

## 7 Ionisierende Strahlung und Radioaktivität

Redakteur: G. Dietze

Hierzu Tabellen T 7.01 bis 7.33 in Band 3

### 7.1 Begriffe und Größen (G. Dietze, H. Reich)

#### 7.1.1 Übersicht

##### 7.1.1.1 Ionisierende Strahlung, Benennungen

Ionisation nennt man den Prozeß, bei dem durch Strahlung ein Elektron oder mehrere Elektronen von einem Atom oder Molekül in Gasen oder von einem gebundenen Zustand in einem flüssigen oder festen Körper abgelöst werden. Dabei wird Energie von der Strahlung auf Materie übertragen. Andere Prozesse, bei denen eine Energieübertragung stattfindet, sind der Stoß, die Anregung von Kernen, Atomen und Molekülen sowie die Änderung chemischer Bindungen und Wertigkeiten.

Ionisierende Strahlung besteht aus Teilchen. Als Korpuskeln bezeichnet man Teilchen mit Ruhemasse, Photonen sind Teilchen ohne Ruhemasse. Für die Dosimetrie ist nicht die Wellennatur, sondern die Teilchennatur der Photonen wichtig. Direkt ionisierende Teilchen sind geladene Teilchen (z. B. Elektronen, Protonen, Deuteronen, Alphateilchen), die auf ihrer Bahn durch Materie die Atome unmittelbar in vielen Stößen zu ionisieren vermögen. Indirekt ionisierende Teilchen sind ungeladene Teilchen (z. B. Photonen, Neutronen). Bei diesen vollzieht sich die Wechselwirkung in zwei Stufen: Zuerst werden geladene Teilchen erzeugt, anschließend übertragen diese ihre Energie auf die Materie.

Elektronenstrahlung besteht aus negativ oder positiv geladenen Elektronen ( $e^-$ ,  $e^+$ ); letztere werden Positronen genannt. Die bei der Umwandlung von Kernen ausgesandte Elektronenstrahlung wird Betastrahlung genannt. Als Sekundärelektronenstrahlung bezeichnet man die durch Wechselwirkung von Photonen oder durch Stoß von Korpuskularstrahlung erzeugte Elektronenstrahlung. Die letztere wird auch  $\delta$ - (Delta-) Elektronenstrahlung genannt.

Auch Photonenstrahlung wird je nach Entstehungsart verschieden benannt. Röntgenstrahlung ist die in der Atomhülle oder im elektrischen Feld von Atomkernen entstehende Photonenstrahlung mit Energien, die eine indirekte Ionisation durch Stoß ermöglichen. Bremsstrahlung ist die Röntgenstrahlung, die durch Ablenkung und Abbremsung geladener Teilchen im elektrischen Feld von Atomkernen oder Hüllenelektronen entsteht. In der Atomhülle entsteht charakteristische Strahlung (Röntgen-Fluoreszenzstrahlung, Eigenstrahlung) durch den Übergang eines Elektrons aus einer äußeren Elektronenschale auf einen freien Platz in einer inneren Schale. Die charakteristische Strahlung, die bei einem Elektronenübergang in die K-, L-, M-, ...-Schale entsteht, wird K-, L-, M-, ...-Strahlung genannt. Als Gammastrahlung wird die von Atomkernen emittierte Photonenstrahlung bezeichnet (s. 7.1.4.1).

Die Teilchenenergie  $E$  ist ein wichtiger Parameter bei der Beschreibung der Wechselwirkung von Teilchen mit Materie. Sie wird meistens in Elektronenvolt (eV) angegeben.

$$1 \text{ eV} = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Die Energie eines Photons ist gegeben durch

$$E = h\nu = hc/\lambda, \quad (7.1)$$

wobei  $h$  die Plancksche Konstante,  $\nu$  die Schwingungsfrequenz und  $c$  und  $\lambda$  die Lichtgeschwindigkeit und Wellenlänge im Vakuum bedeuten.

