



Photonen-Absorption

Dr. R. Mini

0. Wechselwirkungen der Photonen mit Materie



Photonenwechselwirkungen

Wechselwirkung	$f(Z,A)$	$f(E_\gamma)$	Sekundärstrahlungen
Photoeffekt	Z^4/A bis Z^5/A	$1/E^3$ ($E \ll 511 \text{ keV}$) $1/E$ ($E \gg 511 \text{ keV}$)	e^- , Röntgenstrl., Auger-e
Comptoneffekt	Z/A	$1/E^{0.5}$ bis $1/E$	γ , e^-
klass. Streuung	$Z^{2.5}/A$	$1/E^2$	γ
Paarbildung	Z^2/A	$\log E_\gamma$ ($E_\gamma > 1022 \text{ keV}$)	e^- , e^+
Kernphotoeffekt	Riesenresonanz	$E_\gamma > E_{\text{schwelle}}$	n, p, (Spaltung), γ

Tab. 4.2: Näherungsweise Abhängigkeiten der Photonen-Wechselwirkungskoeffizienten von Photonenenergie, Ordnungszahl und Massenzahl des Absorbers.

Photonenwechselwirkungen

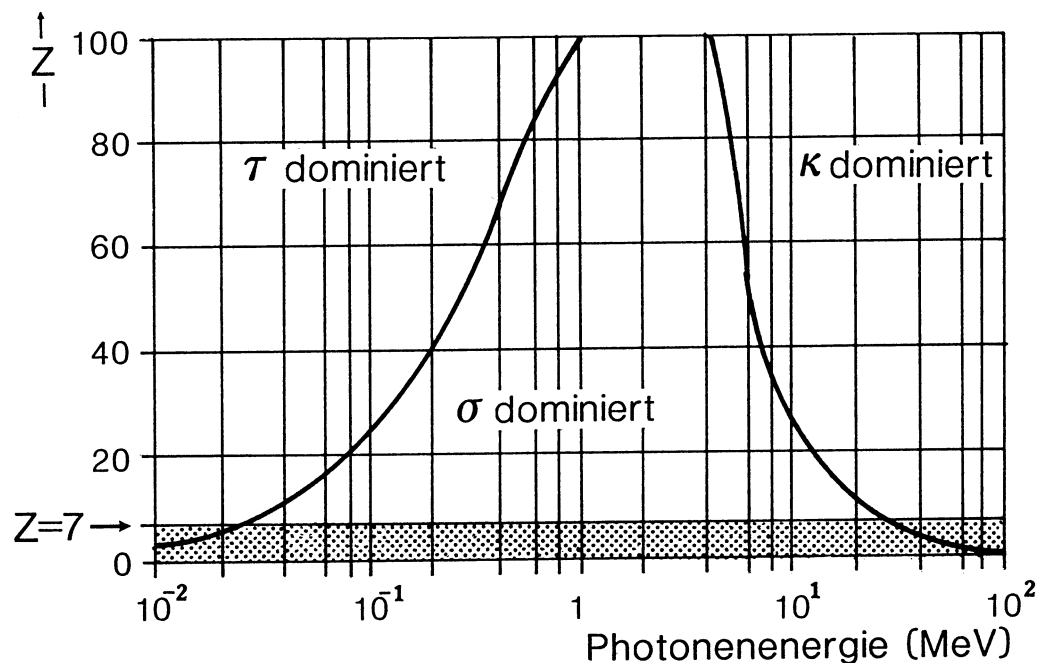
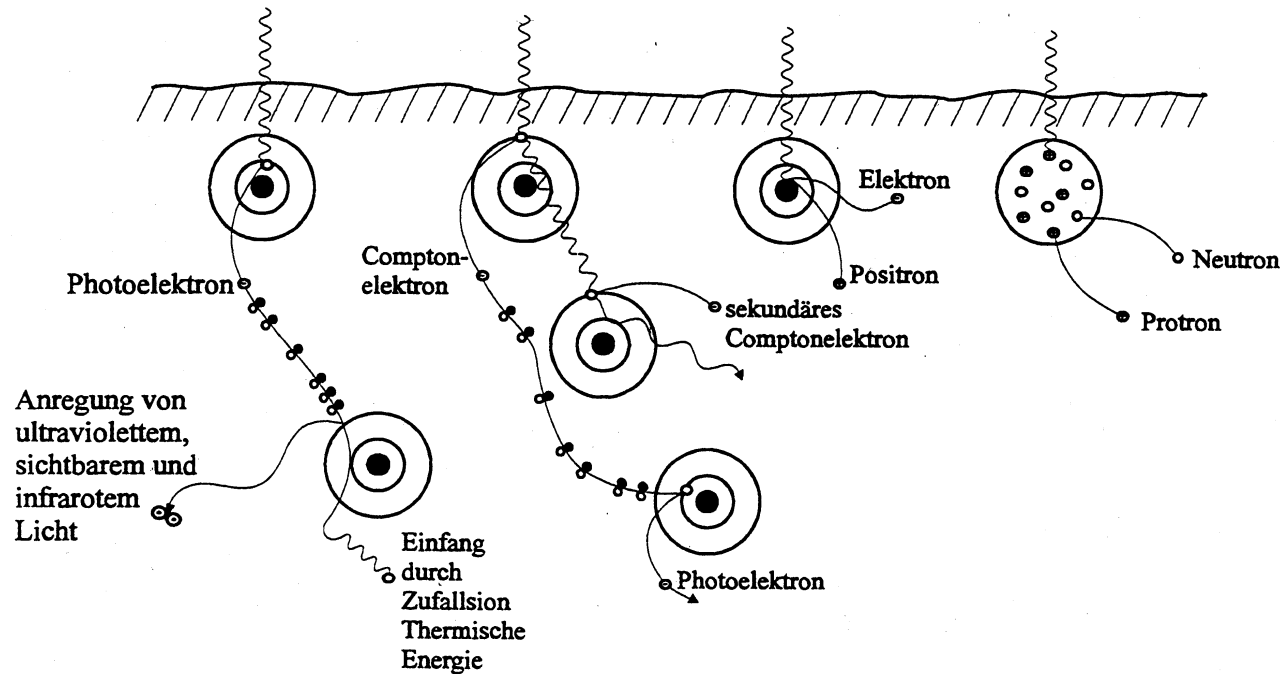


Fig. 4.12: Flächendiagramm der wichtigsten relativen Anteile der Photonen-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Photonenenergie und der Ordnungszahl des Absorbers (nach [Evans 1968]). Punktiert: Gewebe und Phantommaterialien. Die geschwungenen Linien zeigen die Bereiche von Ordnungszahl und Energie, in denen jeweils angrenzende Effekte (Photo- und Comptoneffekt bzw. Comptoneffekt und Paarbildung) gleich wahrscheinlich sind.

