), wird die in Bremsstrahlung-Photonen umgesetzte Energie größtenteils außerhalb des „Stoß-WW-Schlauches“ in größeren Entfernungen von der WW-Spur des Elektronenstrahls absorbiert.

5.2.2 Stossbremsvermögen und Strahlungsbremsvermögen von Elektronen

Für relativistische Elektronen ($E_{kin} > 0,5 \text{ MeV}$) ist das Stoßbremsvermögen nahezu unabhängig von der kinetischen Energie der Elektronen, während das Strahlungsbremsvermögen etwa proportional mit der kin. Energie der Elektronen ansteigt (Abb. 71). Während das Stoßbremsvermögen für Elektronen mit steigender Ordnungszahl des Absorbers sinkt, steigt das Strahlungsbremsvermögen.

Im nichtrelativistischen Bereich ($E_{kin} < 0,15 \text{ MeV}$) ist das Strahlungsbremsvermögen nahezu unabhängig von der kin. Energie der Elektronen.

Näherungsweise gelten folgende Zahlenwertgleichungen mit $[E_{kin}] = \text{MeV}$:

a) für relativistische Elektronen:

$$\frac{S_{rad}}{S_{col}} \approx \frac{Z \cdot E_{kin}}{800} \quad E_{kin} > 0,5 \text{ MeV} \quad (5.15)$$

b) im nichtrelativistischen Energiebereich:

$$\frac{S_{rad}}{S_{col}} \approx \frac{Z \cdot E_{kin}}{1400} \quad E_{kin} < 0,15 \text{ MeV} \quad (5.16)$$

Aus Glg. 5.15 ergibt sich, dass für Wasser ($Z \sim 7,2$, effektive Ordnungszahl) bei kinetischen Elektronenenergien ab 111 MeV und für Blei ($Z = 82$) ab 9,8 MeV die Strahlungsbremung die Stoßbremung überwiegt.

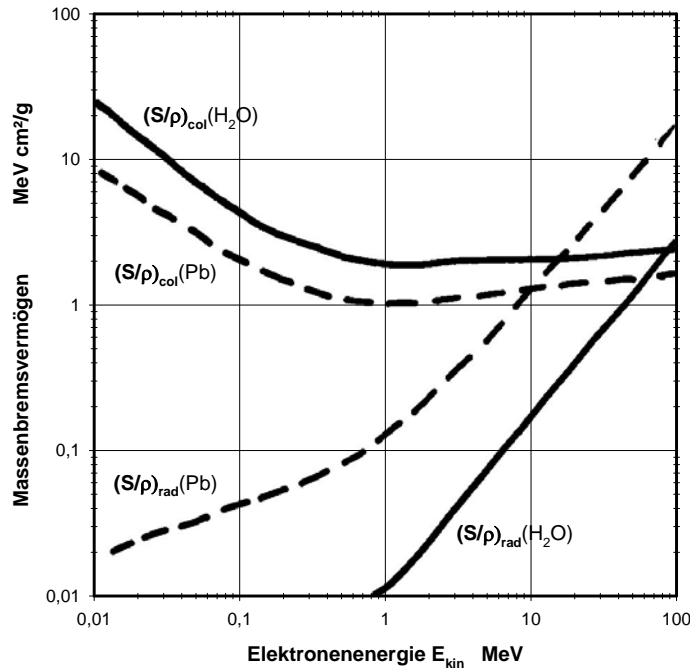


Abb. 71: Stoß- und Strahlungsbremsvermögen für Elektronen in Wasser ($Z \sim 7,2$) und Blei ($Z=82$)

Beispiel: Bremsstrahlungsausbeute an einer Wolframanode

Röhrenspannung 90 kV, Wolfram: $Z=74$

$$\text{Glg. 5.16: } \frac{S_{\text{rad}}}{S_{\text{col}}} \approx \frac{74 \cdot 0,09}{1400} \approx 0,5\%$$

Da die Ausbeute an charakteristischer Röntgenstrahlung ebenfalls rund 0,5% beträgt, werden rund 99% der Elektronenenergie über Stossbremsung auf die Wolframanode übertragen. Letztendlich wird diese Energie in Wärme umgesetzt, was wiederum die Kühlproblematik der Target-Anoden erklärt.

5.2.3 Winkelstreuung von Elektronen

Ein in einen Absorber eindringender Elektronenstrahl wird mit zunehmender Eindringtiefe divergenter und breiter (Abb. 72). Dabei durchlaufen die Elektronen Einzelstreuungen, Mehrfach- (2...10) und Vielfach-(>20)Streuungen. Für kleine Ablenkwinkel ($\theta < 0,35 \text{ rad} = 20^\circ$) und Schichtdicken $z < 1/3 \cdot L$ (L : mittlere wahre Bahnlänge, siehe 5.1.3) ist die raumwinkelbezogene Elektronenfluenz $\Phi_\Omega(\theta, z)$ annähernd normal-(Gauß-)verteilt:

$$\Phi_\Omega(\theta, z) = \Phi_\Omega(0, z) \cdot \exp\left[-\frac{\theta^2}{\overline{\theta^2}(z)}\right] \quad (5.17)$$

Dabei ist $\overline{\theta^2}(z)$ das **mittlere Streuwinkelquadrat** nach Durchlaufen der Schichtdicke z .

Das mittlere Streuwinkelquadrat nimmt annähernd linear mit der Eindringtiefe zu und erreicht einen Energie- und Material-abhängigen Maximalwert von rund 0,55 rad² 0,65 rad² bei $z \sim 1/2 \cdot L \dots 1/3 \cdot L$. Das entspricht mittleren Streuwinkeln von 0,74 rad ... 0,81 rad (42° 46°).

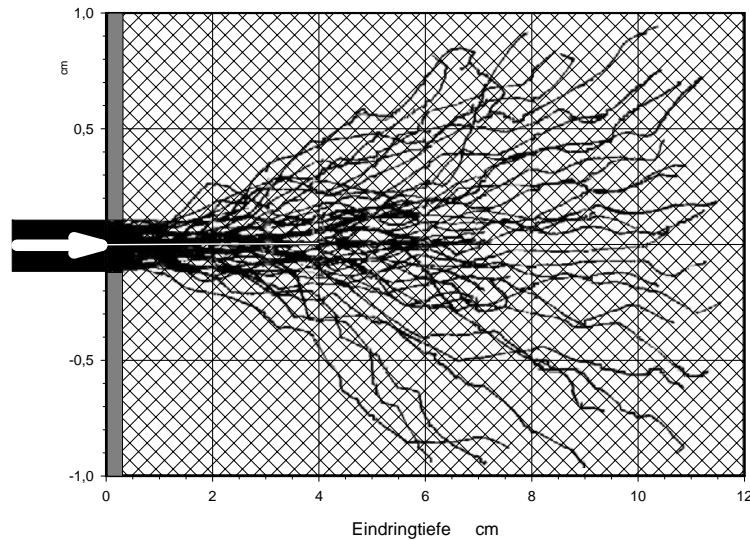


Abb. 72: Bahnpuren von 22 MeV-Elektronen in Wasser

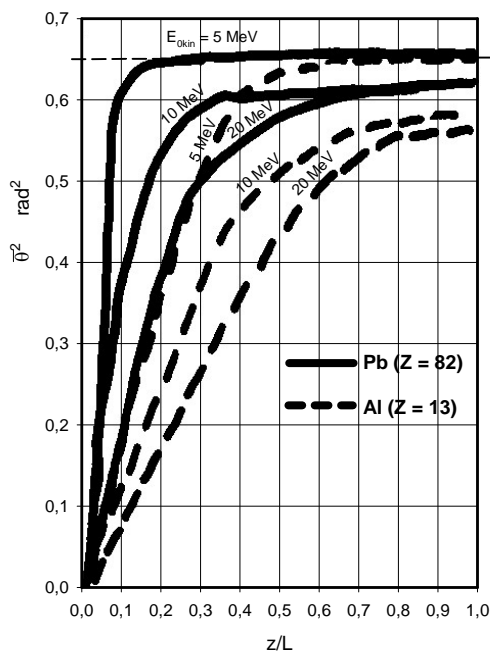


Abb. 73: Abhängigkeit des mittleren Streuwinkelquadrates von der relativen Schichtdicke z/L ($L \dots$ wahre mittlere Bahnlänge) für 5-/10-/20-MeV-Elektronen in Blei und Aluminium

Analog zum Massen-Bremsvermögen kann ein Massen-Streuvermögen für Elektronen definiert werden:

$$\frac{T}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{\theta}^2}{dz} \quad (5.18)$$

Die Abhängigkeit des Massenstreuvermögens und des mittleren Streuwinkelquadrates für Elektronen ergibt sich näherungsweise zu:

$$\frac{T}{\rho} = \frac{\bar{\theta}^2}{\rho \cdot x} \propto \frac{Z^2}{A \cdot E^2} \quad (5.19)$$

Dabei ist $\rho \cdot x$ die Massenbedeckung (flächenbezogene Masse), die der Elektronenstrahl mit der Weglänge x durchsetzt hat.

5.2.4 Transmission und Rückstreuung

Die normierten Wahrscheinlichkeiten für Transmission η_T , Absorption η_A und Rückstreuung η_B eines Elektrons eines Elektronenstrahls beim Durchgang durch einen Absorber mit der Dicke z ergeben in Summe 1:

$$\eta_T(z) + \eta_B(z) + \eta_A(z) = 1 \quad (5.20)$$

Die Rückstreuwahrscheinlichkeit η_B erreicht ein Maximum bei ca. 0,1 für Absorber mit niedrigem Z im Energiebereich zwischen 0,001 und 0,1 MeV und bei rund 0,5 für Absorber mit hohem Z im Energiebereich von 0,01 bis 1 MeV.

Der Zusammenhang der Transmissionswahrscheinlichkeit η_T mit der Massenbelegung ρz zeigt eine große Variabilität mit der Elektronenenergie und der Ordnungszahl des Absorbers: Z.B. liegt im Energiebereich 5 MeV bis 30 MeV $\eta_T = 0,5$ beim Durchgang durch Blei ($Z = 82$) bei Massenbelegungen zwischen 1 und 5 g/cm², beim Durchgang durch Kohlenstoff ($Z = 6$) bei Massenbelegungen zwischen 2 und 13 g/cm².

5.2.5 Bahnlängen und Reichweiten

Die **praktischen Massen-Reichweiten** ρR_p von Elektronen im Absorbermaterial steigen vorerst linear mit der Elektronenenergie an. Bei höheren Energien (Z-abhängig!) verursachen Bremsstrahlungsverluste eine Verkürzung der Reichweite, d.h. eine Abweichung vom linearen Verlauf zu kürzeren Reichweiten (Abb. 74).

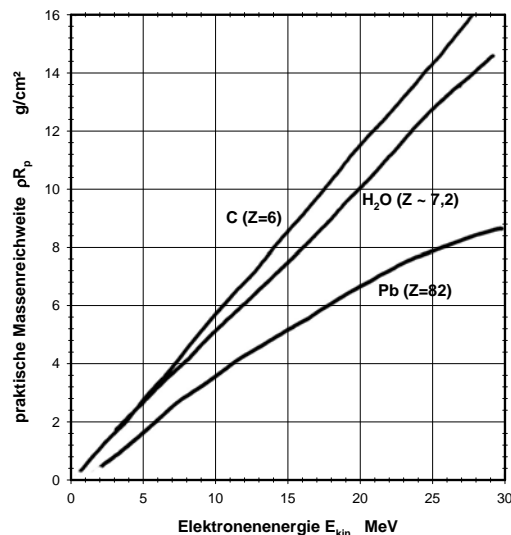


Abb. 74: Experimentell bestimmte praktische Massenreichweiten von Elektronen in Kohlenstoff, Wasser und Blei

Für monoenergetische Elektronenstrahlung wird eine **mittlere Reichweite** definiert, bei der der Transmissionskoeffizient $\eta_T \approx 0,5$ beträgt (Abb. 65). Betastrahler weisen ein kontinuierliches Energiespektrum der emittierten Betateilchen auf. Daher wird eine **mittlere Reichweite** \bar{R}_β **der Betateilchen** angegeben, die sich aus der mittleren Energie der emittierten Teilchen ergibt.

Für praktische Zwecke kann für **Betastrahler** die Näherungsformel angewandt werden:

$$\bar{E}_\beta \approx \frac{1}{3} \cdot E_{\beta, \max} \quad (5.21)$$

Da für Absorber mit niedrigem Z (z.B. Luft, Wasser, organisches Gewebe) der Zusammenhang zwischen Elektronenenergie und Reichweite nahezu linear ist, kann – mit Glg. 5.21 - folgende Näherung für die **mittlere Reichweite von Betateilchen** angenommen werden:

$$\bar{R}_\beta \approx \frac{1}{3} \cdot R_{\beta, \max} \quad (5.22)$$

In Tabelle 15 sind mittlere Reichweiten von Betateilchen in Luft und organischem Gewebe in Abhängigkeit der mittleren Betaenergie angegeben. Daraus ist ersichtlich, dass Betateilchen in Luft mittlere Reichweiten in der Größenordnung von m und in organischem Gewebe in der Größenordnung von mm aufweisen.

Tabelle 15: Mittlere Reichweiten von Betateilchen in Luft und organischem Gewebe

mittlere β -Energie (MeV)	\bar{R}_β in Luft (m)	\bar{R}_β in organ. Gewebe (mm)
0,1	0,13	0,14
0,2	0,4	0,43
0,5	1,7	1,7
1,0	4,1	4,3
3,0	14,0	15,0

Beim Durchgang eines Elektronenstrahls durch einen Absorber verändert sich das **Energiespektrum** der Elektronen: Die summarische Wirkung der unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse führen zu einer Verminderung der kinetischen Energie der Elektronen, zu einer Verbreiterung der Energieverteilung sowie zu einer Vergrößerung des niederenergetischen spektralen Anteils. In Abb. 75 sind die auf den monoenergetischen Ausgangsstrahl normierten Energiespektren eines dünnen, monoenergetischen 20 MeV-Elektronenstrahls beim Durchgang durch Graphit (Z=6) verschiedener Schichtdicken z dargestellt.