### 7.1.1.2 Stochastische und nicht-stochastische Strahlungsfeld- und Dosisgrößen

Strahlungsfelder und Dosisverteilungen ändern sich oft über kurze räumliche Entfernungen (z. B. an Grenzflächen) und innerhalb kurzer Zeitspannen. Als Strahlungsfeld- und Dosisgrößen wählt man deshalb differentielle, auf einen Punkt (bzw. ein Volumen-, Flächen- oder Massenelement) bezogene Größen und deren zeitliche Ableitungen (s. Tab. 7.1). So ist z. B. die Energiedosis definiert durch den Differentialquotienten  $D = d\bar{\varepsilon}/dm$ , wobei  $d\bar{\varepsilon}$  die im Mittel auf das Massenelement  $dm$  übertragene Energie ist.

Die spezifische Energie  $z = \varepsilon/m$  ist definiert als die auf eine Masse  $m$  übertragene Energie  $\varepsilon$ . Da die Energie in diskreten Einzelprozessen übertragen wird, ist bei gleicher Bestrahlung einer kleinen Masse  $m$  die spezifische Energie statistischen Schwankungen unterworfen, deren relative Amplitude  $\Delta z/z$  mit abnehmender Größe des Massenelementes zunimmt und z. B. bei  $10^{-10}$  g (etwa der Masse eines Zellkerns) sehr deutlich wird (s. Fig. 7.1).

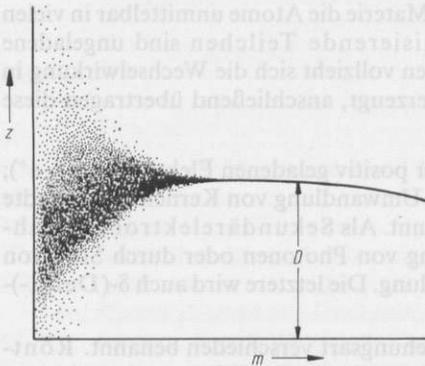


Fig. 7.1  
Stochastische relative Verteilungen der spezifischen Energie  $z$  als Funktion der Masse  $m$  eines Massenelementes (nach Rossi (1968))

Die Größe  $z$  ist eine stochastische Größe, d. h. eine Größe, deren Wert im Einzelfall zufallsbedingten Schwankungen unterliegt. Bei wiederholten Messungen in einer kleinen Masse  $m$  kann die Werteverteilung durch eine Verteilungsfunktion beschrieben werden. Der Mittelwert der  $z$ -Werte stellt eine Schätzung des Erwartungswertes  $\bar{z}$  dar (oft auch mit  $\langle z \rangle$  bezeichnet), der sich als Mittelwert der Verteilung bei unendlich vielen Messungen ergeben würde. Der Wert von  $\bar{z}$  bei verschwindend kleiner Masse ist die Energiedosis  $D$ :

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{z}. \quad (7.2)$$

$D$  ist eine nicht-stochastische Größe. Das gleiche gilt von den in 7.1.2 aufgeführten Strahlungsfeldgrößen. Im Gegensatz zu den stochastischen stellen die nicht-stochastischen Größen differenzierbare Funktionen in Raum und Zeit dar. Weitere Dosisgrößen s. 7.8.1.

## 7.1.2 Strahlungsfeldgrößen

Strahlungsfeldgrößen sind als differenzierbare nicht-stochastische Punktgrößen definiert. Sie beziehen sich entweder auf die Teilchenzahl  $N$  oder auf die Strahlungsenergie  $R$  ( $R$  ist die Summe der kinetischen Energien korpuskularer Teilchen bzw. der Energien der Photonen). Weiterhin unterscheidet man skalare (ungerichtete) und vektorielle (gerichtete) Strahlungsfeldgrößen.

Literatur zu Begriffen: ICRU 33 (1980), DIN 6814 Teil 2 (1980), Alm Carlsson u. Carlsson (1982), Alm Carlsson (1985), Reich (1990).