Wechselwirkungskaskade in Materie

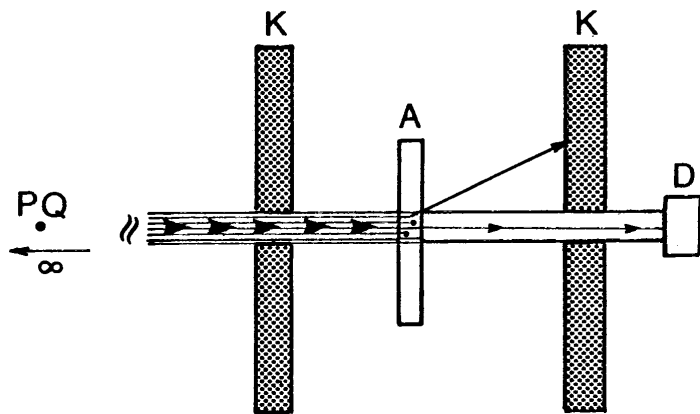
Energie	Photoeffekt	Comptoneffekt	Paarerzeugung	Kernprozess
10 keV	> 99%	—	—	—
200 keV	< 1%	> 99%	—	—
2 MeV	< 1‰	~ 99%	~ 1%	—
20 MeV	—	~ 50%	~ 49%	~ 1%



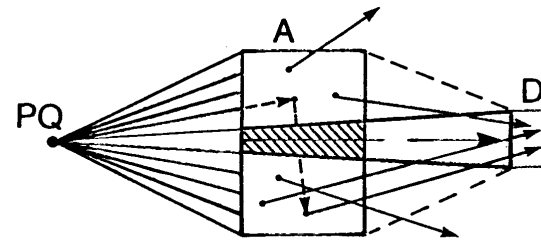
1. Schwächung eines schmalen und monoenergetischen Photonenstrahlenbündels beim Durchgang durch Materie



Strahlenschwächung durch Materie



(a)



(b)

Schwächung der Photonenstrahlungen in der Materie

Photonenwechselwirkungen mit Atomhüllen

- klassische Streuung (kohärente Streuung, Rayleigh-Streuung, Thomson-Streuung)
- Photoeffekt
- Comptoneffekt (inkohärente Streuung)

Photonenwechselwirkung im el.mag. Feld von Atomkernen

- Paarbildung

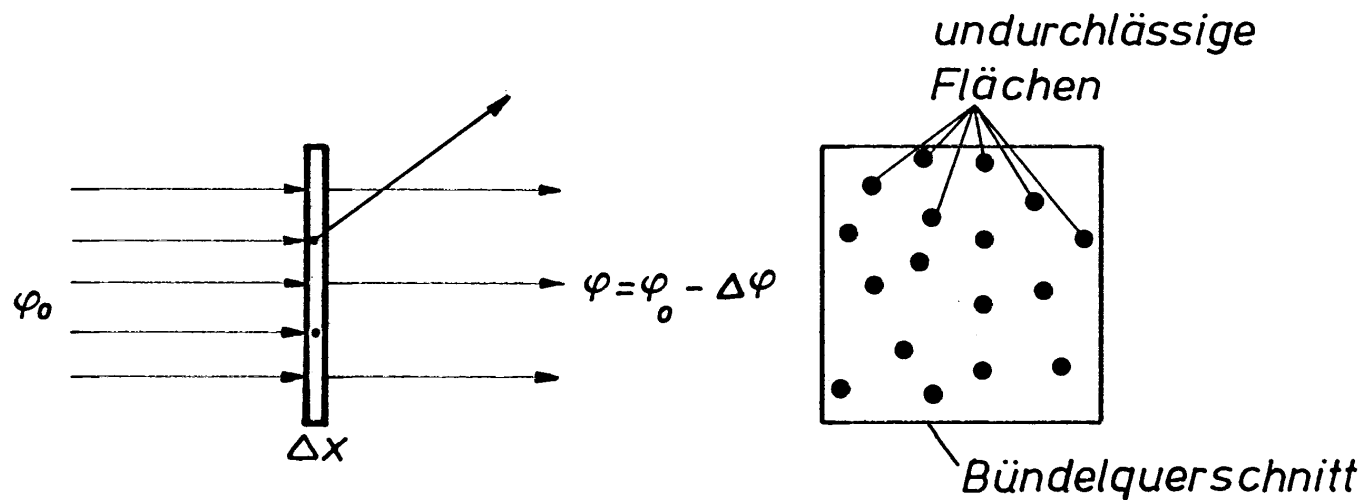
Photonenwechselwirkungen mit Atomkernen

- Kernphotoeffekt



Schwächungskoeffizient μ

$$\mu = -\frac{dN}{N} / dx$$

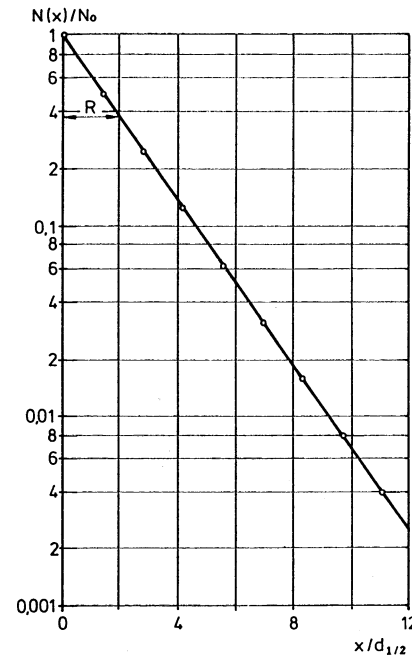
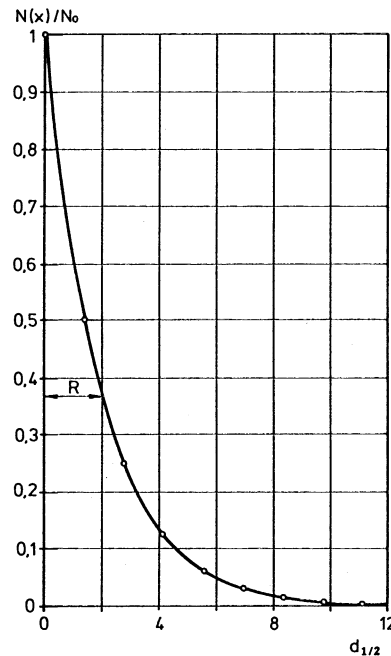


$$\mu = \tau + \sigma_C + \sigma_K + \kappa_{\text{paar}} + \kappa_{\text{tripl}} (+ \sigma_{\text{kp}})$$