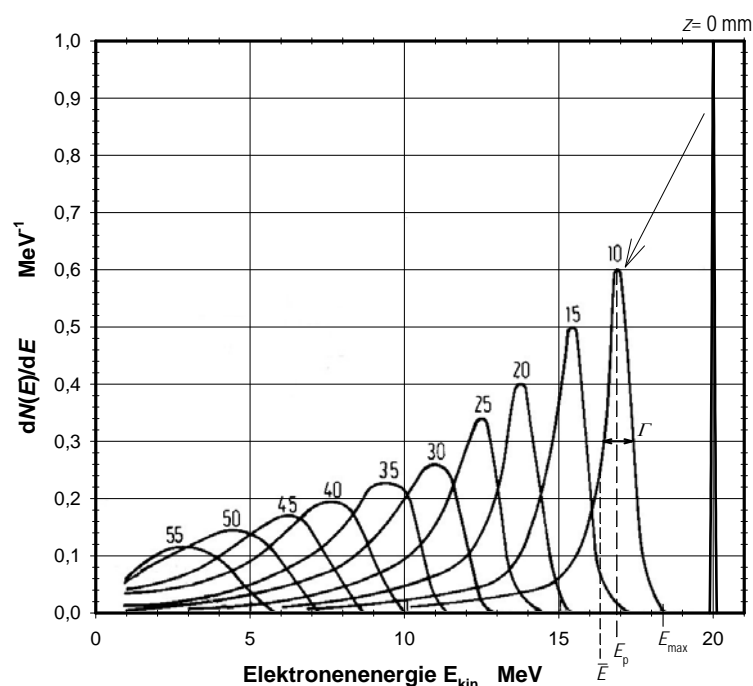


Abb. 75: Energiespektren beim Durchgang eines dünnen, monoenergetischen 20 MeV-Elektronenstrahls durch Graphitabsorber mit unterschiedlicher Schichtdicke z (mm).

Aus Experimenten haben sich folgende Zusammenhänge ergeben:

für die wahrscheinlichste Energie $E_p(z)$:

$$E_p(z) \cong E_p(0) \cdot (1 - z/R_p) \quad (5.23)$$

und die mittlere Energie $\bar{E}(z)$:

$$\bar{E}(z) \approx \bar{E}(0) \cdot (1 - z/R_p) \quad (5.24)$$

Die Verbreiterung der Energieverteilung nach dem Durchgang des Elektronenstrahls durch die Absorberschicht wird durch das Energieintervall Γ (Abb. 75) charakterisiert: Es ist die Linienbreite der Energieverteilung um die wahrscheinlichste Energie in halber Höhe des Maximums (FWHM full width half maximum). Γ ist ein Maß für die Energiestreuung (engl.: energy straggling) des Elektronenstrahls beim Absorberdurchgang.

5.3 Wechselwirkung von Neutronenstrahlung mit Materie

In diesem Abschnitt werden einige grundsätzliche Begriffe und Gesichtspunkte der WW von Neutronen mit Materie behandelt, die für Fragen des Strahlenschutzes von Bedeutung sind.

Da Neutronen keine Ladung besitzen, können sie mit Materie nicht über elektromagnetische Kräfte wie Protonen oder Elektronen, sondern ausschließlich über starke Kernkräfte wechselwirken. Aus dem gleichen Grund haben auch die Hüllenelektronen des Absorbermaterials keinen Einfluss auf Neutronenstrahlen, sondern nur die Nukleonen der Atomkerne.

Wegen der geringen Reichweite der starken Kernkräfte in der Größenordnung von 10^{-15} m ist es für eine Wechselwirkung notwendig, dass das Neutron an den Absorberkern für eine gewisse Zeit nahe genug herankommt. Aufgrund von Wechselwirkungsprozessen, die mit der Wellennatur des Neutrons und der Nukleonenkonstellation in bestimmten Kernen erklärbar sind, existieren jedoch auch einzelne Neutronen-Absorberkern-Konstellationen, bei denen WW auch mit Stoßparametern von 10^{-14} m und darüber (mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten) stattfinden.

Neutronen zählen wie Photonen zur indirekt ionisierenden Strahlung, da sie erst über geladene Sekundärteilchen Materie ionisieren können.

5.3.1 Arten von Wechselwirkungsmöglichkeiten

Je nach Absorbermaterial und kinetischer Energie des Neutrons können folgende WW-Prozesse mit charakteristischen WW-Wahrscheinlichkeiten stattfinden:

- Elastische Streuung: $T(n,n)T$. Das n ändert beim Stoß seine Bewegungsrichtung und gibt einen Teil seiner Bewegungsenergie als Rückstoßenergie an den Targetkern ab. Der Targetkern wird dabei nicht angeregt.
- Inelastische Streuung: $T(n,n')T^*$. Das Streuneutron wird kurzfristig von den Kernkräften eingefangen und überträgt seine Energie auf den Kern. Dabei wird der getroffene Kern angeregt und das/ein Neutron emittiert.
- Neutroneneinfang mit Gammaquantenemission: $T(n,\gamma)E$. Langsame Neutronen können vom Targetkern absorbiert werden und bilden mit den Targetnukleonen ein neues Nuklid mit

gleicher Ordnungszahl und um 1 erhöhter Massenzahl. In den meisten Fällen ist dieses Nuklid β^- -instabil.

- d) Neutroneneinfang mit Emission von geladenen Teilchen (p, d, α , ...) oder Neutronen (2n, 3n, ...): T(n,x)E.
- e) Neutroneninduzierte Spaltung und Spallation: T(n,f)F

5.3.2 Neutronenenergiebereiche

Neben dem Targetkern hängt die Art der n-WW von der Bewegungsenergie des Neutrons ab, da die WW-Wahrscheinlichkeit - unter anderem – wesentlich von der Aufenthaltsdauer des n in der Nähe des Kernfeldes - und damit von der n-Geschwindigkeit - abhängt. In diesem Zusammenhang hat sich die Einteilung in zwei (sechs) Bereiche der kinetischen Neutronenenergie als zweckmäßig erwiesen (Tabelle 16).

Tabelle 16: Klassifizierung der Neutronenenergie

Bezeichnung		mittlere kinetische Energie	mittlere Neutronengeschwindigkeit (km/s)
langsame Neutronen	subthermische Neutronen	< 0,02 eV	< 2,2
	thermische Neutronen	0,0252 eV	2,2
	epithermische Neutronen	< 0,05	< 9,8
schnelle Neutronen	mittelschnelle Neutronen	0,05 eV – 10 keV	10 - 1400
	schnelle Neutronen	10 keV – 5 MeV	1400 - 30000
	relativistische Neutronen	> 5 MeV	> 30000 (~ 0,1 c)

Ein thermisches Neutron besitzt eine Bewegungsenergie in der Größenordnung der mittleren Energie eines Gasatoms bei Zimmertemperatur ($T = 293,15 \text{ K}$):

$$\bar{E}_n = k \cdot T = 1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot 293,15 \text{ K} \approx 0,0252 \text{ eV} \quad (5.25)$$

5.3.3 Wirkungsquerschnitte

Zur Beschreibung der Schwächung von Neutronenstrahlung beim Durchgang durch Absorberschichten werden (traditionell) Wirkungsquerschnitte σ (Einheit: Barn b; $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$) herangezogen. Die geometrische Querschnittsfläche F mittelschwerer Atomkerne beträgt mit Kernradien r von rund $5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ etwa: $F = 2 \cdot \pi \cdot r^2 \sim 10^{-28} \text{ m}^2$.

Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich aus den partiellen WQ der einzelnen WW-Reaktionen zusammen. Je nach Kernart und Neutronenenergien werden sehr unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für Neutronen-WW zwischen 1 b und 10^4 b beobachtet.

Für **langsame Neutronen** verläuft der Wirkungsquerschnitt erwartungsgemäß proportional zur Neutronengeschwindigkeit: $\sigma \propto 1/v_n$. In diesem Energiebereich treten vor allem **Neutroneneinfangprozesse** auf. Bei **schnellen Neutronen** werden bei zahlreichen Targetkernarten ausgeprägte Resonanzen mit zahlreichen, energetisch schmalen Maxima des Wirkungsquerschnittes beobachtet. In diesen Resonanzbereichen treten **elastische und inelastische Streuprozesse** sowie Einfang-

reaktionen auf. In Abb. 76 ist als Beispiel der Verlauf des Wirkungsquerschnittes von Cadmium für Neutronen mit der Neutronenenergie dargestellt.

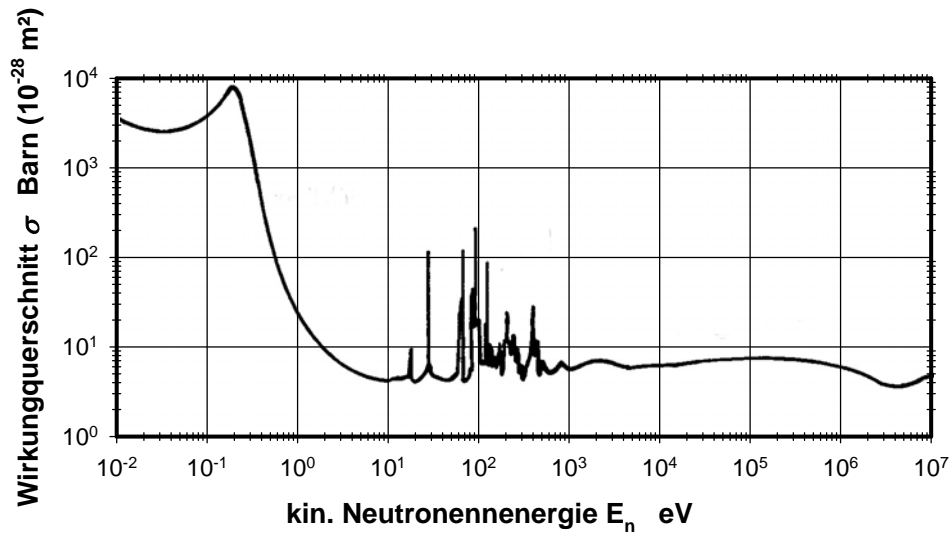


Abb. 76: Totaler Wechselwirkungsquerschnitt von Cadmium für Neutronen

5.3.4 Elastische Neutronenstreuung

Bei mittleren und höheren Neutronenenergien treten elastische Streuprozesse zwischen Neutronen und Absorberkernen auf. In ausgedehnten Neutronenabsorbern ergibt die Mittelwertbildung über alle möglichen Streuwinkel einen von den Massen der Stoßpartner abhängigen und von der Neutronenenergie sowie der Anzahl der vorangegangenen Streueignisse unabhängigen **mittleren relativen Energieverlust f** je Streuprozess:

$$f = \frac{\bar{E}_{n^*}}{E_n} \quad (5.26)$$

Die **mittlere Restenergie** \bar{E}_{n^*} nach m Streuprozessen ergibt sich aus der Anfangsenergie E_n daher zu:

$$\bar{E}_{n^*} = E_n \prod_m f = E_n \cdot f^m \quad (5.27)$$

In Tabelle 17 sind die theoretisch berechneten mittleren Energieverluste f für elastische Neutronenstreuung und die Anzahl der Streuprozesse m bei der Moderation von 2 MeV-Neutronen auf thermische Neutronen für einige Absorbermaterialien zusammengestellt.

Durch die thermische Bewegung der Absorberatome und durch Einflüsse von chemischer Bindung, Kristallstruktur etc. des Absorbers ergeben sich tatsächlich geringfügig höhere Stosszahlen m als die theoretisch berechneten.

Die Übertragung hoher Anteile der Bewegungsenergie schneller Neutronen auf die **kurzreichweitigen Wasserstoffprotonen** durch einzelne, elastische Stöße verursacht im **organischen Gewebe** den wesentlichsten Beitrag zur **Energiedosis** bei WW mit schnellen Neutronen. Die durch die Neutronen gestoßenen Protonen geben ihre Bewegungsenergie durch direkte Ionisation mit hohem LET an das Gewebe ab. Diese Rückstoßprotonen sind daher überwiegend für die Energiedosis im organischen

Gewebe bei Neutronenbestrahlung verantwortlich. Nach Moderation der Neutronen durch Stöße mit Wasserstoffprotonen werden die thermischen Neutronen mit einem Wirkungsquerschnitt von 0,33 b von Wasserstoffkernen eingefangen (→ 5.3.6). Dabei wird ein Gammaquant mit einer Energie von 2,225 MeV emittiert, der zu einem Energiedosisbeitrag im umliegenden Körper (entfernt vom Ort der n-Einfangreaktion) führt.

Tabelle 17: Moderation von 2 MeV-Neutronen auf thermische Neutronen (~0,0252 eV) durch elastische Streuung

Absorber	Massenzahl	f	m
H	1	0,368	18
D	2	0,484	25
Be	9	0,811	86
C	12	0,854	114
O	16	0,887	150
U	238	0,992	2172

5.3.5 Inelastische Neutronenstreuung

Bei der inelastischen Neutronenstreuung wird das Neutron kurzfristig von den Kernkräften des Targetkerns eingefangen. Die dabei übertragene Energie wird zur Anregung des Targetkerns sowie zur Emission eines Streuneutrons aus dem Kernpotential verwendet. Die Anregungsenergie wird in Form von hochenergetischen Gammaquanten (~MeV) emittiert. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer ‚Gammakontamination des Neutronenstrahls‘, die bis zu 10% der Gesamtenergiedosis im bestrahlten Körper ausmachen kann.