Tab. 7.1 Skalare Strahlungsfeldgrößen

$dA_{\perp}$  senkrecht zur Bewegungsrichtung stehende Querschnittsfläche einer differentiellen Kugel um einen interessierenden Punkt.  
 $E$  kinetische Energie korpuskularer Teilchen und Energie von Photonen

Name	Symbol	SI-Einheit
spektrale Teilchenradianz ( <i>spectral particle radiance</i> ) oder spektrale, raumwinkelbezogene Teilchenflußdichte	$p_E(t, E, \Omega, \mathbf{r}) = \left\{ \begin{array}{l} d^4N/(dt dE d\Omega dA_{\perp}) \\ \varphi_{E,\Omega}(t, E, \Omega, \mathbf{r}) = \end{array} \right.$	$s^{-1} J^{-1} sr^{-1} m^{-2}$
spektrale Teilchenflußdichte	$\varphi_E(t, E, \mathbf{r}) = d^3N/(dt dE dA_{\perp})$	$s^{-1} J^{-1} m^{-2}$
spektrale, raumwinkelbezogene Teilchenfluenz	$\Phi_{E,\Omega}(E, \Omega, \mathbf{r}) = d^3N/(dE d\Omega dA_{\perp})$	$J^{-1} sr^{-1} m^{-2}$
spektrale Teilchenfluenz	$\Phi_E(E, \mathbf{r}) = d^2N/(dE dA_{\perp})$	$J^{-1} m^{-2}$
Teilchenradianz ( <i>particle radiance</i> ) oder raumwinkel- bezogene Teilchenflußdichte	$p(t, \Omega, \mathbf{r}) = \left\{ \begin{array}{l} d^3N/(dt d\Omega dA_{\perp}) \\ \varphi_{\Omega}(t, \Omega, \mathbf{r}) = \end{array} \right.$	$s^{-1} sr^{-2} m^{-2}$
Teilchenflußdichte ( <i>particle fluence rate</i> )	$\varphi(t, \mathbf{r}) = d^2N/(dt dA_{\perp})$	$s^{-1} m^{-2}$
Teilchenfluenz ( <i>particle fluence</i> )	$\Phi(\mathbf{r}) = dN/dA_{\perp}$	$m^{-2}$
Teilchenfluß ( <i>particle flux</i> )	$\dot{N}(t) = dN/dt$	$s^{-1}$
Teilchenzahl ( <i>particle number</i> )	$N$	1
spektrale Energieflußdichte ( <i>spectral energy fluence rate</i> )	$\psi_E(t, E, \mathbf{r}) = d^3R/(dt dE dA_{\perp})$	$s^{-1} m^{-2}$
spektrale Energiefluenz	$\Psi_E(E, \mathbf{r}) = d^2R/(dE dA_{\perp})$	$m^{-2}$
Energieflußdichte ( <i>energy fluence rate</i> )	$\psi(t, \mathbf{r}) = d^2R/(dt dA_{\perp})$	$J s^{-1} m^{-2}$
Energiefluenz	$\Psi(\mathbf{r}) = dR/dA_{\perp}$	$J m^{-2}$
Energiefluß (Strahlleistung)	$\dot{R}(t) = dR/dt$	W
Strahlungsenergie ( <i>radiant energy</i> )	$R$	J

### 7.1.2.1 Skalare Strahlungsfeldgrößen

Ein Strahlungsfeld läßt sich vollständig beschreiben durch die Anzahl  $N$  der in ihm enthaltenen Teilchen mit ihrer räumlichen und zeitlichen sowie Energie- und Flugrichtungsverteilung. Für die verschiedenen Anwendungen definiert man Strahlungsfeldgrößen entweder als mehrfach differenzierte Teilchenzahl  $N$  oder als mehrfach differenzierte Strahlungsenergie  $R$  (s. Tab. 7.1). Dabei wird bei Bedarf das Wort „Teilchen“ durch den Namen des Teilchens (Elektron, Photon usw.) ersetzt.