Schwächung des Photonenstrahles

$$dN = -\mu \cdot N \cdot dx$$

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$



Schwächung des Photonenstrahles

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

- Halbwertschichtdicke $d_{1/2}$

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

- Zehntelwertdicke $d_{1/10}$

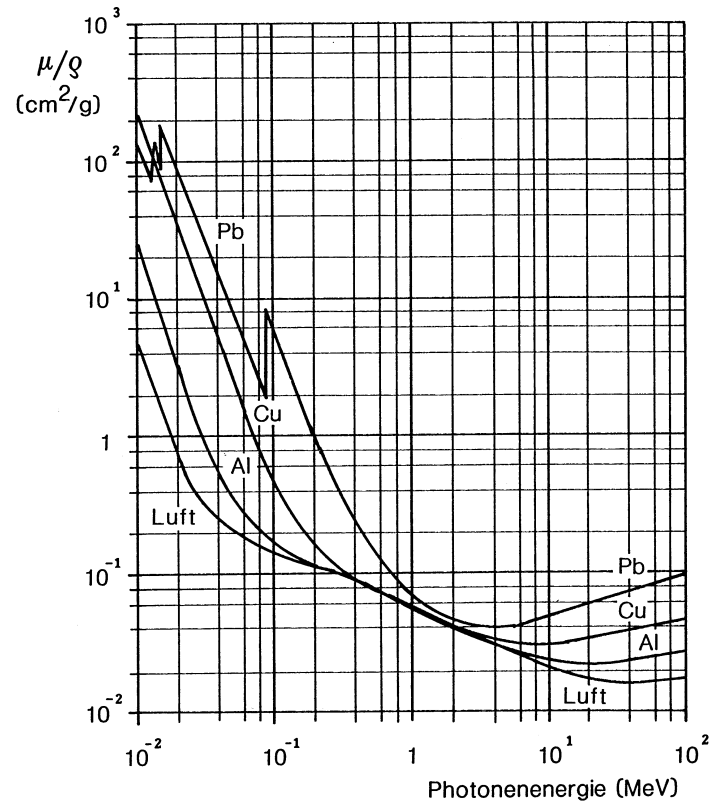
$$d_{1/10} = \frac{\ln 10}{\mu} \approx \frac{2.303}{\mu}$$

- mittlere freie Weglänge R

$$R = \frac{\int_{x=0}^{\infty} x \cdot dN(x)}{\int_{x=0}^{\infty} dN(x)} = \frac{\int_{x=0}^{\infty} -x \cdot \mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \cdot dx}{\int_{x=0}^{\infty} -\mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \cdot dx} = \frac{1}{\mu}$$



Massenschwächungskoeffizient μ/ρ



$$N(x \cdot \rho) = N_0 \cdot e^{-(\mu/\rho) \cdot x \cdot \rho}$$

mit

$x \cdot \rho$: Massenbedeckung der durchstrahlten Materie [g/cm^2]



Zusammenfassung

Die Schwächung schmaler monoenergetischer Photonenstrahlenbündel wird durch das exponentielle Schwächungsgesetz für den Photonenfluss, die Photonenzahl oder die Intensität mit Hilfe des material- und energieabhängigen Schwächungskoeffizienten μ beschrieben. Dieser ist umgekehrt proportional zur Halbwertschichtdicke im Material.

Für praktische Zwecke verwendet man oft den auf die Absorber-dichten bezogenen Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ . Bei theoretischen Untersuchungen wird der sogenannte Wirkungs-querschnitt vorgezogen, der ebenfalls zum Schwächungskoeffizienten proportional ist.



2. Schwächung schmaler heterogener Photonenstrahlenbündel

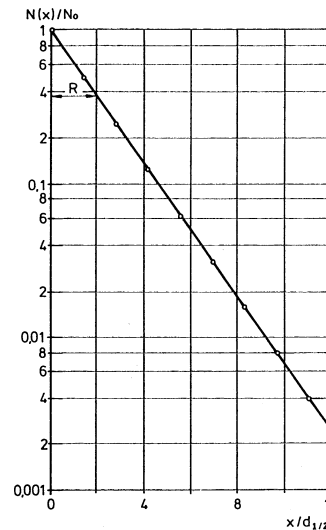
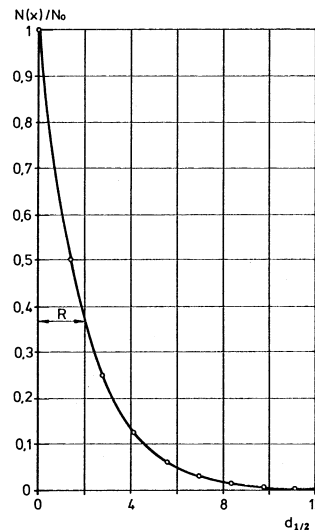


Schwächung eines heterogenen Photonenstrahles

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

$$\mu = \tau + \sigma_C + \sigma_K + \kappa_{\text{paar}} + \kappa_{\text{tripl}} (+ \sigma_{\text{kp}})$$

?



?

Bemerke: μ ist von der Photonenenergie abhängig!

AMS

Aufhärtung - Filterung

Wegen der grossen Werte der Schwächungskoeffizienten bei kleinen Photonenenergien werden beim Durchdringen der Materie vor allem die niederenergetischen Strahlungsanteile des Photonspektrums herausgefiltert. Dadurch ändert sich die spektrale Zusammensetzung eines heterogenen Photonspektrums mit der Tiefe im Absorber; das heisst, das Strahlenbündel wird „aufgehärtet“, die mittlere Energie und damit die Durchdringungsfähigkeit nimmt zu.