Im organischen Gewebe findet inelastische Neutronenstreuung insbesondere an den Nukliden ^{12}C , ^{14}N und ^{16}O , da eine Anregung eines einzelnen Protons im Kern (^1H) bei technisch erzeugbaren n-Energien nicht möglich ist.

5.3.6 Einfang langsamer Neutronen

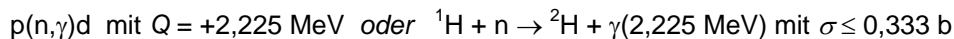
Die WW-Wahrscheinlichkeit dieser Einfangreaktion – bezeichnet als thermischer Neutroneneinfang – ist **proportional zur Aufenthaltsdauer** des Neutrons in Kernnähe und damit **umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit**.

Die – in den meisten Fällen ausreichende - nichtrelativistische Bilanz der kinetischen Energie der bei der Neutroneneinfangreaktion $T(n,x)E$ beteiligten Nuklide und Teilchen lautet:

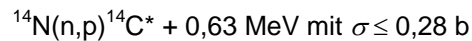
$$E_E + E_x = E_T + E_n + Q \quad (5.28)$$

Dabei ist Q die Reaktionsenergie, welche bei exothermen Reaktionen positiv und bei endothermen Reaktionen negativ ist. Ist die Bindungsenergie des Nuklids nach dem Neutroneneinfang größer als die des ursprünglichen Targetnuklids, so wird zusätzlich zur kinetischen Energie des Neutrons auch die Bindungsenergie auf das System übertragen und anschließend – z.B. durch Emission hochenergetischer Gammaquanten - freigesetzt (exotherme Reaktion).

Sowohl in der Kerntechnik als auch hinsichtlich der Exposition von organischem Gewebe – in der natürlichen Strahlungsumgebung und in der Radioonkologie - ist der Einfang langsamer Neutronen durch ein Proton eine wesentliche Neutroneneinfangreaktion:



Ein weiteres Beispiel für den Einfang langsamer Neutronen ($E_n < 0,2 \text{ MeV}$) sowohl in organischem Gewebe als auch in höheren Atmosphärenschichten (durch moderierte Höhenstrahlungsneutronen) ist die Reaktion



Dabei entfallen rund 0,58 MeV auf die Bewegungsenergie des Protons (Rest: Rückstoßenergie des radioaktiven Kohlenstoffkerns). Das direkt ionisierende Proton erzeugt eine Energiedosis in unmittelbarer Umgebung der Primärreaktion.

Im Hinblick auf die Abschirmung von thermischen Neutronen sind vor allem Materialien mit hohem Wirkungsquerschnitt für Einfangreaktionen thermischer Neutronen von Bedeutung. Dabei sind Absorber aus Bor, Cadmium und Gadolinium besonders geeignet (Tabelle 18).

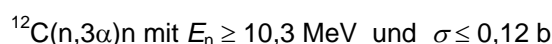
Tabelle 18: Wirkungsquerschnitte einiger Nuklide/Elemente für thermischen Neutroneneinfang

Nuklid	Wirkungsquerschnitt für den Einfang thermischer Neutronen (b)
${}^1\text{H}$	0,3326
${}^2\text{H}$	0,00052
${}^6\text{Li}$	941
${}^7\text{Li}$	0,0454
${}^{10}\text{B}$	3838
${}^{12}\text{C}$	0,0035
${}^{16}\text{O}$	0,000178
${}^{113}\text{Cd}$	20600
Cd_{nat}	2520
${}^{157}\text{Gd}$	254000
Gd_{nat}	48890
${}^{238}\text{U}$	2,68

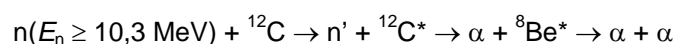
5.3.7 Einfang schneller Neutronen

Beim Einfang schneller Neutronen können verschiedene Teilchen vom getroffenen Kern emittiert werden wie z.B. p, n, d, α . Die geladenen Teilchen führen wegen ihrer hohen Masse zu einer hohen lokalen Energieübertragung und Ionisierungsdichte und sind daher strahlenbiologisch sehr wirksam.

Es sind auch Einfangreaktionen schneller Neutronen bekannt, die mit der Zerlegung des Targetkerns einhergehen – z.B.:



mit einer schnell (10^{-22} s) ablaufenden Zwischenkaskade:



Ein Beispiel für den in den oberen Atmosphärenschichten stattfindenden Einfang schneller Neutronen ist die Produktion von Tritium:

$$^{14}\text{N}(n,t)^{12}\text{C}^* \text{ mit } E_n \geq 5,5 \text{ MeV, } Q = -4,01 \text{ MeV und } \sigma \leq 0,03 \text{ b}$$

5.3.8 Neutroneninduzierte Spaltung und Spallation

Atomkerne mit hohen Massenzahlen können durch Neutroneneinfang gespalten oder zertrümmert (Spallation) werden. Bei der Kernspaltung entstehen generell zwei, in einzelnen Fällen auch drei Spaltprodukte, die in vielen Fällen radioaktiv sind sowie mehrere (bei ^{235}U zwei bis drei) schnelle Spaltneutronen. Bei Ausgangsnukliden mit $A \sim 240$ sind die Massenzahlen der zwei Spaltprodukten im Mittel im Verhältnis 3:2 \sim 140:100.

Die Spaltprodukte stellen über radioaktive Umwandlungen das meist gestörte p-n-Verhältnis wieder her und bilden – teilweise über radioaktive Kaskaden - stabile Endnuklide. In der Medizin und Technik angewandte Spaltprodukte sind z.B. ^{131}I , ^{99}Mo ($\rightarrow ^{99\text{m}}\text{Tc}$), ^{137}Cs , ^{90}Sr .

Bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen weisen die entstehenden Spaltneutronen Maximalenergien von rund 10 MeV, mittlere Energien von etwa 2 MeV und wahrscheinlichste Energien von ca. 1 MeV auf.

^{238}U , ^{239}Pu und ^{232}Th können nur mit schnellen Neutronen gespalten werden, da die Schwellenenergie zur Spaltung durch die Bewegungsenergie der Neutronen in den Kern eingebracht werden muss.

Zur Spallation (Zertrümmerung) von Atomkernen müssen bereits hohe Bewegungsenergien der Neutronen aufgewandt werden, um die Bindungsenergie der Kernteile zu überwinden. Bei der Zertrümmerung entstehen auch oft Alphateilchen, da diese die höchste Bindungsenergie unter den leichten Kernen und damit eine hohe Stabilität aufweisen. Strahlenbiologisch spielt die Spallation als WW-Prozess in organischem Gewebe praktisch keine Rolle.

6 Strahlenschutzstandards und rechtliche Rahmenbedingungen

6.1 Stand der internationalen und europäischen Richtlinien und Empfehlungen

6.1.1 ICRP

Die **Internationale Strahlenschutzkommission ICRP** wurde anlässlich des 2. Internationalen Radiologenkongresses 1928 in Stockholm als „*International X-ray and Radium Protection Committee*“ gegründet. Anfänglich zielten die Grenzwert-Empfehlungen auf die Vermeidung deterministischer Strahlenschäden. Ab Ende der 1950iger Jahre wurden auch stochastische Strahlenschäden in die Überlegungen einbezogen. Die erste generelle Empfehlung in der aktuellen Serie der Berichte der ICRP wurde 1959 als ICRP Publication 1 veröffentlicht. Weitere generelle Empfehlungen erschienen als Publication 6 (1964), Publication 9 (1966) und Publication 26 (1977). Publication 26 wurde mit einem ICRP-Kommentar 1978 erweitert und in weiterer Folge ergänzt (ICRP 1980, 1984, 1985 und 1987). Dazwischen wurden Berichte und Empfehlungen zu speziellen Themen veröffentlicht.

Tabelle 19: Entwicklung der Grenzwerte in den ICRP-Empfehlungen

Jahr	Grenzwert	Kommentar
1924/1925	Toleranzdosis pro Jahr: 1/10 der Erythemdosis	Vorschlag A. Mutscheller und R. M. Sievert. Dieser Grenzwert war ausschließlich biologisch definiert, da die Einheit Röntgen noch nicht existierte. Der Grenzwert entspricht einer Ionendosis von etwa 30 R/a für 100 keV Röntgenstrahlung und 70 R/a für 200 keV Röntgenstrahlung.
1928		Gründung der ICRP in Stockholm
1934	Toleranzdosis 0,2 R/d	Empfehlung der ICRP, entspricht exakt dem Vorschlag Mutschellers von 1925
1935	0,1 R/d	Empfehlung der NCRP USA
1938		Entdeckung der Kernspaltung
1950	0,3 R/Woche für blutbildende Organe, 0,6 R/Woche für die Haut	erste Empfehlung zu Grenzwerten bei der Inkorporation von 10 Radionukliden
1952	10 R genetisch	Durch ICRP diskutierter aber nicht empfohlener Grenzwert für die Gonadendosis
1956	50 mSv/a = 1 mSv/Woche	Empfehlung ICRP
bis 2001	50 mSv/a eff. + Gonaden, 500 mSv/a Haut, 150 mSv/a Augenlinse	ICRP, StrlSchV(alt), RöV(alt) für berufl. Exponierte
ab 2001	1 mSv/a effektiv	Einzelpersonen der Bevölkerung, Jugendliche, Schwangere
ab 2001	20 mSv/a effektiv	bei sonstiger beruflicher Strahlenexposition

1990 wurde nach nahezu dreißigjähriger Entwicklung ein grundsätzlich neues Strahlenschutzkonzept als Publication 60 herausgegeben. Während der Entwicklungszeit der Empfehlungen wurden sowohl die physikalischen und strahlenbiologischen Konzepte als auch die Anwendungsbereiche zunehmend komplexer. Diese Vielfalt machte es erforderlich, die Rechtfertigung der Strahlenexposition, die Optimierung des Strahlenschutzes – einschließlich Dosisschranken und individuellen Dosisgrenzen

werten einzuführen. Darüber hinaus wurde unterschieden zwischen Expositionen im Zuge geplanter und genehmigter Strahlenanwendungen und (ungeplanten) Situationen, in denen die einzige Möglichkeit zur Reduktion der Strahlenexposition die Intervention darstellt. Außerdem wurde unterschieden zwischen Expositionen von Beschäftigten am Arbeitsplatz, von Personen bei der Strahlenanwendung in der Heilkunde und von Personen der Bevölkerung.

Tabelle 20: Detaillierte ICRP-Empfehlungen im Anschluss an Publikation 60 (1990)

Publication 62 (ICRP, 1991)	Radiological Protection in Biomedical Research
Publication 63 (ICRP, 1991)	Principles for intervention for Protection of the Public in a Radiological Emergency
Publication 64 (ICRP, 1993)	Protection from Potential Exposure: A Conceptual Framework
Publication 65 (ICRP, 1993)	Protection against Radon-222 at Home and at Work
Publication 73 (ICRP, 1996)	Radiological Protection and Safety in Medicine
Publication 75 (ICRP, 1997)	General Principles for Radiation Protection of Workers
Publication 76 (ICRP, 1997)	Protection from Potential Exposures: Application to Selected Radiation Sources
Publication 77 (ICRP, 1997)	Radiological Protection Policy for the Disposal of Radioactive Waste
Publication 81 (ICRP, 1998)	Radiation protection Recommendations as Applied to the Disposal of Long-lived Solid Radioactive Waste
Publication 82 (ICRP, 1999)	Protection of the Public in Situations of Prolonged Radiation Exposure

Im Jahr 2004 wurde der Entwurf für eine neue Basisempfehlung „ICRP 2005“ zur Stellungnahme veröffentlicht. Darin sollen die Entwicklung und die zwischenzeitlich (nach ICRP Publ. 60) veröffentlichten Empfehlungen konsolidiert und im Jahr 2005 veröffentlicht werden. Unter anderem sollen folgende Themen behandelt werden³³:

- *Recommending dose constraints that quantify the most fundamental levels of protection for workers and the public from single sources in all situations.*
- *Maintaining the Publication 60 limits for the combined dose from all regulated sources that represent the most that will be accepted in normal situations by regulatory authorities.*
- *Complementing the constraints and limits with the requirement for optimisation of protection from a source.*
- *Recognising where the responsibility for justifying the introduction of a new practice lies.*
- *Updating the weighting factors in the dosimetric quantity Effective Dose.*
- *Emphasizing that patient dose should be commensurate with the clinical benefit expected from a given justified diagnostic or therapeutic procedure.*
- *Including a policy for radiological protection of non-human species.*

Darüber hinaus sollen auch die Strahlenqualitätsfaktoren für Neutronenstrahlung an die neuen wissenschaftlichen Erkenntnisse angepasst werden.

³³ in engl. - zur Vermeidung von Übersetzungsfehlern

6.1.2 IAEA

Die **Internationale Atomenergiebehörde IAEA** – als Teilorganisation der Vereinten Nationen UN - erarbeitet auf Grundlage der Empfehlungen der ICRP und veröffentlicht detaillierte Strahlenschutzstandards zur konkreten Anwendung der ICRP-Empfehlungen in der Praxis.