Die am weitesten differenzierte Feldgröße ist die spektrale Teilchenradianz (nach DIN: die spektrale raumwinkelbezogene Teilchenflußdichte):

$$p_E(t, E, \Omega, \mathbf{r}) = \varphi_{E, \Omega}(t, E, \Omega, \mathbf{r}) = \frac{d^4 N(t, E, \Omega, \mathbf{r})}{dt dE d\Omega dA_{\perp}} \quad (7.3)$$

$d^4 N$  ist die Zahl der Teilchen einer bestimmten Strahlenart, die im Zeitintervall  $dt$  zur Zeit  $t$ , mit einer Energie im Intervall  $dE$  um  $E$ , mit einer Richtung im Raumwinkelintervall  $d\Omega$  um  $\Omega$  (Einheitsvektor) ein kugelförmiges Volumenelement mit der Querschnittsfläche  $dA_{\perp}$  (Fig. 7.2a) durchqueren. Das Volumenelement enthält den Aufpunkt  $P$ , dessen Lage im Raum durch den Radiusvektor  $\mathbf{r}$  definiert ist. Das „kugelförmige Volumenelement“ bedeutet, daß die aus beliebiger Richtung kommenden Teilchen senkrecht zu ihrer Bahn stets die gleiche Querschnittsfläche  $dA_{\perp}$  treffen.

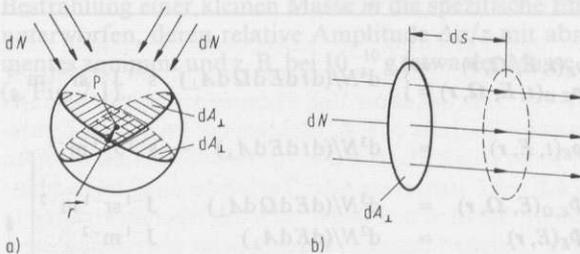


Fig. 7.2

Darstellung der Teilchenfluenz  $\Phi$   
 a) als Quotient „Anzahl  $dN$  der Teilchen, geteilt durch das senkrecht zur Bewegungsrichtung stehende Flächenelement  $dA_{\perp}$  des Querschnitts der Einheitskugel“,  
 b) als Quotient „Summe der Weglängen  $dN \cdot ds$  in einem Volumenelement  $dV = dA_{\perp} ds$ , geteilt durch das Volumenelement  $dV$ “

Durch aufeinanderfolgende Integrationen der Größe  $p_E$  über die einzelnen Parameter enthält man weitere Größen (Tab. 7.1). Die Integration über den Raumwinkel  $\Omega$  ergibt die spektrale Teilchenflußdichte  $\varphi_E(t, E, \mathbf{r})$ . Analog ergeben sich die von der Strahlungsenergie  $R$  abgeleiteten Größen; sie werden überwiegend bei Photonenstrahlung angewandt. Die spektralen Größen beider Gruppen unterscheiden sich durch den Faktor Teilchenenergie  $E$ , z. B.  $\psi_E = E \cdot \varphi_E$ .

Die Teilchenfluenz  $\Phi$  ist in Tab. 7.1 als flächenbezogene Zahl der Teilchen definiert, die das Flächenelement  $dA_{\perp}$  der differentiellen Kugel senkrecht durchqueren. Gleichwertig ist folgende Definition: Die Fluenz  $\Phi$  am Aufpunkt  $\mathbf{r}$  ist gleich der Summe  $dL$  der Bahnlängen  $ds$  aller Teilchen im durchquerten Volumenelement, geteilt durch das Volumen  $dV$  (Fig. 7.2b). Man kann zeigen, daß diese Definition für beliebig geformte Volumenelemente und für beliebige Richtungsverteilungen der auftreffenden Teilchen gilt (Chilton (1978)). Für die Teilchenflußdichte  $\varphi$  gilt dann

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{d^2 L(\mathbf{r})}{dV dt} = n v, \quad (7.4)$$

wobei  $n$  die Anzahldichte der Teilchen und  $v$  ihre Geschwindigkeit bedeuten.