Gefilterte Spektren von Röntgenstrahlungen

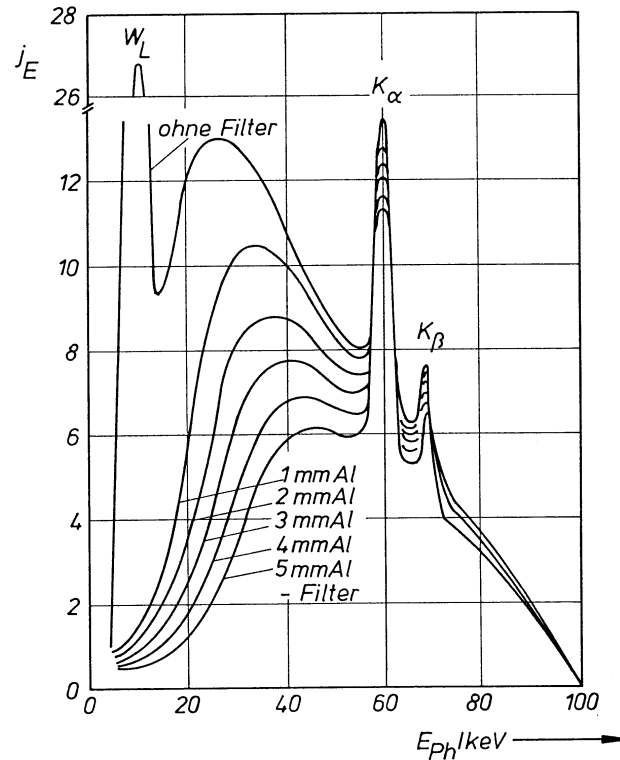


Fig. 4.19: Experimentelle, mit einem Szintillationszähler gemessene Spektren der spezifischen Photonenstromdichte dargestellt als Funktion der Photonenenergie und der Filterung durch verschieden dicke Aluminiumschichten für eine Röntgenröhre mit Wolframanode. Die Anregungsspannung der Röhre (Hochspannung) beträgt 100 kV. Gezeichnet nach [ICRU 17]. Wegen der begrenzten Energieauflösung des verwendeten Detektors werden die Gruppen der charakteristischen K_α - und K_β -Strahlung nicht einzeln aufgelöst. Das Gleiche gilt für die L-Strahlung. Genaue Energien der Serien finden sich in Tab. (1.2.1) in [Krieger Bd2].

Schwächung des Photonenstrahles

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

- Halbwertschichtdicke $d_{1/2}$

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

- Zehntelwertdicke $d_{1/10}$

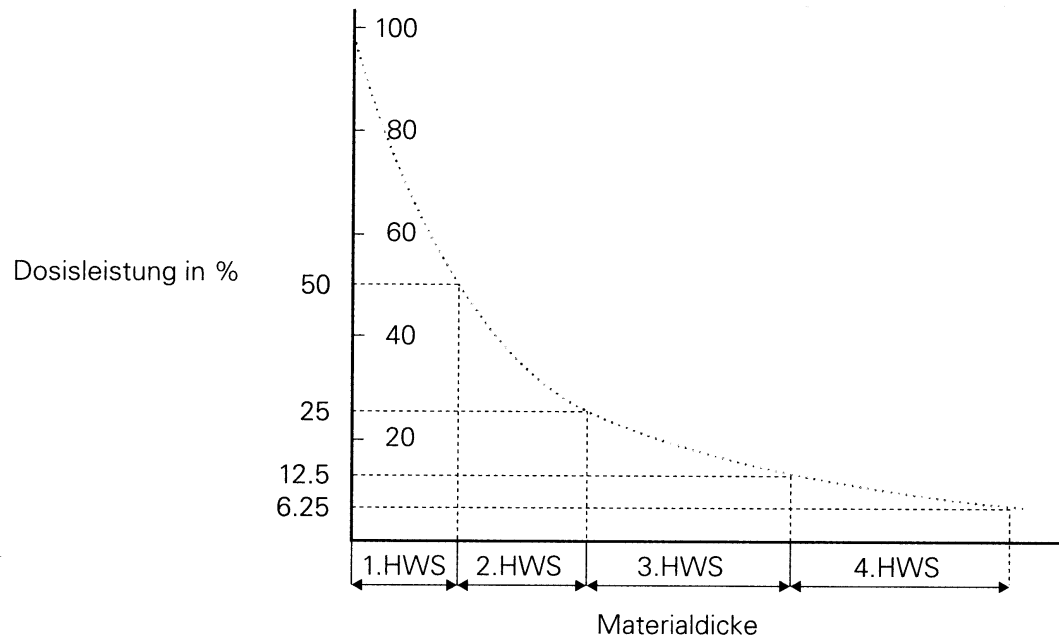
$$d_{1/10} = \frac{\ln 10}{\mu} \approx \frac{2.303}{\mu}$$

- mittlere freie Weglänge R

$$R = \frac{\int_{x=0}^{\infty} x \cdot dN(x)}{\int_{x=0}^{\infty} dN(x)} = \frac{\int_{x=0}^{\infty} -x \cdot \mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \cdot dx}{\int_{x=0}^{\infty} -\mu \cdot N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \cdot dx} = \frac{1}{\mu}$$



Schwächungskurven heterogener Photonenstrahlungen



Schwächungskurve für heterogene Röntgenstrahlen

Homogenitätsgrad H als Mass der Energieverteilung eines Photonenstrahls

$$H = \frac{d_{1/2}^1}{d_{1/2}^2} \leq 1$$



Schwächung heterogener Röntgenstrahlungen

Photonen-Energie* [keV]	Wasser, Muskel [cm]	Knochen [cm]	Aluminium [cm]	Blei [cm]
30	2.1	0.4	0.3	0.002
50	3.2	1.2	0.8	0.009
80	3.9	1.9	1.4	0.029
100	4.2	2.1	1.6	0.011 (!)

* Angegeben ist hier die effektive Energie. Das ist die Energie einer homogenen Röntgenstrahlung, welche die gleiche relative Schwächung in einem spezifischen Material bewirken würde, wie die betrachtete heterogene Strahlung mit derselben mittleren Energie.