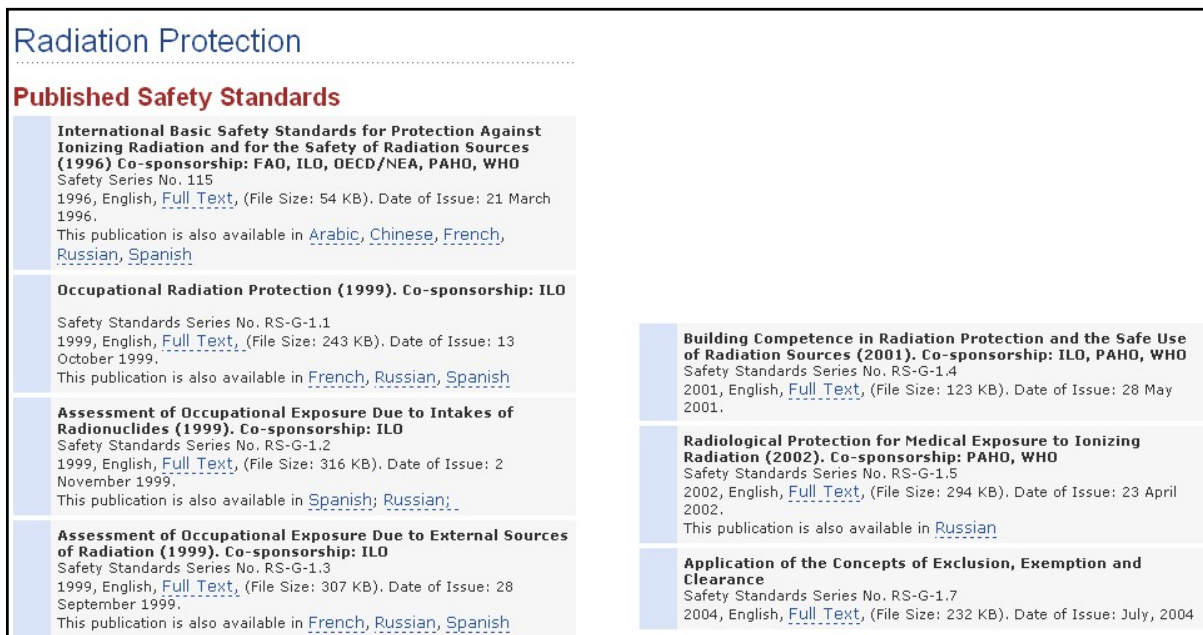
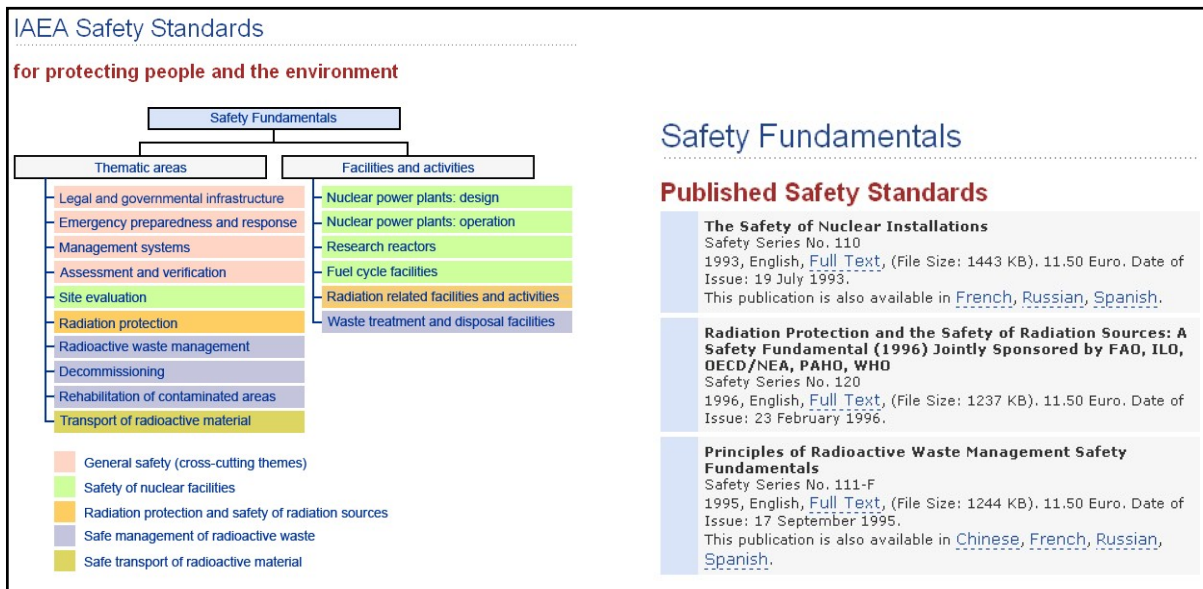


Abb. 77: Veröffentlichte Strahlenschutzstandards der IAEA (Auszug aus der IAEA-Homepage www.iaea.org)

Im Anschluss und auf Basis der ICRP Publ. 60 wurden 1996 von der IAEA die „*International Basic Safety Standards for Protection against Radiation and for the Safety of Radiation Sources*“ herausgegeben.

Im Folgenden werden Zweck, Anwendungsbereich und Struktur der *Basic Safety Standards* erläutert³⁴:

OBJECTIVE

The purpose of the Standards is to establish basic requirements for protection against the risks associated with exposure to ionizing radiation (hereinafter termed radiation) and for the safety of radiation sources that may deliver such exposure.

The Standards have been developed from widely accepted radiation protection and safety principles, such as those published in the Annals of the ICRP and the IAEA Safety Series. They are intended to ensure the safety of all types of radiation sources and, in doing so, to complement standards already developed for large and complex radiation sources, such as nuclear reactors and radioactive waste management facilities. For these sources, more specific standards, such as those issued by the IAEA, are typically needed to achieve acceptable levels of safety. As these more specific standards are generally consistent with the Standards, in complying with them, such more complex installations will also generally comply with the Standards.

The Standards are limited to specifying basic requirements of radiation protection and safety, with some guidance on how to apply them. General guidance on applying some of the requirements is available in the publications of the Sponsoring Organizations and additional guidance will be developed as needed in the light of experience gained in the application of the Standards.

SCOPE

The Standards comprise basic requirements to be fulfilled in all activities involving radiation exposure. The requirements have the force that is derived from the statutory provisions of the Sponsoring Organizations. They do not entail any obligation for States to bring their legislation into conformity with them, nor are they intended to replace the provisions of national laws or regulations, or the standards in force. They are aimed rather to serve as a practical guide for public authorities and services, employers and workers, specialized radiation protection bodies, enterprises and safety and health committees.

The Standards lay down basic principles and indicate the different aspects that should be covered by an effective radiation protection programme. They are not intended to be applied as they stand in all countries and regions, but should be interpreted to take account of local situations, technical resources, the scale of installations and other factors which will determine the potential for application. The Standards cover a broad range of practices and sources that give rise to or could give rise to exposure to radiation, and many of the requirements have therefore been drafted in general terms. It follows that any given requirement may have to be fulfilled differently for different types of practice and source, according to the nature of the operations and the potential for exposures. Not all the requirements will apply to every practice or to every source, and it is up to the appropriate Regulatory Authority to specify which of the requirements are applicable in each case.

The scope of the Standards is limited to the protection of human beings only; it is considered that standards of protection that are adequate for this purpose will also ensure that no other species is

³⁴ in engl. gemäß IAEA-Information

threatened as a population, even if individuals of the species may be harmed. Moreover, the Standards apply only to ionizing radiation, namely gamma and X rays and alpha, beta and other particles that can induce ionization. They do not apply to non-ionizing radiation such as microwave, ultraviolet, visible light and infrared radiation. They do not apply either to the control of non-radiological aspects of health and safety. The Standards recognize that radiation is only one of many sources of risk in life, and that the risks associated with radiation should not only be weighed against its benefits but also viewed in perspective with other risks.

STRUCTURE

The Standards comprise a Preamble, the Principal Requirements, Appendices and Schedules. The Preamble states the aims and the bases of the Standards, explains the underlying principles and philosophy, and describes appropriate governmental arrangements for applying the Standards. The Principal Requirements specify what is imperative in order to fulfil the aims of the Standards. Consequential Detailed Requirements, subsidiary to the Principal Requirements, are specified in the Appendices. Quantitative standards and guidance are provided in the Schedules.

A Glossary, the list of experts who contributed to the drafting and review process, and the list of the representatives of countries and organizations on the Technical Committees which endorsed the Standards in December 1993 and which verified the translations and technical editing of the Standards in August/September 1994 are also included.

6.1.3 EU

Die Europäische Union ist im Rahmen der Europäischen Atomgemeinschaft verpflichtet, gemäß Artikel 2(b) des Euratom-Vertrages einheitliche Sicherheitsnormen für den Gesundheitsschutz der Bevölkerung und der Arbeitskräfte aufzustellen und für ihre Anwendung zu sorgen. Durch Artikel 218 des Euratom-Vertrages wird die Bedeutung der Grundnormen für Euratom hervorgehoben; diese müssen innerhalb eines Jahres nach dem Inkrafttreten des Vertrags festgelegt werden. Dies geschah zum ersten Mal 1959. Die derzeit geltenden Sicherheitsbestimmungen sind in der Richtlinie 96/29/EURATOM des Rates über grundlegende Sicherheitsnormen im Strahlenschutz niedergelegt.

Die Richtlinie stützt sich auf die Empfehlung der Internationalen Strahlenschutzkommission (ICRP) aus dem Jahr 1990 (Publ. 60) und stimmt mit den internationalen Sicherheitsstandards zum Schutz gegen ionisierende Strahlen und für die Sicherheit von Strahlenquellen überein, die von der Internationalen Atomenergie-Organisation gefördert und 1996 veröffentlicht wurden.

Die **RICHTLINIE 96/29/EURATOM DES RATES vom 13. Mai 1996 zur Festlegung der grundlegenden Sicherheitsnormen für den Schutz der Gesundheit der Arbeitskräfte und der Bevölkerung gegen die Gefahren durch ionisierende Strahlungen** (ABl. Nr. L 159 vom 29. Juni 1996, S. 1) ist in zehn Titel gegliedert:

Titel I	Begriffsbestimmungen
Titel II	Anwendungsbereich

Titel III	Anmeldung und Genehmigung der Tätigkeiten
Titel IV	Rechtfertigung, Optimierung und Begrenzung der Tätigkeiten
Titel V	Schätzung der effektiven Dosis
Titel VI	Hauptgrundsätze für Maßnahmen zum Schutz der strahlenexponierten Arbeitskräfte, Auszubildenden und Studierenden bei Tätigkeiten
Titel VII	Erheblich erhöhte Exposition durch natürliche Strahlenquellen
Titel VIII	Durchführung des Schutzes der Bevölkerung vor Strahlen unter normalen Bedingungen
Titel IX	Interventionen
Titel X	Schlussbestimmungen

Im Folgenden werden einige wesentliche Grundsätze der EU-Strahlenschutzrichtlinie erläutert.

Optimierungsgrundsatz

Es gilt nach wie vor der Grundsatz, dass jegliche zusätzliche Exposition *as low as reasonably achievable* gehalten werden soll (ALARA-Prinzip). In Artikel 6 sind die allgemeinen Grundsätze des Strahlenschutzes - Rechtfertigung, Optimierung und Begrenzung der Dosis – festgeschrieben. Im Zusammenhang mit der Optimierung heißt es in Artikel 6(3)(a):

„(...) stellt jeder Mitgliedstaat sicher, dass (...) im Rahmen der Optimierung die Expositionen stets so niedrig gehalten werden, wie dies unter Berücksichtigung der wirtschaftlichen und sozialen Faktoren möglich und vertretbar ist.“

Dosisgrenzwerte

In der Richtlinie für grundlegende Sicherheitsnormen werden Dosisgrenzwerte für exponierte Arbeitskräfte, Auszubildende und Studierende sowie für die Öffentlichkeit generell festgelegt.

„Artikel 9: Dosisgrenzwerte für strahlenexponierte Arbeitskräfte

1. Der Grenzwert der effektiven Dosis für strahlenexponierte Arbeitskräfte beträgt über einen Zeitraum von fünf aufeinanderfolgenden Jahren 100 Millisieverts (mSv), wobei die effektive Dosis 50 mSv für ein einzelnes Jahr nicht überschreiten darf. Die Mitgliedstaaten können einen Jahreswert festlegen.

2. Unbeschadet von Absatz 1 gilt folgendes:

- (a) Der Grenzwert der Äquivalentdosis für die Augenlinse beträgt 150 mSv pro Jahr;*
- (b) der Grenzwert der Äquivalentdosis für die Haut beträgt 500 mSv pro Jahr. Dieser Grenzwert gilt unabhängig von der exponierten Fläche für die mittlere Dosis an jeder Oberfläche von 1 cm²;*
- (c) der Grenzwert der Äquivalentdosis für Hände, Unterarme, Füße und Knöchel beträgt 500 mSv pro Jahr.*

Artikel 11: Dosisbegrenzungen bei Auszubildenden und Studierenden

1. Die Dosisgrenzwerte für Auszubildende ab 18 Jahren und Studierende ab 18 Jahren, die aufgrund ihres Studiums gezwungen sind, Strahlenquellen zu verwenden, entsprechen den in Artikel 9 für strahlenexponierte Arbeitskräfte festgelegten Dosisgrenzwerten.

2. Der Grenzwert der effektiven Dosis für Auszubildende zwischen 16 und 18 Jahren und für Studierende zwischen 16 und 18 Jahren, die aufgrund ihres Studiums gezwungen sind, Strahlenquellen zu verwenden, beträgt 6 mSv pro Jahr.

Unbeschadet dieses Dosisgrenzwertes gilt folgendes:

- (a) Der Grenzwert der Äquivalentdosis für die Augenlinse beträgt 50 mSv pro Jahr;*
- (b) der Grenzwert der Äquivalentdosis für die Haut beträgt 150 mSv pro Jahr. Dieser Grenzwert gilt unabhängig von der exponierten Fläche für die mittlere Dosis an jeder Oberfläche von 1 cm²;*
- (c) der Grenzwert der Äquivalentdosis für Hände, Unterarme, Füße und Knöchel beträgt 150 mSv pro Jahr.*

3. Die Dosisgrenzwerte für nicht unter die Absätze 1 und 2 fallende Auszubildende und Studierende entsprechen den Dosisgrenzwerten für Einzelpersonen der Bevölkerung nach Artikel 13.