### 7.1.2.2 Vektorielle Strahlungsfeldgrößen

Die vektoriellen Strahlungsfeldgrößen erlauben die Beschreibung der Richtung des Strahlenenergie-transportes. Aus raumwinkelbezogenen Strahlungsfeldgrößen (z. B.  $\Phi_{E,\Omega}$  usw.) werden durch Multiplikation mit dem Einheitsvektor  $\Omega$  die entsprechenden Vektorgrößen gebildet. Zum Beispiel ergibt sich die vektorielle raumwinkelbezogene Teilchenfluenz aus der raumwinkelbezogenen Teilchenfluenz

$$\Phi_{\Omega}(\mathbf{r}) = \Omega \cdot \Phi_{\Omega}(\mathbf{r}), \quad \text{Einheit: sr}^{-1} \text{ m}^{-2}. \quad (7.5)$$

Die Integration dieser Vektorgröße über die Richtungen der Teilchen im Raum entspricht der Addition vieler vektorieller Summanden verschiedener Richtung. So ergibt sich die vektorielle Teilchenfluenz zu

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} \Omega \cdot \Phi_{\Omega}(\mathbf{r}) d\Omega, \quad \text{Einheit: m}^{-2}. \quad (7.6)$$

Der Betrag der Summe von Vektoren ist kleiner als die skalare Summe ihrer Beträge, d. h. für die Fluenz  $\Phi$  gilt  $|\Phi| \leq \Phi$ .

Das Gleichheitszeichen gilt nur für Strahlung einheitlicher Richtung. Bei isotroper Richtungsverteilung der Teilchen ist  $|\Phi| = 0$ , während die Fluenz  $\Phi$  den stets positiven Wert  $4\pi\Phi_{\Omega}$  besitzt.

### 7.1.2.3 Mathematische Behandlung des Strahlungsfeldes

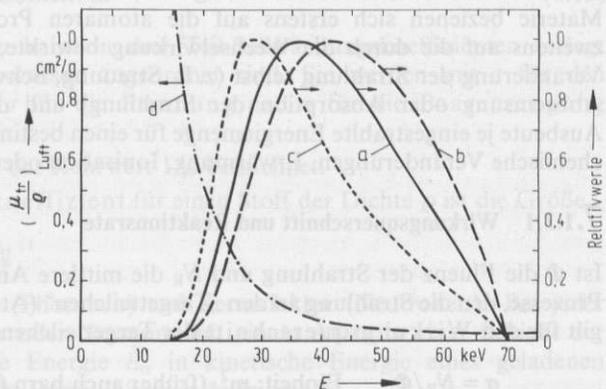
**Verteilungen** Die Wechselwirkung eines Strahlungsfeldes mit Materie hängt von der Art und Energie der Teilchen im Feld ab. Ihre Energieverteilung wird durch die spektrale Teilchenfluenz  $\Phi_E(E)$  beschrieben. Als Beispiel zeigt Fig. 7.3 die spektrale Photonenfluenzverteilung einer 70-kV-Röntgenstrahlung. Für Dosisberechnungen können daraus abgeleitet werden:

Die spektrale Verteilung der integralen Photonenfluenz

$$\Phi(E_1) = \int_0^{E_1} \Phi_E(E) dE, \quad (7.7)$$

Fig. 7.3

Relative spektrale Photonenfluenzverteilung einer 70-kV-Röntgenstrahlung (Kurve a, nach Seelentag u. a. (1979)); davon abgeleitet die relative Photonen-Energiefluenzverteilung (Kurve b) und die relative spektrale Verteilung der Luftkerma in Luft (Kurve c), letztere unter Benutzung des Massen-Energieumwandlungskoeffizienten  $\mu_{en}(E)/\rho$  in Luft (Kurve d)



die Photonenfluenz (mit  $E_1 \rightarrow \infty$ )

$$\Phi = \Phi(\infty) = \int_0^{\infty} \Phi_E(E) dE, \quad (7.8)$$

die spektrale Verteilung der Photonen-Energiefluenz

$$\Psi_E(E) = E \cdot \Phi_E(E) \quad (7.9)$$

und (mit dem Massen-Energieumwandlungskoeffizienten  $\mu_{tr}/\rho$  für Luft, s. 7.1.3.2) die spektrale Verteilung der Luftkerma in Luft

$$K_E(E) = [\mu_{tr}(E)/\rho]_{\text{Luft}} \cdot \Psi_E(E). \quad (7.10)$$

$K_E(E)dE$  ist der Beitrag zur Kerma von Photonen mit Energien zwischen  $E$  und  $E + dE$ . Aus der Integration von Gl. (7.10) über die Photonenenergie ergibt sich die Kerma.