Röntgenstrahlen mit 1. Halbwertsdicken in verschiedenen Materialien

Halbwertschichtdicken von Röntgenstrahlungen

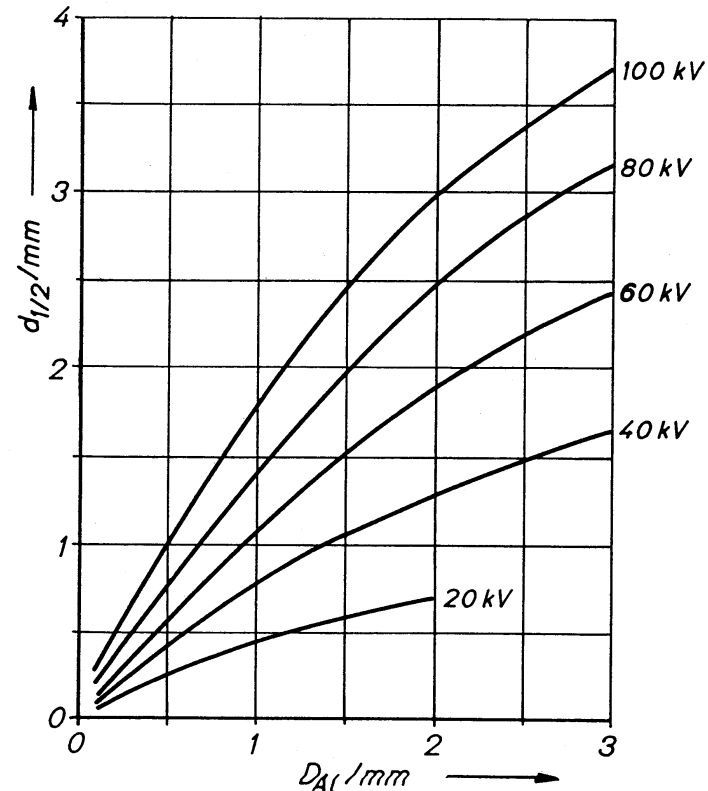


Fig. 4.20: Änderungen der ersten Halbwertschichtdicke $d_{1/2}$ in Aluminium für Röntgenstrahlung als Funktion der Röhrenspannung und der Filterung durch Aluminiumfilter der Dicke D_{Al} . Das Abflachen der Kurven deutet auf den zunehmenden Homogenitätsgrad bei starker Filterung hin. Der Effekt ist umso größer, je niedriger die Röhrenspannung ist.

Genormte Strahlenqualitäten

Serie A	U(kV)	Zusatzfilter(mm)			1.HWSD(mm)		E _m (keV)
Kurzzeichen		Al	Cu	Sn	Al	Cu	
A20	20	1.0	-	-	0.35	-	17
A40	40	0.21	-	-	-	0.09	33
A60	60	0.6	-	-	-	0.24	48
A80	80	2.0	-	-	-	0.59	65
A100	100	5.0	-	-	-	1.1	83
A150	150	-	2.5	-	-	2.4	118
A200	200	2.0	3.0	1.0	-	3.9	161
A250	250	-	2.0	3.0	-	5.2	205
A300	300	-	3.0	5.0	-	6.2	248
Cs	Cäsium-137-Gammastrahlung					10.8	662
Co	Kobalt-60-Gammastrahlung					14.6	1250

Serie B	U/kV	Zusatzfilter/mm			1.HWSD/mm		E _m /keV
Kurzzeichen		Al	Cu	Sn	Al	Cu	
B20	20	1.0	-	-	0.35	-	17
B40	40	4.0	-	-	1.7	-	31
B60	60	-	0.3	-	-	0.18	45
B80	80	-	0.5	-	-	0.35	58
B110	100	-	2.0	-	-	0.94	79
B150	150	-	-	1.0	-	1.8	104
B200	200	-	-	2.0	-	3.1	134
B250	250	-	-	4.0	-	4.3	269
B300	300	-	-	6.5	-	5.0	202

Serie C	U/kV	Zusatzfilter/mm			1.HWSD/mm		E _m /keV
Kurzzeichen		Al	Cu	Sn	Al	Cu	
C20	20	0.15	-	-	0.11	-	12
C40	40	1.0	-	-	0.80	-	25
C60	60	3.9	-	-	2.4	-	37
C80	80	3.2	-	-	5.0	-	49
C100	100	-	0.15	-	-	0.29	57
C150	150	-	0.50	-	-	0.92	78
C200	200	-	1.0	-	-	1.7	102
C250	250	-	1.6	-	-	2.6	122
C300	300	-	2.2	-	-	3.4	147

Zusammenfassung

Bei heterogener Photonenstrahlung weicht der Verlauf der Schwächung mit der Tiefe im Absorber von der einfachen Exponential-form ab.

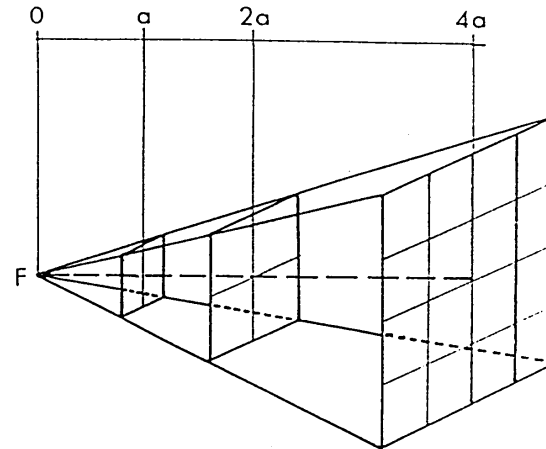
Durch die mit der Eindringtiefe zunehmende Aufhärtung des Photonenenergiespektrums unterscheiden sich die erste und zweite Halbwertschichtdicke.

Diese können daher zur Kennzeichnung der Strahlenqualität von Photonenstrahlungen verwendet werden (Homogenitätsgrad).