Artikel 13: Dosisgrenzwerte für Einzelpersonen der Bevölkerung

1. Unbeschadet des Artikels 14 sind die in den Absätzen 2 und 3 festgelegten Dosisgrenzwerte für Einzelpersonen der Bevölkerung einzuhalten.

2. Der Grenzwert der effektiven Dosis beträgt 1 mSv pro Jahr. Allerdings kann unter besonderen Umständen ein höherer Wert der effektiven Dosis pro Jahr zugelassen werden, sofern der Mittelwert über fünf aufeinanderfolgende Jahre 1 mSv pro Jahr nicht überschreitet.

3. Unbeschadet von Absatz 2 gilt folgendes:

- (a) Der Grenzwert der Äquivalentdosis für die Augenlinse beträgt 15 mSv pro Jahr;*
- (b) der Grenzwert der Äquivalentdosis für die Haut beträgt 50 mSv pro Jahr, gemittelt über jede beliebige Hautfläche von 1 cm² unabhängig von der exponierten Fläche.“*

Bedingungen für die Freisetzung radioaktiven Materials

Für die Ableitung radioaktiver Stoffe bei der Entsorgung radioaktiver Abfälle gilt Artikel 37 Euratom-Vertrag als Grundlage zur Festsetzung von Bedingungen.

Gemäß Artikel 4(1)(a) der Richtlinie über die grundlegenden Sicherheitsnormen ist eine vorherige Genehmigung u.a. für „den Betrieb und die Stilllegung jeder Anlage des nuklearen Brennstoffkreislaufs“ erforderlich.

Im Zusammenhang mit Tätigkeiten, die mit einer Gefährdung der Bevölkerung durch ionisierende Strahlen verbunden sind, schreiben die Artikel 43 und 44 der genannten Richtlinie den Mitgliedstaaten die Anwendung der Grundprinzipien für den Schutz der Bevölkerung unter normalen Bedingungen vor.

Gemäß Artikel 49 der Richtlinie müssen die Mitgliedstaaten die Möglichkeit radiologischer Notstandssituationen in Betracht ziehen, die sich aus der Durchführung der Tätigkeiten ergeben können, die der Richtlinie unterliegen, und die entsprechenden potentiellen Strahlenexpositionen ermitteln.

Abschätzungen und Aufzeichnungen von Bevölkerungs Dosen im Zusammenhang mit dem Betrieb von Kernanlagen gemäß der Definition des Übereinkommens, sind in Artikel 45 vorgeschrieben:

„Die zuständigen Behörden

- (a) sorgen dafür, dass Abschätzungen der Dosen aus Tätigkeiten nach Artikel 44 für die Bevölkerung in ihrer Gesamtheit und für Bezugsbevölkerungsgruppen überall dort, wo gegebenenfalls solche Gruppen bestehen, so realistisch wie möglich vorgenommen werden;*
- (b) legen die Häufigkeit der Ermittlungen fest und treffen alle erforderlichen Maßnahmen für die Feststellung der Bezugsbevölkerungsgruppen unter Berücksichtigung der effektiven Übertragungswege der radioaktiven Stoffe;*

(c) sorgen dafür, dass die Abschätzungen der Bevölkerungsdosen unter Berücksichtigung der radiologischen Gefährdung folgendes umfassen:

- Ermittlung der Dosen infolge externer Strahlenexposition, gegebenenfalls unter Angabe der betreffenden Strahlungsart;
- Ermittlung der Inkorporation von Radionukliden unter Angabe der Art der Radionuklide und gegebenenfalls ihrer physikalischen und chemischen Beschaffenheit sowie Bestimmung der Aktivität und Konzentrationen dieser Radionuklide;
- Ermittlung der Dosen, die die Bezugsbevölkerungsgruppen erhalten können, und Spezifizierung der Kennmerkmale dieser Gruppen;

(d) verlangen, dass Aufzeichnungen über die Messungen der externen Strahlenexposition, Abschätzungen der Radionuklidinkorporationen und radioaktiven Kontamination sowie über die Ergebnisse der Ermittlung der von Bezugsgruppen und von der Bevölkerung erhaltenen Dosen erstellt werden.“

Staatliche Überwachung

Strahlenschutzkontrollen werden von den Mitgliedstaaten gemäß Artikel 35 Euratom-Vertrag durchgeführt, wonach Einrichtungen "zur ständigen Überwachung des Gehalts der Luft, des Wassers und des Bodens an Radioaktivität sowie zur Überwachung der Einhaltung der Grundnormen" zu schaffen sind. „Die Kommission hat Zugang zu diesen Überwachungseinrichtungen; sie kann ihre Arbeitsweise und Wirksamkeit nachprüfen.“

Die Ergebnisse der von den Mitgliedstaaten gemäß Artikel 35 durchgeführten Kontrollen werden der Kommission gemäß Artikel 36 Euratom-Vertrag regelmäßig mitgeteilt. Mit der Empfehlung 2000/473/Euratom der Kommission werden Einheitlichkeit, Vergleichbarkeit, Transparenz und rechtzeitige Übermittlung der Daten angestrebt. Sie veröffentlicht regelmäßig Zusammenfassungen der von den Mitgliedstaaten übermittelten Informationen und nimmt ihr Zugangsrecht gemäß Artikel 35 Euratom-Vertrag wahr.

In Artikel 46 der Richtlinie über die grundlegenden Sicherheitsnormen heißt es:

„Zum Gesundheitsschutz der Bevölkerung schaffen die Mitgliedstaaten ein Inspektionssystem, um die gemäß dieser Richtlinie getroffenen Maßnahmen durchzusetzen und um eine Überwachung im Bereich des Strahlenschutzes einzuführen.“

Weitere strahlenschutzrelevante EU-Richtlinien

Über die Strahlenschutz-Grundnorm hinaus behandeln noch vier weitere EU-Richtlinien Strahlenschutzmaterie:

- Richtlinie 2003/122/EURATOM des Rates vom 22. Dezember 2003 zur Kontrolle hoch radioaktiv umschlossener Strahlenquellen und herrenloser Strahlenquellen, ABl. Nr. L 346/57 vom 31. 12. 2003
- Richtlinie 97/43/EURATOM des Rates vom 30. Juni 1997 über den Gesundheitsschutz von Personen gegen die Gefahren ionisierender Strahlung bei medizinischer Exposition und zur Aufhebung der Richtlinie 84/466/EURATOM, ABl. Nr. L 180/22 vom 9. 7. 1997

- Richtlinie 92/3/EURATOM des Rates vom 3. Februar 1992 zur Überwachung und Kontrolle der Verbringungen radioaktiver Abfälle von einem Mitgliedstaat in einen anderen, in die Gemeinschaft und aus der Gemeinschaft, ABl. Nr. L 35/24 vom 12. 2. 1992
- Richtlinie 90/641/EURATOM des Rates vom 4. Dezember 1990 über den Schutz externer Arbeitskräfte, die einer Gefährdung durch ionisierende Strahlungen beim Einsatz im Kontrollbereich ausgesetzt sind, ABl. Nr. L 349/21 vom 13. 12. 1990

6.2 Die aktuelle Rechtslage in Österreich

6.2.1 Bundesgesetze und Bundesverwaltung im Bereich des Strahlenschutzes

Ausgangspunkt für den gesetzlichen Rahmen des Strahlenschutzes in Österreich bildet das Bundesgesetz vom 11. Juni 1969, BGBl. Nr. 227 über Maßnahmen zum Schutz des Lebens oder der Gesundheit von Menschen einschließlich ihrer Nachkommenschaft vor Schäden durch ionisierende Strahlen – Strahlenschutzgesetz (Ergänzungen: BGBl. 396/1986, BGBl. 657/1996, BGBl. I 16/2000, BGBl. I Nr. 65/2002). Ausführungs- und Detailbestimmungen wurden in der Verordnung des Bundesministers für soziale Verwaltung, des Bundesministers für Handel, Gewerbe und Industrie, des Bundesministers für Verkehr, des Bundesministers für Wissenschaft und Forschung und des Bundesministers für Unterricht und Kunst vom 12. Jänner 1972, BGBl. 47/1972 über Maßnahmen zum Schutz des Lebens oder der Gesundheit von Menschen einschließlich ihrer Nachkommenschaft vor Schäden durch ionisierende Strahlung – Strahlenschutzverordnung – erlassen.

Infolge des Beitritts Österreichs zur Europäischen Union bilden aktuell und zukünftig im Wesentlichen die EU-Richtlinien die rechtliche Grundlage für den Strahlenschutz in Österreich: Die Inhalte der grundlegenden Richtlinien werden in Form von Bundesgesetzen (Nationalrat) und Verordnungen der zuständigen Bundesminister in Österreichisches Recht umgesetzt. Der Strahlenschutz fällt gemäß Bundesverfassungsgesetz sowohl hinsichtlich der Gesetzgebung als auch der Vollziehung in den Bereich der Bundeskompetenz.

Mit der Vollziehung des Strahlenschutz-Bundesgesetzes sind derzeit zwei Bundesministerien betraut:

- a) Gemäß Bundesministeriengesetz-Novelle 2000, BGBl. I 16/2000 das **Bundesministerium für soziale Sicherheit und Generationen** bzw. seit Mai 2003 gemäß Bundesministeriengesetz-Novelle 2003 BGBl. I 17/2003 das **Bundesministerium für Gesundheit und Frauen** im Rahmen der **Angelegenheiten des Gesundheitswesens** für Angelegenheiten der Strahlenhygiene, des medizinischen Strahlenschutzes und der medizinischen Radiologie; medizinische Beurteilung der Anwendung ionisierender und nichtionisierender Strahlen sowie der Radiopharmaka und
- b) das **Bundesministerium für Land- und Forstwirtschaft, Umwelt und Wasserwirtschaft** für allgemeine Angelegenheiten des Schutzes vor ionisierenden Strahlen sowie allgemeine Angelegenheiten der Nuklearkoordination.

Die Abteilung 8 „Strahlenschutz“ (Leiter: Dr. Josef Zechner) des BM für Gesundheit und Frauen ist für folgende Fragen zuständig:

- Fachliche und rechtliche Angelegenheiten des medizinischen Strahlenschutzes und der Lebensmittelkontrolle auf Radioaktivität; dazu werden im Rahmen der Österreichischen Agentur für Gesundheit und Ernährungssicherheit in Wien, Linz, Graz und Innsbruck Strahlenmesslaboratorien betrieben;
- Ermächtigung von Ärzten nach dem Strahlenschutzgesetz;
- Verbindungsdienst zu Normungseinrichtungen, internationalen Organisationen und wissenschaftlichen Einrichtungen;
- fachliche Mitwirkung beim Zivil- und Katastrophenschutz;
- Koordinationsaufgaben sowie Angelegenheiten des Sanitätsrechtes und Fremdlogistik sowie Koordination von RH-Angelegenheiten im Sektionsbereich, soweit sie nicht von anderen Organisationseinheiten abgedeckt und erledigt werden.

6.2.2 Novelle 2002 des Strahlenschutzgesetzes



Mit dem Strahlenschutz-EU-Anpassungsgesetz (BGBl. I Nr. 146/2002 vom 20. August 2002) ist das aus dem Jahr 1969 stammende Strahlenschutzgesetz an die aktuellen gesetzlichen Bestimmungen der Europäischen Gemeinschaft, an internationale Übereinkommen und den aktuellen Stand der Technik angepasst worden.

Die Novelle dient insbesondere der Implementierung der drei nachstehend angeführten Richtlinien in das österreichische Strahlenschutzrecht:

- Richtlinie 96/29/EURATOM vom 13. Mai 1996 („Grundnormenrichtlinie“, Amtsblatt Nr. L 159 vom 29. Juni 1996).
- Richtlinie 97/43/EURATOM vom 30. Juni 1997 („Patientenschutz-Richtlinie“, Amtsblatt Nr. L 180 vom 9.7.1997)

- Richtlinie 90/641/EURATOM des Rates vom 4.12.1990 über den Schutz externer Arbeitskräfte, die einer Gefährdung durch ionisierende Strahlung(en) beim Einsatz im Kontrollbereich ausgesetzt sind (Amtsblatt Nr. L 349/21 vom 13.12.1990)

Weiters waren die Verpflichtungen aus der Ratifizierung des Übereinkommens über die sichere Behandlung abgebrannter Brennelemente und über die sichere Behandlung radioaktiver Abfälle (BGBl. III Nr. 169/2001) in nationales Recht zu übertragen.

Zugleich wurde durch das Strahlenschutz-EU-Anpassungsgesetz auch das Maß- und Eichgesetz (BGBl. Nr. 152/1950) novelliert, um die Eichpflicht für die Messsonden des österreichischen Strahlenfrühwarnsystems abzuschaffen.

Die wesentlichen Neuerungen betreffen:

- Eine Reduzierung der zulässigen Exposition von beruflich strahlenexponierten Personen und der Allgemeinbevölkerung:

Die derzeit höchstzulässige Exposition beruflich strahlenexponierter Personen von 50 Millisievert im Jahr wird auf einen Basiswert von 20 Millisievert im Jahr reduziert, der als Mittelwert über einen Zeitraum von 5 Jahren einzuhalten ist, das heißt, dass die zulässige Strahlenexposition beruflich strahlenexponierter Personen im Mittel um mehr als die Hälfte reduziert wird.

- Die Verpflichtung für die Anwender und die Behörden insbesondere neue Anwendungen ionisierender Strahlung unter Berücksichtigung von Risiko-Nutzen-Überlegungen vor deren Anwendung einer Rechtfertigung zu unterziehen z.B. *Prüfung, ob an Stelle einer Röntgenuntersuchung nicht auch eine Untersuchung mit Ultraschall oder Kernresonanz die gewünschte Diagnos liefern kann.*
- Die Berücksichtigung der Exposition natürlicher radioaktiver Stoffe an Arbeitsplätzen *Bisher wurde die Einwirkung natürlicher radioaktiver Stoffe auf den Menschen in den gesetzlichen Strahlenschutzregelungen nicht berücksichtigt. Mitunter ist die Strahlenbelastung von Arbeitskräften durch natürliche Strahlenquellen bei Arbeiten so hoch, dass die Einführung von Schutzmaßnahmen zur Überwachung, Kontrolle und Reduzierung der Exposition gerechtfertigt ist. Beispiele sind Radonexpositionen an bestimmten Arbeitsplätzen wie Badeanstalten, Stollen, Bergwerke und unterirdische Arbeitsstätten. Weiters Expositionen durch den Umgang mit großen Mengen von Materialien mit Aktivitätskonzentrationen erheblich über den Normalwerten der natürlichen Radionuklide in der Erdkruste, wie Phosphatgestein, Material mit seltenen Erden sowie Ablagerungen und Rückstände aus der Erdöl- und Gasindustrie, sowie Expositionen des fliegenden Personals durch kosmische Strahlung. Da die Belastungen je nach Arbeitsbedingungen und regionalen Gegebenheiten stark schwanken können, ist es den Mitgliedsstaaten überlassen, auf nationaler Ebene durch Untersuchungen jene Bereiche zu ermitteln, in denen Maßnahmen zu setzen sind.*
- Die Ermittlung signifikanter Expositionen für die Allgemeinbevölkerung durch natürliche radioaktive Stoffe
Ziel dieser Regelungen ist der Schutz vor schädlichen radiologischen Wirkungen menschlich verursachter Umweltveränderungen, die zu einer Erhöhung der natürlicherweise vorhandenen Strahlenexposition führen. Ionisierende Strahlung, die ohne menschliches Zutun, z.B. auf Grund bestimmter geogener Verhältnisse, ausschließlich auf natürlichem Wege auftritt, fällt nicht in den Anwendungsbereich der Regelungen. Besondere Bedeutung für das genannte Schutzziel kommt bergbaulichen und industriellen Prozessen zu, durch die Rückstände mit erheblichen Konzentrationen an natürlichen Radionukliden in den Wirtschaftskreislauf gelangen können. Gemäß der Richtlinie 96/29/EURATOM ist der nationale Gesetz- und Verordnungsgeber aufgerufen, solchen Rückständen im Hinblick auf den Strahlenschutz der Bevölkerung besondere Aufmerksamkeit zu schenken. Ziel ist die Vermeidung einer unkontrollierten Verwertung oder Beseitigung überwachungsbedürftiger Rückstände, durch die Mitglieder der allgemeinen Bevölkerung erhöhte Strahlenexpositionen erhalten.
- Die Festlegung gesetzlicher Grundzüge zur sicheren und finanziell abgesicherten Behandlung und Beseitigung radioaktiver Abfälle
Die Regelungen legen fest, dass die Verursacher radioaktiver Abfälle auch für deren sichere Sammlung, Konditionierung und Beseitigung aufzukommen haben und in welcher Form insbesondere finanzielle Vorsorge für die finanzielle Bedeckung der späteren Beseitigung der radioaktiven Abfälle zu treffen ist.
- Die Kooperation zwischen den Mitgliedstaaten der Europäischen Union bzw. mit den Unterzeichnerstaaten des Übereinkommens über die Sicherheit der Behandlung abgebrannter

Brennelemente und über die Sicherheit der Behandlung radioaktiver Abfälle im Sinne eines Risikoausgleichs, einer Optimierung des Strahlenschutzes und einer Minimierung der Kosten

- Genauere Bestimmungen zur Optimierung im Strahlenschutz, z.B. Einführung von Dosisbeschränkungen (dose constraints) als zusätzliches Optimierungsmittel (z.B. *Beschränkung der Strahlenbelastung bei helfenden Personen*).
- Qualitätskontrolle von Anlagen

Um beispielsweise eine optimale Qualität von Röntgenaufnahmen bei gleichzeitiger Minimierung der Strahlenbelastung zu erzielen, sind Anlagen einer regelmäßigen Qualitätskontrolle zu unterziehen.

6.2.3 Novelle 2004 des Strahlenschutzgesetzes



Mit dem Strahlenschutz-EU-Anpassungsgesetz 2004 (BGBl. I Nr. 137/2004 vom 10. Dezember 2004) ist das aus dem Jahr 1969 stammende Strahlenschutzgesetz an die aktuellen gesetzlichen Bestimmungen der Europäischen Gemeinschaft, an internationale Übereinkommen und den aktuellen Stand der Technik angepasst worden.

Durch dieses Bundesgesetz werden insbesondere die Bestimmungen der Richtlinie 2003/122/EURATOM des Rates vom 22. Dezember 2003 zur Kontrolle hoch radioaktiver umschlossener Strahlenquellen und herrenloser Strahlenquellen, ABl. Nr. L 346/57 vom 31. 12. 2003, CELEX Nr. 32003L0122 in österreichisches Recht umgesetzt.

Wesentliche Inhalte sind

- Regelungen bezüglich besonderer Sicherheits- und Sicherungsmaßnahmen hoch radioaktiver Strahlenquellen und Maßnahmen zur Kontrolle herrenloser Strahlenquellen,
- Einführung der Datenhaltung und Datensicherung von Personendosisdaten im zentralen Register,
- Einführung einer Meldepflicht für importierte und exportierte Strahlenquellen an das zentrale Register sowie die
- Aufhebung der Eichpflicht für die Messanlagen des Strahlenfrühwarnsystems.

Die Überwachung und Kontrolle der Verbringung radioaktiver Substanzen zwischen EU-Staaten ist durch die Verordnung 93/1493/EURATOM des Rates vom 8. Juni 1993 über die Verbringung radioaktiver Stoffe zwischen den Mitgliedsstaaten (inkl. Standarderklärungsformulare) geregelt.

Die Überwachung und Kontrolle der Verbringung radioaktiver Abfälle zwischen EU-Staaten, in die EU oder aus der EU ist durch die Richtlinie 92/3/EURATOM des Rates vom 3. Feb. 1992 zur Überwachung und Kontrolle der Verbringungen radioaktiver Abfälle von einem Mitgliedsstaat in einen andern, in die Gemeinschaft und aus der Gemeinschaft und die Entscheidung der Kommission vom 1. Okt. 1993 zur Einführung des einheitlichen Begleitscheins für die Verbringungen radioaktiver Abfälle gemäß Richtlinie 92/3/EURATOM des Rates (Standarddokument inkl. Begleitscheinformulare) geregelt.

6.2.4 Verordnungen der Bundesministerien im Bereich des Strahlenschutzes

Ende 2004 wurde für den medizinischen Sektor die Medizinische Strahlenschutzverordnung des BM für Gesundheit und Frauen veröffentlicht: **Verordnung des Bundesministers für Gesundheit und Frauen über Maßnahmen zum Schutz von Personen vor Schäden durch Anwendung ionisierender Strahlung im Bereich der Medizin (Medizinische Strahlenschutzverordnung – MedStrSchV), BGBl. II 409/2004.**

Die „Allgemeine Strahlenschutzverordnung“ – im Jahr 2006 von fünf Bundesministerien erlassen – regelt zahlreiche rechtliche Einzelheiten des operativen Strahlenschutzes.

Zur Strahlenschutz-rechtlichen Regelung weiterer Detailfragen, die im Strahlenschutzgesetz nur grundsätzlich geregelt sind und näherer Ausführungsbestimmungen bedürfen - wie z.B. berufliche Exposition durch natürliche Strahlenquellen, Strahlenschutz für das fliegende Personal, Interventionsmaßnahmen nach Störfällen - wurden seitens der rechtlich zuständigen Bundesministerien weitere Verordnungen erlassen (Abb. 78).

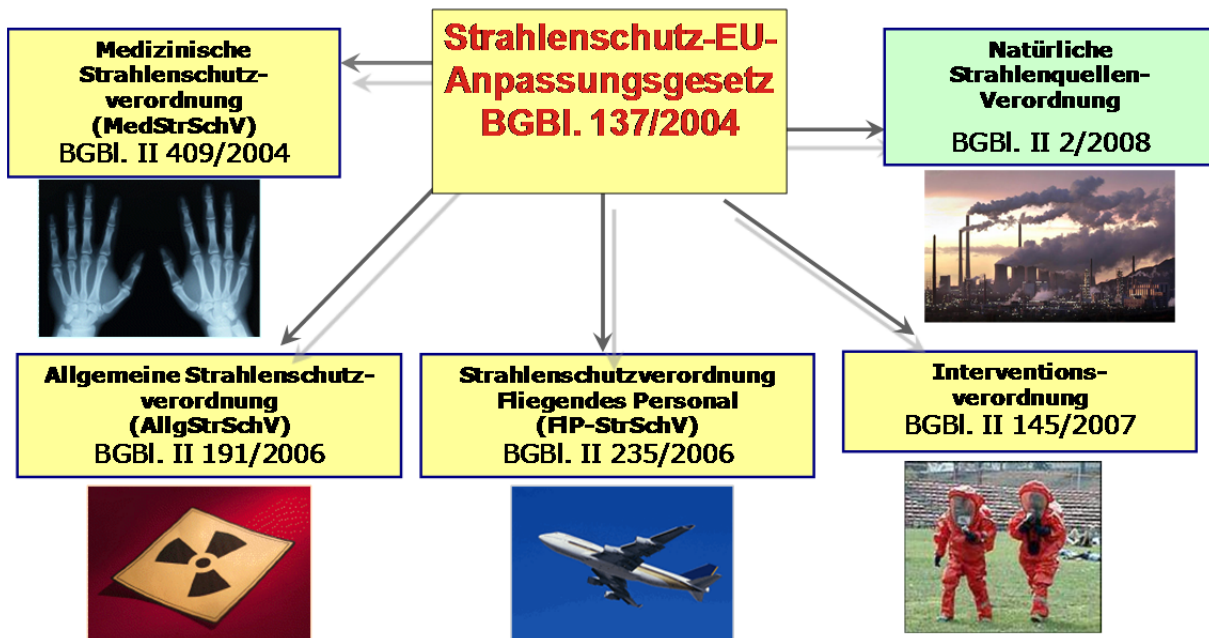


Abb. 78: Der rechtliche Strahlenschutz in Österreich

6.2.5 Atomhaftungsgesetz

Am 1. Jänner 1999 trat das Bundesgesetz über die zivilrechtliche Haftung für Schäden durch Radioaktivität (**Atomhaftungsgesetz 1999 - AtomHG 1999**, BGBl. Nr. I 170/1998) in Kraft und ersetzte damit das aus den 60er Jahren stammende Atomhaftpflichtgesetz. Das Gesetz regelt die zivilrechtliche Haftung für Schäden, die durch ionisierende Strahlung von Kernanlagen, Kernmaterial oder Radionukliden an Menschen oder Sachen verursacht werden.

Wie auch das ehemals bestehende AtomHG sieht auch das neue Gesetz ein unterschiedliches Haftungsregime für Betreiber von Kernanlagen und Beförderer von Kernmaterial einerseits sowie für die Verwendung von Radionukliden andererseits vor.

6.2.6 Strahlenschutz und gesetzliches Messwesen

(→ Dieser Teil des Skriptums ist derzeit nur in Form der Vorlesungspräsentation vorhanden)

6.2.6 Strahlenschutz und gesetzliches Messwesen

Maß- und Eichgesetz § 4 (1)

Das **BEV** hat für die gesetzlichen Maßeinheiten...

- die verbindlichen nationalen Etalons bereitzuhalten oder bereithalten zu lassen
- und an die internationalen Etalons anzuschließen oder anschließen zu lassen
- für die internationale Anerkennung der nationalen Etalons zu sorgen

Strahlenschutz, u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 274

Metrologie

Metrologie
métron, griech.: das Maß | die Wissenschaft vom Messen

Thema: Verfahren zur Bestimmung von Werten + deren Unsicherheiten physikalischer Größen

Aufgabe: Entwicklung und Verbreitung konsistenter Einheiten sowie Bereitstellung der dazugehörigen Standards „Normale“ → „Darstellung der Einheiten“

Grundlagen der Metrologie:
Einheitensysteme, Naturkonstanten, Theorie des Messens, Darstellungsverfahren, Verteilungen, Messunsicherheiten, ...

→ Physik, Mathematik, Statistik, Chemie, ...