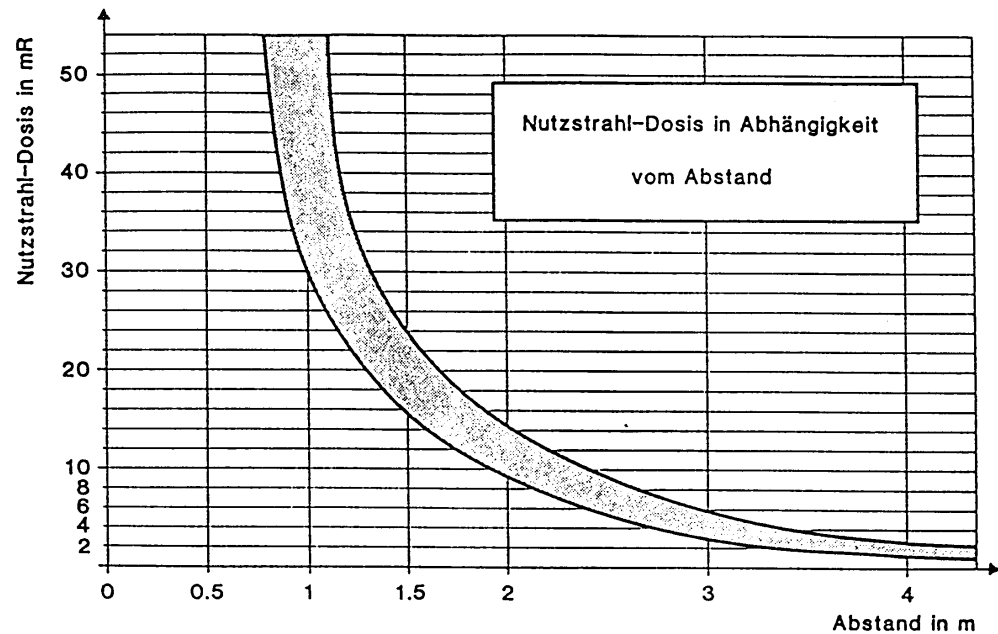


3. Schwächung ausgedehnter, divergenter, heterogener Photonenstrahlenbündel in dicken Absorbern





Fokus-Haut-Distanz [FHD]



Divergente Strahlenbündel

- Geometriefaktor G :

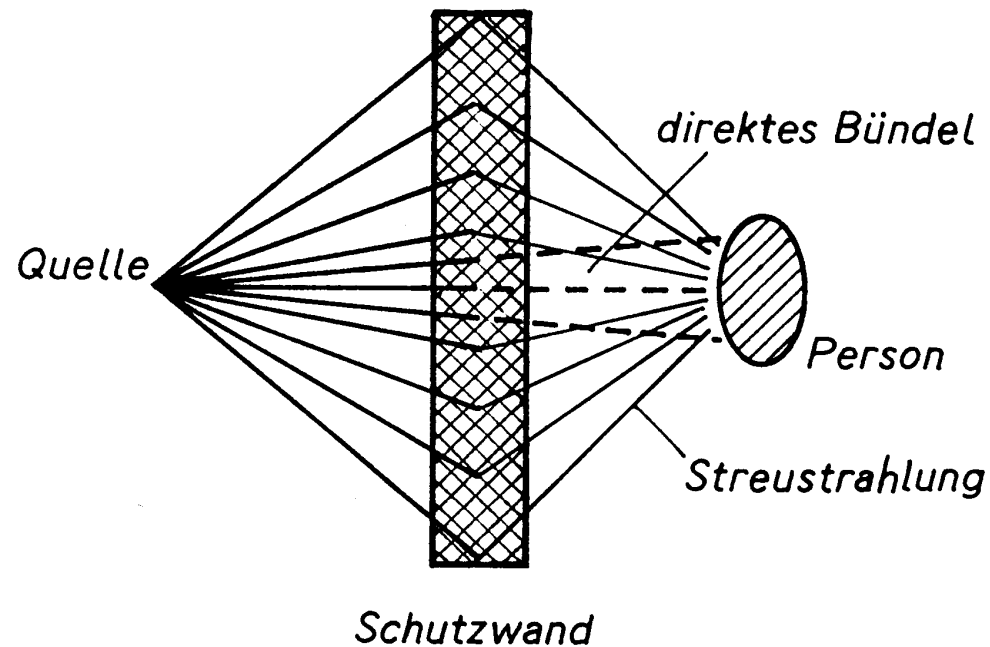
$$G(r) = \frac{r_0^2}{r^2}$$

- Divergenzfluss φ :

$$\varphi(x) = G \cdot \varphi_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot x \cdot \rho}$$



Sekundärstrahlung



Sekundärstrahlung

Sekundärstrahlungen können sich je nach Absorbermaterial und Photonenenergie zusammensetzen aus gestreuten Photonen aus:

Compton-WW

Klassische Streuung

Vernichtungsstrahlung nach Paarbildung

Bremsstrahlungsphotonen

Charakteristische Röntgenstrahlung



Aufbaueffekt

Sind die durchstrahlten Materieschichten genügend dick, kann es zu Mehrfachwechselwirkungen der primären und sekundären Photonen kommen. Die zusätzlichen Strahlungskomponenten erhöhen dabei die Strahlungsintensität hinter endlich dicken Absorbern. Durch Erweiterung des exponentiellen Schwächungsgesetzes um den sog. Aufbaufaktor B kann dem in erster Näherung Rechnung getragen werden.

$$\varphi(x) = B \cdot \varphi_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot x \cdot \rho}$$



Experimentelle Schwächungskurven einer Cs-137-Strahlung ($E_{ph}=662 \text{ keV}$)

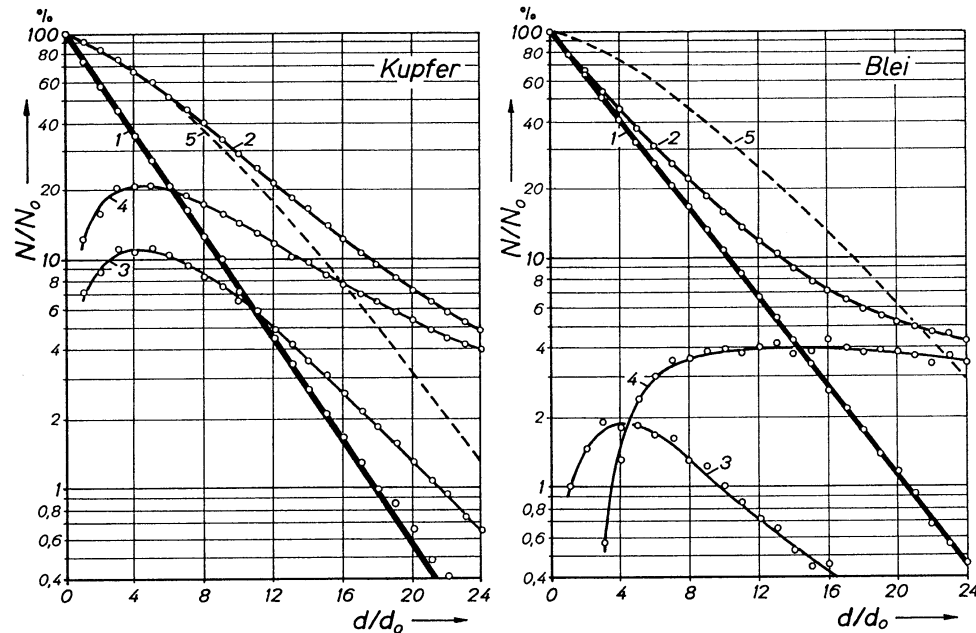


Fig. 4.22: Experimentelle Schwächungskurven von ^{137}Cs -Gamma-Strahlung in Kupfer und Blei (zum experimentellen Aufbau s. Text). Aufgetragen ist die relative Photonenzahl im jeweils betrachteten Energiebereich bezogen auf die Zahl der primären Photonen ohne Absorber als Funktion der Anzahl der Absorberbleche (Absorberdicke in Einheiten der Kupfer- bzw. Bleiblechstärke, s. Text). Als Detektor wurde ein Szintillationsdetektor mit nachgeschalteter Energiediskriminierung verwendet.

Kurve 1: Ausschließlicher Nachweis der 662-keV-Photonen. Diese Auswertung entspricht einer Schwächungsmessung in guter (narrow-beam) Geometrie, also ausschließlich Einfachwechselwirkung der Photonen und nur Primärphotonennachweis.

Kurve 2: Integraler Nachweis aller Photonen hinter dem Absorber mit Energien von 10 keV bis 662 keV. Diese Auswertung entspricht einer Messung in offener Geometrie mit einem Auslösezählrohr, bei der sekundäre und auch vielfachgestreute Photonen simultan mit den Primärphotonen unabhängig von ihrer Energie nachgewiesen werden.

Kurve 3: Nachweis von Streustrahlung mit Energien zwischen 250 und 450 keV.

Kurve 4: Nachweis der Streustrahlung mit Energien von 50 bis 250 keV. Die Kurven 3 und 4 enthalten keine Primärphotonen.

Kurve 5: Berechnete Schwächung unter Verwendung eines Aufbaufaktors nach Gl. (4.36).

Zusammenfassung

Neben der Schwächung des Strahlenbündels durch Streuung und Absorption beeinflussen in realen Anordnungen sowohl der Abstand Messsonde-Strahlungsquelle als auch das endliche Volumen und die seitliche Ausdehnung der Absorber die Intensität des aus einem Absorber austreten-den Strahlenbündels.

Diese Änderungen der Dosisleistungen werden mit geo-metrischen Korrekturfaktoren beschrieben oder durch ent-sprechende Messanordnungen berücksichtigt.

Die bei der Durchstrahlung ausgedehnter Absorber zusätzlich auftretenden Sekundärstrahlungen aus der durch-strahlten Materieschicht werden bei Strahlenschutzberechnungen entweder mit einem vom Aufbau abhängigen Aufbaufaktor B berücksichtigt oder durch empirische Schwächungsfunktionen in grafischer oder tabellarischer Form beschrieben.



4. Energieumwandlung von Photonenstrahlung in Materie



Wechselwirkung ionisierender Photonenstrahlungen mit Materie

Da Photonen keine elektrische Ladung tragen, ist die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit Materie wesentlich kleiner als für geladene Teilchen. Die physikalische Strahlenwirkungen (Anregung und Ionisation von Atomen) bei einer Photonenexposition, werden somit primär durch die durch Photonen-WW erzeugten sekundären Elektronen verursacht. Die Photonen sind sozusagen nur die Energielieferanten. Diese Energie wird anschliessend durch Elektronen-WW in atomare Veränderungen umgesetzt.



Linearer Energieumwandlungskoeffizient μ_{tr}

$$\mu_{tr} = \frac{\overline{E}_{tr}}{E_{\gamma}} \cdot \mu$$

E_{tr} : Energieübertrag durch WW

$$\mu_{tr} = t_{\tau} \cdot \tau + t_c \cdot \sigma_c + t_{paar} \cdot \kappa_{paar} + t_{tripl} \cdot \kappa_{tripl} + (t_{kp} \cdot \sigma_{kp})$$

t_i : Transfer-Faktoren



Transfer-Faktoren t_i

Photoeffekt

$$t_{\tau} = \frac{E_{\gamma} - E_b}{E_{\gamma}} = 1 - \frac{E_b}{E_{\gamma}}$$

Comptoneffekt

$$t_c = \frac{E_{\gamma} - E_b - E'_{\gamma m}}{E_{\gamma}}$$

Paarbildung

$$t_{\text{paar}} = \frac{E_{\gamma} - 2 \cdot 511 \text{keV}}{E_{\gamma}} = 1 - \frac{2 \cdot m_0 \cdot c^2}{E_{\gamma}}$$

Triplettbildung

$$t_{\text{tripl}} = \frac{E_{\gamma} - 2 \cdot 511 \text{keV} - E_b}{E_{\gamma}} = 1 - \frac{2 \cdot m_0 \cdot c^2 + E_b}{E_{\gamma}}$$



Energieumwandlungskoeffizient (μ_{tr}/ρ) vs Massenschwächungskoeffizient (μ/ρ)