Strahlenschutz, u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 275

Metrologie

métron, griech.: das Maß | die Wissenschaft vom Messen

Angewandte Metrologie „Messwesen“:

- Messverfahren, Messmethoden, Messgeräte
- Anwendung in Wirtschaft, Heilkunde, Umweltschutz, Verkehrssicherheit, ...
- Gesetzliches Messwesen:
 - Gesetzliche Einheiten
 - Überwachung der Anwendung: Zulassung* - „Eichung“
 - Sicherung der Rückverfolgbarkeit „Kalibrierung“
- Akkreditierung:
 - Prüfstellen, Überwachungsstellen, Zertifizierungsstellen
 - in Ö: Maß- und Eichgesetz & Akkreditierungsgesetz
- BEV: www.metrologie.at

Strahlenschutz, u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 276

Darstellung und Weitergabe der Einheiten

Strahlenschutz, u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 277

Historische Meilensteine

- 1756 Maßpatent
- 1777 Zementierungspatent
- 1790 Metrisches Maßsystem
- 1872 Maß- und Gewichtsordnung
- 1872 Normal-Eichungs-Kommission NEK
- 1875 Meterkonvention
- 1923 BEV
- 1950 Maß- und Eichgesetz
- 1960 Systeme Internationale D'Unites - SI

Strahlenschutz, u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 278

Gesetzliches Messwesen in Österreich

Strahlenschutz, u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 279

Metrologische Infrastruktur



	Weltweit	Europa	National
Metrologie	Meterkonv. /BIPM 		Willkommen im BEV 
Gesetzliches Messwesen	OIML 	WELMEC 	Willkommen im BEV 
Akkreditierung	ILAC 	EA European co-operation for Accreditation 	bmwfi  Bundesministerium für Wirtschaft, Familie und Jugend

Strahlenphys. u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes

250

7 Strahlenschutz in der Praxis – operativer Strahlenschutz

7.1 Grundlegende Strahlenschutzmaßnahmen

Primäre Aufgabe des praktischen Strahlenschutzes ist es, die Strahlenexposition von beruflich strahlenexponierten Personen nicht nur unter den gesetzlich vorgeschriebenen Limits sondern so gering wie möglich zu halten. Darüber hinaus hat der Strahlenschutz dafür zu sorgen, dass am Betrieb der Strahlenanwendung unbeteiligte Personen keine unzulässig hohe Strahlenexposition erfahren. Zur Erfüllung der primären Schutzaufgabe an beruflich strahlenexponierten Personen beim Betrieb einer Strahlenanwendung sind drei prinzipielle Lösungswege möglich (3-A):

- Aufenthaltsdauer im Strahlenfeld so kurz wie möglich halten
- Abstand der exponierten Person von der Strahlenquelle so groß wie möglich halten
- Abschirmung der exponierten Person vom Strahlungsfeld

Beim Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen sind zusätzlich die Kontaminations- und Inkorporationsgefahr zu beachten.

Die Optimierung der Aufenthaltsdauer kann z.B. durch Einübung der Arbeitsabläufe vorerst ohne Strahlenquellen, Beschränkung der Aufenthaltszeit im Strahlungsfeld auf das geringst mögliche Ausmaß und Verkürzung der Einschaltzeiten von Strahlenanlagen erreicht werden.

Die Erhöhung des Abstandes zwischen Strahlenquelle und exponierten Personen kann z.B. durch Manipulationseinrichtungen, Werkzeuge zum Hantieren mit radioaktiven Stoffen und von der Strahlenquelle räumlich getrennte Steuereinrichtungen (Fernsteuerung) erreicht werden.

Zur Abschirmung exponierter Personen vom Strahlungsfeld dienen ortsfeste und mobile sowie persönliche Abschirmungen (z.B. Röntgenschürzen). Für Strahler mit besonders hohen Dosisleistungen werden gekapselte d.h. allseitig umschlossene Strahlenanwendungsräume mit Zugänge über massive Strahlenschutztüren vorgeschrieben.

Die Berechnung von Abschirmmaterialien und Abschirmbauteilen ist für alle technisch und medizinisch üblich angewendeten Strahlenquellen in DIN-Normen zusammengestellt. Zahlreiche kommerziell tätige Unternehmen beschäftigen sich mit der Herstellung von Abschirmkomponenten.

Arbeitsmedizinische Vorsorge und Überwachung

Vor Beginn einer Tätigkeit in einem Strahlenbereich wird von einem Arzt eine Eignungsuntersuchung durchgeführt. Dabei hat der Arzt festzustellen, ob für die betreffende Person keine gesundheitlichen Bedenken für eine Tätigkeit im Strahlenbereich bestehen und ob Tätigkeitsbeschränkungen im Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen festgelegt werden. Solange die Person im Strahlenbereich tätig ist, sind jährliche Kontrolluntersuchungen durchzuführen. Die ärztliche Überwachung strahlenexponierter Personen wird von Ärzten durchgeführt, die dazu behördlich ermächtigt sind. Die Ergebnisse der ärztlichen Untersuchungen sind 30 Jahre lang aufzubewahren.

Physikalische Expositionsüberwachung

Zur physikalischen Dosiskontrolle sind der Strahlenanwendung entsprechend geeignete Dosismessgeräte und Dosisermittlungsverfahren anzuwenden. Zur Überwachung der externen Exposition dienen Dosimeter, die von behördlich anerkannten Dosismessstellen monatlich ausgewertet werden. Darüber hinaus können – falls es die Strahlenanwendung speziell erfordert –

direkt anzeigende Personen- und Ortsdosimeter von der Behörde vorgeschrieben und verwendet werden. Im Falle einer Inkorporationsgefahr beim Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen werden regelmäßige Ermittlungen der Inkorporationsdosis über Aktivitätsbestimmungen von Körperausscheidungen und biologisch-organischer Expositionsmodelle durchgeführt.

Vorbeugung und Bewältigung von nichtplanmäßigen Ereignissen

Beim Betrieb von Strahlenanwendungen können nichtplanmäßige Ereignisse wie z.B. Brand, Ausfall von Sicherheitseinrichtungen, menschliches Versagen, Naturereignisse (z.B. Blitzschlag, Unwetter) zu unerwünschten Strahlenexpositionen führen. Um derartige Expositionen möglichst gering zu halten, sind schon im Betrieb geeignete Maßnahmen vorzusehen und Einsatzpläne zu erstellen, die sowohl zum Umfang der Strahlenanwendung als auch zu dessen Gefahrenpotential in Relation stehen. Die Notfallmaßnahmen für ein Kernkraftwerk werden sich im Umfang wesentlich von jener einer medizinischen Röntgenanlage unterscheiden. Bei großen kerntechnischen Anlagen sind ausführliche Alarm- und Einsatzpläne auszuarbeiten und regelmäßig in Übungssituationen zu trainieren.

7.2 Der/die Strahlenschutzbeauftragte

Der/die Strahlenschutzbeauftragte ist verantwortlich für die praktische Umsetzung sämtlicher Strahlenschutz-relevanten Maßnahmen in einem Betrieb mit Strahlenanwendungen. Er/sie hat eigenverantwortlich dafür Sorge zu tragen, dass im laufenden Betrieb der Strahlenanwendungen die notwendigen Schutzmaßnahmen gewährleistet sind und sämtliche an der Strahlenanwendung tätigen Personen hinsichtlich der Schutzmaßnahmen eingeschult, physikalisch hinsichtlich der Dosis und medizinisch überwacht sind. Verantwortlich im rechtlichen Sinn für den Strahlenschutz und die Einhaltung der Strahlenschutzvorschriften in einem Betrieb mit Strahlenanwendung(en) ist der „Bewilligungsinhaber“.

Da die Tätigkeit des Strahlenschutzbeauftragten auch eine wesentliche juristische Komponente hat, seien hier die Definitionen im § 2 des Strahlenschutzgesetzes auszugsweise wiedergegeben:

(4) „Bewilligungsinhaber“ ist jene natürliche oder juristische Person, Personengesellschaft des Handelsrechts oder Erwerbsgesellschaft, die nach österreichischem Recht hinsichtlich der Einhaltung der strahlenschutzrechtlichen Vorschriften verantwortlich ist.

(43) „Strahlenschutzbeauftragter“ ist eine für die Erfordernisse ihres Tätigkeitsbereiches qualifizierte Person, deren Ausbildung und Fachkenntnis von der zuständigen Behörde anerkannt ist und die mit der Wahrnehmung des Strahlenschutzes vom Bewilligungsinhaber oder dessen vertretungsbefugtem Organ betraut ist. Diese Person muss die erforderliche Verlässlichkeit besitzen und für die in Betracht kommende Tätigkeit körperlich und geistig geeignet sein.

Zur Ausübung der Tätigkeit eines/einer Strahlenschutzbeauftragten sind eine Grundausbildung, sowie je nach Strahlenanwendung weitere spezielle Ausbildungen und periodische Fortbildungen gesetzlich vorgeschrieben.

Gemäß Anlage I der Medizinischen Strahlenschutzverordnung BGBl. II 409/2004 umfasst die Grundausbildung im Ausmaß von 25 h für den/die Strahlenschutzbeauftragte/n:

- Grundlagen der Kernphysik und der Physik ionisierender Strahlung
- Strahlenquellen
- Grundlagen der Strahlenbiologie

- Strahlenschäden, Vorbeugung und Erkennung
- Dosimetrie
- Grundlagen des Strahlenschutzes
- Rechtsvorschriften auf dem Gebiet des Strahlenschutzes
- Messgeräte
- ärztliche und physikalische Kontrolle
- Strahlenunfälle, Erste Hilfe
- Übungen: Handhabung von Geräten zur Personen- und Ortsdosisbestimmung, Verwendung von Prüfstrahlern

Eine wesentliche Aufgabe des Strahlenschutzbeauftragten stellt die Unterweisung der Mitarbeiter/innen im Betrieb der Strahlenanwendung im Rahmen von regelmäßig – zumindest einmal jährlich – abzuhaltenden „Strahlenschutzbelehrungen“ dar. Themen dieser Unterweisungen sind:

- Einweisung in die Arbeitsmethoden
- Art und Umfang der Strahlenexposition
- Hinweise auf potentielle Gefahren
- Beschreibung der Sicherheits- und Schutzmaßnahmen
- tätigkeitsrelevante Teile der Strahlenschutzbestimmungen
- Strahlenschutzinformationen und –Organisationen

Weitere Aufgaben des Strahlenschutzbeauftragten sind:

- Buchführung über radioaktive Stoffe
- Dokumentation der Expositionskontrolle
- Dokumentation der medizinischen Kontrolluntersuchungen
- Dosis- und Aktivitätsmessungen
- Überprüfung der Kontrollmessgeräte
- Dichtigkeitskontrollen umschlossener radioaktiver Quellen
- Überprüfungs- und Kontrolltätigkeiten
- Sicherungsmaßnahmen
- Umgebungsüberwachung

Die Durchführung seiner/ihrer Aufgaben hat der/die Strahlenschutzbeauftragte gesetzlich verpflichtend schriftlich zu dokumentieren. Diese Aufzeichnungen sind vom Bewilligungsinhaber langfristig aufzubewahren (30a). Im Zuge der Umsetzung der EU-Strahlenschutzrichtlinie wurde ein europaweit harmonisiertes Dosisregister aufgebaut, in dem die Gesamtexposition jeder beruflich strahlenexponierten Person während der gesamten Lebensarbeitszeit aufgezeichnet wird. Damit soll die Einhaltung der Expositionslimits während eines gesamten Berufslebens europaweit sichergestellt werden.

7.3 Technische und organisatorische Gesichtspunkte des Strahlenschutzes

7.3.1 Strahlenschutzplanung

Ziel jeder Strahlenschutzplanung ist es, jede unnötige Strahlenexposition zu vermeiden und jede unvermeidliche Exposition unter Beachtung der wissenschaftlich begründeten gesetzlich vorgeschriebenen Grenzwerte so gering wie möglich zu halten.

Sorgfältig zu planen sind alle Strahlenschutzmaßnahmen bei besonders kritischen Tätigkeiten wie z.B. beim Umgang mit radioaktiven Flüssigkeiten, Stäuben und Gasen, bei chemischen Reaktionen radioaktiver Stoffe, beim Ein- und Ausfahren von Strahlenquellen und bei der Beseitigung radioaktiver Kontaminationen. In diesen Fällen ist eine persönliche Schutzausrüstung (je nach Gefahrenpotential: Arbeitshandschuhe, Overall, Kopfbedeckung, Atemschutz) vorzusehen, Privat-, sonstige Arbeitskleidung und Strahlenschutzkleidung ist konsequent zu trennen und regelmäßige Kontaminationskontrollen sind durchzuführen. In besonders kritischen Arbeitssituationen ist die Exposition laufend messtechnisch zu überwachen.

7.3.2 Arbeitsplanung und Arbeitsmethoden

Die Arbeitsplanung und die Arbeitsmethoden bei Strahlenanwendungen sind hinsichtlich der Minimierung der Strahlenexposition der beteiligten Personen zu optimieren. Das betrifft insbesondere die gesicherte Bereitstellung geeigneter Werkzeuge und Hilfsmittel um die Strahlenexposition so gering wie möglich zu halten. Im Zuge der Umsetzung der EU-Strahlenschutzrichtlinie sind auch Arbeiten mit erheblich erhöhten Expositionen aus natürlichen Strahlenquellen zu berücksichtigen, wie z.B. die Produktion von Aktiniden-haltigen Rohstoffen und Zwischenprodukten oder das fliegende Personal in Verkehrsflugzeugen. In diesen Fällen hat der Arbeits- und Einsatzplan des Personals und die eingesetzten Arbeitsmethoden auf die strahlenschutzrelevanten Gesichtspunkte bedacht zu nehmen.

7.3.3 Radioaktivitätslabors

Für den Umgang mit radioaktiven Stoffen sind je nach Radionuklid, Aktivität und Art des Umgangs spezifische Laborausrüstungen und Einrichtungen vorzusehen. Ein Typ-A-Labor erfordert die umfangreichste Ausrüstung:

- Zutrittsschleuse
- Abzüge mit Abluftfilter
- Handschuhbox(en) mit Abluftfilter
- Schutzkleidung
- Hand- und Fußmonitor zur Kontaminationskontrolle
- ortsfeste Ortsdosis- und Ortsdosisleistungsmessgeräte
- Abluftmonitor
- Kontaminationsmessgerät(e)
- Dekontaminationsausrüstung
- Behälter für radioaktive Abfälle

Für weniger kritische Anwendungen (geringere Aktivitäten, weniger Gefahrenpotential z.B. kein Umgang mit radioaktiven Stäuben und Gasen) sind weniger umfangreiche Laborausrüstungen vorgesehen (Typ-B- und Typ-C-Labors).