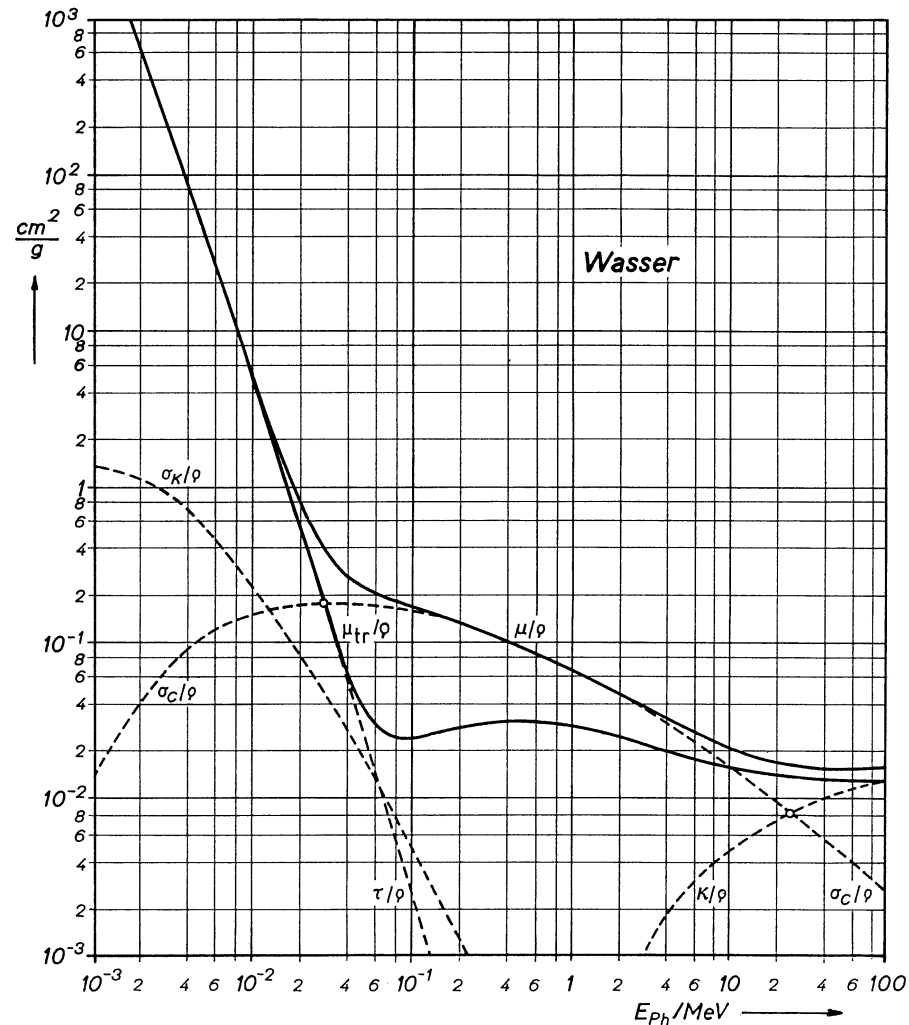


Fig. 4.23: Massenschwächungskoeffizient (μ/ρ) für Photonen in Wasser, seine Zusammensetzung aus den Koeffizienten (τ/ρ , σ/ρ , κ/ρ) sowie Masseneumwandlungskoeffizient (μ_{tr}/ρ) in Abhängigkeit von der Photonenenergie (vgl. Fig. 4.17, numerische Daten s. Tabellenanhang).

Zusammenfassung

Der Energieübertrag von Photonen auf geladene Sekundärteilchen wird durch Energieübertragungskoeffizienten beschrieben, die aus einer Wichtung der Wechselwirkungskoeffizienten mit dem relativen Anteil übertragener Energie berechnet werden.

Für mittlere Photonenenergien und Niedrig-Z-Materialien entspricht der totale Energieübertragungskoeffizient μ_{tr} im wesentlichen dem Comptonenergieübertragungskoeffizienten $\sigma_{tr,C}$.

Im Bereich dominierender Photowechselwirkung unterscheidet sich der Umwandlungskoeffizient für leichte Absorber dagegen nur geringfügig vom Schwächungskoeffizienten, da die Bindungsenergien der Hüllenelektronen in diesen Materialien vergleichsweise klein sind.



Zusammenfassung

Bei dominierender Photowechselwirkung an den K-Elektronen von Absorbern mit hohen Ordnungszahlen kann der Energieübertragungskoeffizient andererseits wesentlich kleiner sein als der Photoschwächungskoeffizient, da je nach Element die Bindungsenergie der K-Elektronen vergleichbar mit der Photonenenergie ist.

Im Bereich überwiegender Paarbildung (bei hohen Photonenenergien) unterscheiden sich Wechselwirkungskoeffizient und Energieübertragungskoeffizient trotz des Verlustes der Ruheenergien für Positron und Elektron nur unwesentlich.



5. Energieabsorption von Photonenstrahlung in Materie



Lokale Energiedeposition

Die lokale Energieabsorption aus dem Photonenstrahlenbündel im Absorber wird fast ausschliesslich durch die in der Materie entstehenden geladenen Sekundärteilchen (Elektronen) vermittelt. Die entstehenden Sekundärphotonen (Bremsstrahlung) transportieren dagegen ihre Energie vom primären Wirkungsort weg.

$$\mu_{\text{en}} = \mu_{\text{tr}} \cdot (1 - G)$$

μ_{en} : Energieabsorptionskoeffizient
 G : Bremsstrahlungsausbeute



Bremsstrahlungsausbeute G

Elektronenenergie (MeV)	Bremsstrahlungsausbeute G (%) in:					
	Wasser	Luft	Knochen	PMMA	Wolfram	Blei
0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.11	0.12
0.05	0.03	0.04	0.04	0.03	0.54	0.61
0.10	0.06	0.07	0.08	0.05	1.03	1.16
0.15	0.08	0.09	0.10	0.07	1.47	1.66
0.50	0.20	0.22	0.26	0.18	3.71	4.24
1.00	0.36	0.40	0.46	0.32	6.03	6.84
2.0	0.71	0.78	0.90	0.64	9.86	10.96
5.0	1.91	2.00	2.37	1.73	19.02	20.45
10.0	4.06	4.11	4.96	3.71	30.06	31.62
20.0	8.33	8.17	9.97	7.67	44.03	45.55
50.0	19.20	18.25	22.19	17.92	63.16	64.39
100.0	31.90	30.22	35.74	30.19	75.26	76.17

Tab. 4.4: Relativer Energieanteil G der Anfangsenergie von Sekundärelektronen aus Photonenwechselwirkungen, der in Bremsstrahlung umgewandelt wird (Angaben gerundet, nach [ICRU 37], PMMA: Plexiglas). Weitere ausführlichere Daten befinden sich im Tabellenanhang.

Zusammenfassung

Für die Entstehung einer Energiedosis in Materie durch Photonenstrahlung sind vor allem die Energieüberträge der Sekundärelektronen der Photonenwechselwirkungen auf Absorberatome verantwortlich.

Die lokale Absorption der Bewegungsenergie der Sekundärteilchen wird durch den linearen Energieabsorptionskoeffizienten μ_{en} beschrieben, der den Verlust von Bewegungsenergie der Sekundärteilchen durch Bremsstrahlungsproduktion mitberücksichtigt. Er allein ist ein Mass für die lokale Zuordnung der aus einem Sekundärteilchenfeld in der mit Photonen durchstrahlten Materie absorbierten Energie.

Die zugehörige dosimetrische Messgrösse ist die Energiedosis.

Bei niedrigen Photonenenergien unterscheiden sich die Zahlen-werte für Energieübertragung und Energieabsorption nur wenig.





Photonen-Absorption