Im Zuge des behördlichen Bewilligungsverfahrens zur Errichtung und zum Betrieb des Radioaktivitätslabors werden zusätzliche und oder spezielle Einrichtungen vorgeschrieben. Für die Instandhaltung und Sicherung der Ausrüstungsgegenstände hat der Strahlenschutzbeauftragte Sorge zu tragen.

7.3.4 Strahlenschutzmesstechnik

(→ Dieser Teil des Skriptums ist derzeit nur in Form der Vorlesungspräsentation vorhanden)

7.3.4 Strahlenschutzmesstechnik

- Personendosimetrie
- Konstanzprüfung von Röntgenanlagen
- Wochenchecks bei Strahltherapieanlagen
- Inkorporationsüberwachung
- Hand-Fuß-Kontaminationsmonitore
- Oberflächenkontaminationsmessungen
- Freimessung von radioaktivem Abfall

Dosis

Aktivität

Strahlphys. u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 291

Personendosimetrie

Akkreditierte Personendosimeter-Prüfstellen in Österreich:
(alphabetisch)

- ARC Seibersdorf GmbH <http://www.dosimeterservice.at/>
- Institut für medizinischen Strahlenschutz und Dosimetrie, LKH Innsbruck <http://www.strahlenschutz.co.at/>
- Physikalisch-Technische Prüfanstalt für Radiologie und Elektromedizin, AKH Wien
- Prüfstelle für Strahlenschutz und Strahlenmeßtechnik, LKH Graz

Strahlphys. u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 292

Bsp.: TLD-Personendosimeter

Dosimeterdaten (Beispiel PSI, Schweiz):

Strahlenart:
Photonen- und Betastrahlung

Messgrößen:
Personen-Tiefendosis Hp(10)
Personen-Oberflächendosis Hp(0.07)

Dosimeterkomponenten:
3 LiF-Detektoren (TLD700)
Detektorträger mit Lochcode
Dosimeterhalter (Boden & Deckel)
mit 2 verschiedenen Filterungen

Messbereich:
Hp(10): 0.1 mSv bis 5 Sv
Hp(0.07): 1 mSv bis 5 Sv

Messgenauigkeit:
 $\pm 5\%$ (^{137}Cs)

Photonenenergie:
20 keV - 3 MeV

Einfallsrichtung:
 $\pm 30^\circ$

zuläss. Fehlergrenzen:
 $\pm 30\%$

Strahlphys. u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 293

Bsp.: Kontaminationsmessgerät

Eigenschaften:

- Messung der Oberflächenkontamination an Alpha-, Beta- und Gamma-Strahlen
- Großflächen-Proportionalzählrohr mit Mikroprozessor-Elektronik
- Messergebnis in cps, Bq oder Bq/cm²
- Digital- und Analog-Anzeige
- Zehn wählbare Referenznuklide für jeden Detektor vorprogrammiert
- Frei programmierbarer Alarm-Schwellwert mit visueller und akustischer Anzeige
- Set an Spezialdetektoren für Alpha/Beta- und Beta/Gamma-Detektion
- Untergrundsubtraktion einstellbar
- Speicher für 128 Messdaten

Aktivität

Strahlphys. u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 294

Ortsdosisgrößen

Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(d)$ Sievert (Sv)

Die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(d)$ am interessierenden Punkt im tatsächlichen Strahlungsfeld ist die Äquivalentdosis, die im zugehörigen ausgerichteten und aufgeweiteten Strahlungsfeld in der Tiefe d (mm) in der ICRU-Kugel auf dem der Einfallrichtung entgegengesetzten Radiusvektor erzeugt würde.

- Ortsdosis ... Äquivalentdosis im Weichteilgewebe gemessen in einem bestimmten Punkt
- $H^*(d)$ wird für durchdringende Strahlenarten wie $R_0 > 15\text{ keV}$, γ , $\beta > 2\text{ MeV}$ verwendet
- ICRU-Kugel: antropomorph (→ nächste Seite)
- Ein **aufgeweitetes Strahlungsfeld** ist ein (gedachtes) Strahlungsfeld, dass an allen Punkten eines (für die Messung) ausreichend großen Volumens die gleiche spektrale und raumwinkelbezogene Teilchenflussdichte wie das tatsächliche (reale) Strahlungsfeld am interessierenden Punkt besitzt.
- Ein **ausgerichtetes und aufgeweitetes Strahlungsfeld** ist ein Strahlungsfeld einheitlicher Richtung, das zusätzlich die Bedingung eines aufgeweiteten Strahlungsfeldes erfüllt.

$H^*(10)$

Strahlphys. u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 295

ICRU-Kugel

ICRU-Kugel $\varnothing 30\text{ cm}$

Low LET High LET

ICRU – Weichteilgewebe:

76,2 % O 11,1 % C
10,1 % H 2,6 % N
Dichte 1 g/cm³

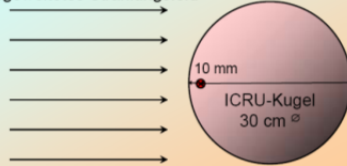
Strahlphys. u. gesetzl. Aspekte des Strahlenschutzes 296

Umgebungs-Äquivalentdosis



Darstellung der Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ Sievert (Sv)

Ausgerichtetes und
aufgeweitetes Strahlungsfeld



Strahlungsphys. u. gesellschaft. Aspekte des Strahlenschutzes

297

Richtungs-Äquivalentdosis



Richtungs-Äquivalentdosis $H'(d, \vec{\Omega})$ Sievert (Sv)

Die Richtungs-Äquivalentdosis $H'(d, \vec{\Omega})$ am interessierenden Punkt im tatsächlichen Strahlungsfeld ist die Äquivalentdosis, die im zugehörigen aufgeweiteten Strahlungsfeld auf einem Radiusvektor der Richtung $\vec{\Omega}$ in der Tiefe d (mm) in der ICRU-Kugel erzeugt würde.

- $H'(d, \vec{\Omega})$ wird für wenig durchdringende Strahlenarten wie $R_0 < 15$ keV, α , $\beta < 2$ MeV verwendet
- $\vec{\Omega}$... Richtungsvektor der einfallenden Strahlung
- $\max(H'(0,07, \vec{\Omega})) = H'(0,07)$

$H'(0,07, \vec{\Omega})$

Strahlungsphys. u. gesellschaft. Aspekte des Strahlenschutzes

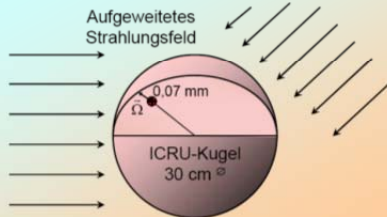
298

Richtungs-Äquivalentdosis



Darstellung der Richtungs-Äquivalentdosis $H'(0,07, \vec{\Omega})$ Sievert (Sv)

Aufgeweitetes
Strahlungsfeld



Strahlungsphys. u. gesellschaft. Aspekte des Strahlenschutzes

299

Personendosisgrößen



Personendosis $H_p(d)$ Sievert (Sv)

Die Personendosis $H_p(d)$ ist die Äquivalentdosis in ICRU-Weichteilgewebe in einer Tiefe von d (mm) im Körper an der Tragstelle des Dosimeters.

- $H_p(10)$... Tiefen-Personendosis für durchdringende Strahlung
- $H_p(0,07)$... Oberflächen-Personendosis für Strahlung geringer Eindringtiefe oder zur Abschätzung der Hautdosis
- Kalibrierung mit ICRU-Weichteilgewebephantomen gemäß ISO-1437-3 Rumpf-, Arm-, Finger-Phantom



Strahlungsphys. u. gesellschaft. Aspekte des Strahlenschutzes

300

Photonenäquivalenzdosis



Photonenäquivalenzdosis H_x Sievert (Sv) ← !!!

- Photonen-Energie < 3 MeV:
 $H_x = C_1 J_{\text{eff}}$ mit $C_1 = 38,76 \text{ Sv} \cdot \text{C}^{-1} \cdot \text{kg}$ ($\approx 0,01 \text{ Sv/R}$)
 $H_x = C_2 K_{\text{eff}}$ mit $C_2 = (W/e) C_1 = 1,141 \text{ Sv} \cdot \text{Gy}^{-1}$
- Photonen-Energie > 3 MeV:
 H_x ist der mit obigen Faktoren C_1 bzw. C_2 multiplizierte J_{eff} - oder K_{eff} -Messwert eines Personen- oder Ortsdosimeters, das mit ^{60}Co kalibriert ist

Umrechnungsfaktoren für $H^*(10) = f_x^*(10) \cdot H_x$ und $H'(0,07) = f_x'(0,07) \cdot H_x$:

Rö mit $U < 50$ kV und $U > 400$ kV: $f_x^*(10) = f_x'(0,07) = 1,0$

Rö mit $50 \text{ kV} < U < 400 \text{ kV}$: $f_x^*(10) = f_x'(0,07) = 1,3$

γ von ^{57}Co , ^{67}Ga , ^{75}Se , ^{99}Tc , ^{133}Gd , ^{153}Sm , ^{159}Yb , ^{187}Re , ^{192}Ir , ^{197}Hg , ^{199}Au , ^{203}Tl , ^{241}Am :
 $f_x^*(10) = f_x'(0,07) = 1,3$

Alle anderen γ -Strahler sowie natürliche Umgebungstrahlung: $f_x^*(10) = f_x'(0,07) = 1,0$

Strahlungsphys. u. gesellschaft. Aspekte des Strahlenschutzes

301

Messung "externe Dosimetrie" → Bewertung



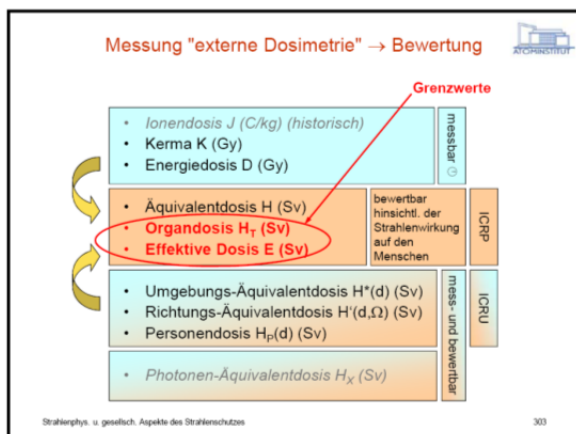
Die Messwerte der „operationellen“ Dosisgrößen $H^*(d)$, $H'(d, \vec{\Omega})$, $H_p(d)$, (H_x) liefern im allgemeinen „konservative“ (= sichere) Abschätzungen der Dosisbeiträge zu den strahlenbiologisch bewertbaren, reglementierten und zu überwachenden Dosisgrößen H_T , E .

Problem bei n-Strahlung:

Der Strahlungswichtungsfaktor w_R der einfallenden Strahlung wird unabhängig vom Einfluss bestrahlten Gewebes auf das Strahlungsfeld (ICRP 60) festgelegt, während der Qualitätsfaktor Q in realistischer Weise am betrachteten Punkt (z.B. in einem Körpergewebe) zu bestimmen ist. Das führt in bestimmten Energiebereichen monoenergetischer n-Strahlung zur Unterschätzung des Dosisbeitrages. (Kein Problem für Rö, γ , β)

Strahlungsphys. u. gesellschaft. Aspekte des Strahlenschutzes

302



Strahlenschutzmessverfahren (medizin. Bereich)

Prinzip	Messverfahren	Strahlen-therapie	Röntgen-diagnostik	Strahlen-schutz
Gasionisation	Ionisationskammer	+	+	+
	Proportional-Zählrohr			+
	Geiger-Müller-Zählrohr	+		+
Festkörperionisation	Halbleiterkristall Si, Ge	(+)		(+)
	Leitfähigkeitsdet. CdS, CdSe	(+)		(+)
Scintillation	Scintillationsdetektor			+
Thermolumineszenz	TLD-Detektoren z.B. LiF-Mg	+	+	+
Wärmeproduktion	Strahlungs-Kalorimeter	+		

Strahlungsphys. u. gesellsch. Aspekte des Strahlenschutzes 304



Kenngößen von Ionisationskammern

Anwendung	Kammervolumen cm^3	Dosisleistung (typisch)	Ionisationsstrom A
Strahlenschutz	100 ... 1000	$\dot{H}_X \approx 10 \dots 1000 \mu\text{Sv/h}$	$10^{-13} \dots 10^{-11}$
Diagnostik	1 ... 5	$\dot{K}_x \approx 0.1 \text{ Gy/min}$	$\sim 10^{-11}$
Therapie	0,1 ... 1	$\dot{D}_T \approx 1 \text{ Gy/min}$	$\sim 10^{-10}$
Weichstrahltherapie	0,03 ... 0,1	$\dot{D}_T \approx 10 \text{ Gy/min}$	$\sim 10^{-10}$

Strahlungsphys. u. gesellsch. Aspekte des Strahlenschutzes 306



Beispiele von Dosisleistungsmessgeräten

Model	FH 40 G-L	FH 40 G	FH 40 G-L10
Display range	10 nSv/h ... 100 mSv/h	10 nSv/h ... 1 Sv/h	10 nSv/h ... 100 mSv/h
PTB approval	yes	yes	yes
Physical units	air kerma	air kerma	ambient dose equivalent
Approved range	100 nSv/h ... 100 mSv/h	100 nSv/h ... 0.99 Sv/h	500 nSv/h ... 100 mSv/h
Energy range	30 keV ... 1.3 MeV	30 keV ... 1.3 MeV	30 keV ... 4.4 MeV
Approval for fire brigades	yes	yes	

Strahlungsphys. u. gesellsch. Aspekte des Strahlenschutzes 308