**Mittelwerte** Bei vorgegebenen Verteilungen kann man Mittelwerte der Teilchenenergien oder der Wechselwirkungskoeffizienten berechnen, wobei die Wichtung jeweils mit der betrachteten Verteilungsfunktion erfolgt. So benutzt man für die fluenzbezogene mittlere Energie den Ausdruck

$$\bar{E} = (1/\Phi) \int_0^{E_{\max}} E \cdot \Phi_E(E) dE \quad \text{mit} \quad \Phi = \int_0^{E_{\max}} \Phi_E(E) dE. \quad (7.11)$$

In der Dosimetrie wird bei Photonenstrahlung häufig der mittlere Massen-Energieabsorptionskoeffizient  $\bar{\mu}_{en}/\rho$  angewandt, der mit der spektralen Energiefluenz  $\Psi_E(E) = E \cdot \Phi_E(E)$  gewichtet ist:

$$\bar{\mu}_{en}/\rho = \int_0^{\infty} (\mu_{en}/\rho) \Psi_E(E) dE / \int_0^{\infty} \Psi_E(E) dE. \quad (7.12)$$

### 7.1.3 Größen zur Beschreibung der Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie

Materialkonstanten zur Beschreibung der Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie beziehen sich erstens auf die atomaren Prozesse (Wirkungsquerschnitte), zweitens auf die durch die Wechselwirkung bewirkte, makroskopisch beobachtbare Veränderung der Strahlung selbst (z. B. Streuung, Schwächung, Energieumwandlung, Abbremsung oder Absorption der Strahlung) und drittens auf Faktoren, die die Ausbeute je eingestrahltener Energiemenge für einen bestimmten Effekt wiedergeben (z. B. chemische Veränderungen, Erwärmung, Ionisation oder Fluoreszenz).

#### 7.1.3.1 Wirkungsquerschnitt und Reaktionsrate

Ist  $\Phi$  die Fluenz der Strahlung und  $N_R$  die mittlere Anzahl (der Erwartungswert) der Prozesse, den die Strahlung an den „Targetteilchen“ (Atomen, Atomkernen) auslöst, so gilt für den Wirkungsquerschnitt der Targetteilchen:

$$\sigma = N_R/\Phi \quad \text{Einheit: m}^2, \text{ (früher auch barn (b), } 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2).$$

Die Größe  $\dot{N}_R$  bezeichnet man als Reaktionsrate,  $\dot{n}_R = d\dot{N}_R/dV$  als Reaktionsratendichte.

Der totale (atomare) Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  ist die Summe der Wirkungsquerschnitte für alle möglichen Wechselwirkungen einer Strahlung an einem Targetteilchen. Bei Neutronen unterscheidet man Streuquerschnitte  $\sigma_s$  (elastische und unelastische Streuung) und Absorptionsquerschnitte  $\sigma_{ab}$  (z. B. Neutroneneinfang, Kernumwandlung, Spaltung und Spallation). Es gilt:

$$\sigma_T = \sigma_s + \sigma_{ab}. \quad (7.13)$$

Die Wirkungsquerschnittsdichte  $\Sigma$  ist das Produkt aus der Anzahldichte  $n_a$  der Atome und  $\sigma$ :

$$\Sigma = n_a \cdot \sigma \quad \text{Einheit: m}^{-1}.$$

Bei Photonen wird die Wirkungsquerschnittsdichte als Schwächungskoeffizient bezeichnet (Symbole:  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $\sigma$ ,  $\kappa$ ; s. 7.1.3.2).

Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  eines Teilchens in einem Stoff ist der mittlere Abstand zwischen zwei Atomen, mit denen das Teilchen nacheinander in Wechselwirkung tritt. Sie ist gleich dem Kehrwert der totalen Wirkungsquerschnittsdichte  $\Sigma_T = n_a \cdot \sigma_T$ :

$$\lambda = 1/\Sigma_T \quad \text{Einheit: m.}$$

### 7.1.3.2 Wechselwirkungskoeffizienten

**Schwächungskoeffizient** (Photonen). Die Schwächung eines unendlich schmalen, parallelen Photonenstrahlbündels mit der spektralen Energieflußdichteverteilung  $\psi_E$ , das eine Materieschicht der Dicke  $dz$  durchquert, wird beschrieben durch

$$d\psi_E = -\psi_E \mu dz. \quad (7.14)$$

$\mu$  ist der lineare Schwächungskoeffizient für das betreffende Material. Er kann auch durch die Zahl  $dN$  der Wechselwirkungen in der Schicht  $dz$  bei  $N$  auftreffenden Photonen beschrieben werden

$$\mu = (1/N)dN/dz \quad \text{Einheit: m}^{-1}. \quad (7.15)$$

Der Schwächungskoeffizient  $\mu$  kann in drei Teil-Schwächungskoeffizienten zerlegt werden, die verschiedenen Prozessen zugeordnet sind. Sie werden mit  $\tau$  für den photoelektrischen Effekt,  $\sigma$  für die Streuung und  $\kappa$  für die Paarerzeugung bezeichnet.

Als Schwächungslänge wird der Kehrwert  $1/\mu$  bezeichnet.

Der Massen-Schwächungskoeffizient für einen Stoff der Dichte  $\rho$  ist die Größe

$$\mu/\rho \quad \text{Einheit: m}^2 \text{kg}^{-1}.$$

**Energieumwandlungskoeffizient** (Photonen) und **Kermafaktor** (Neutronen). Bei jeder Wechselwirkung eines Photons oder Neutrons mit einem Atom in einer Schicht der Dicke  $dz$  wird im Mittel die Energie  $\bar{E}_{tr}$  in kinetische Energie eines geladenen Sekundärteilchens umgewandelt. Damit läßt sich definieren:

der lineare Energieumwandlungskoeffizient

$$\mu_{tr} = \frac{1}{NE} \frac{dN\bar{E}_{tr}}{dz} = \mu \frac{\bar{E}_{tr}}{E} = \frac{1}{W} \frac{dW_{kin}}{dz} \quad \text{Einheit: m}^{-1} \quad (7.16)$$

und der Massen-Energieumwandlungskoeffizient

$$\mu_{tr}/\rho \quad \text{Einheit: m}^2 \text{ kg}^{-1}.$$

$W = N \cdot E$  ist die Summe der Energien der Teilchen, die auf die Schicht auftreffen,  $dW_{kin} = dN \cdot \bar{E}_{tr}$  ist die Summe der Anfangswerte der kinetischen Energien der Sekundärteilchen, die im Mittel in dieser Schicht ausgelöst werden.

Bei Neutronen wird meistens der Kermafaktor  $k_f$  verwendet, definiert durch

$$k_f = E\mu_{tr}/\rho \quad \text{Einheit: J m}^2 \text{ kg}^{-1}.$$

**Energieabsorptionskoeffizient** (Photonen). Bei der Abbremsung von Sekundärelektronen in einem Material  $m$  wird im Mittel ein mit  $g_m$  bezeichneter Bruchteil der Anfangsenergie der Elektronen in Bremsstrahlung umgesetzt (s. 7.8.3.1). Die im Mittel bei der Wechselwirkung eines Photons ohne Berücksichtigung dieser Bremsstrahlung absorbierte Energie beträgt

$$\bar{E}_{en} = \bar{E}_{tr} (1 - g_m). \quad (7.17)$$

Analog zu (7.16) wird der lineare Energieabsorptionskoeffizient

$$\mu_{en} = \mu(\bar{E}_{en}/E) = \mu_{tr}(1 - g_m), \quad \text{Einheit: m}^{-1}$$

und der Massen-Energieabsorptionskoeffizient definiert:

$$\mu_{en}/\rho \quad \text{Einheit: m}^2 \text{ kg}^{-1}.$$

### 7.1.3.3 Bremsvermögen, lineares Energieübertragungsvermögen

Das Bremsvermögen beschreibt die Eigenschaft von Stoffen, geladene Teilchen abzubremsen:

Lineares Bremsvermögen

$$S = dE/dz \quad \text{Einheit: J m}^{-1},$$

Massen-Bremsvermögen

$$S/\rho = dE/\rho dz \quad \text{Einheit: J m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ (oft: MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}\text{)}.$$

$dE$  ist der mittlere Energieverlust eines geladenen Teilchens mit der Energie  $E$  auf der Weglänge  $dz$  in einem Stoff der Dichte  $\rho$ . Man unterscheidet das Stoß-Bremsvermögen  $S_{col}$  („collision“), bezogen auf Ionisation und Anregung von Atomen, und das Strahlungsbremsvermögen  $S_{rad}$  („radiation“), bezogen auf die Erzeugung von Bremsstrahlung. Es ist  $S = S_{col} + S_{rad}$ .

Das beschränkte lineare Stoßbremsvermögen bzw. Massen-Bremsvermögen, bei dem von den erzeugten Sekundärelektronen nur die mit einer Energie kleiner  $\Delta$  berücksichtigt werden, wird bezeichnet als

lineares Energieübertragungsvermögen (e: linear energy transfer, LET)

$$L_A = (dE/dz)_A \quad \text{Einheit: J m}^{-1} \text{ bzw.}$$

lineares Massen-Energieübertragungsvermögen

$$L_A/\rho \quad \text{Einheit: J m}^2 \text{ kg}^{-1}.$$

$dE$  ist der mittlere Energieverlust, den das Teilchen in dem Stoff infolge von Stößen mit einem Energieübertrag kleiner als  $A$  erleidet. Für  $A \rightarrow \infty$  ist  $L_A = S_{\text{col}}$ .

### 7.1.3.4 Chemischer Strahlungsausbeutefaktor

$$G_x = n_x/\varepsilon, \quad \text{Einheit: mol J}^{-1}$$

$n_x$  ist die Stoffmenge eines Stoffes  $x$ , die bei Übertragung der Energie  $\varepsilon$  im Mittel erzeugt, vernichtet oder chemisch verändert wird.

Anmerkung: Bisher wurde der Faktor  $G_x$  definiert als die Anzahl von Atomen, Ionen, Radikalen usw., die bei Übertragung der Energie  $\varepsilon$  im Mittel erzeugt, vernichtet oder chemisch verändert werden. Dabei wurde  $G_x$  in  $(100 \text{ eV})^{-1}$  angegeben. Es ist  $G_{x,\text{neu}} = N_A^{-1} \cdot G_{x,\text{alt}}$  mit dem Kehrwert der Avogadrokonstanten in angepaßten Einheiten  $N_A^{-1} = 1,0364 \cdot 10^{-7} (100 \text{ eV}) \text{ mol J}^{-1}$ .

### 7.1.3.5 Mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Gasen

Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Gasen ( $W$ -Wert) ist

$$W = E/N \quad \text{Einheit: J, oft gebraucht: eV.}$$

$E$  ist die Energie, die ein geladenes Teilchen bei vollständiger Abbremsung in einem Gas auf das Gas überträgt,  $N$  die mittlere Anzahl der dabei gebildeten Ionenpaare. Der Quotient  $W/e$  wird als Ionisierungskonstante des Gases für die Teilchenart bezeichnet ( $e$  Elementarladung). Für trockene Luft und Elektronen mit Energien  $\geq 1 \text{ keV}$  gilt  $W/e = (33,97 \pm 0,06) \text{ J/C}$  (Boutillon u. Perroche-Roux (1987), andere Gase und Teilchen s. ICRU 31 (1979)).

## 7.1.4 Begriffe der Kernphysik

### 7.1.4.1 Kernaufbau

Atome bestehen aus einem positiv geladenen Kern und der darum angeordneten Elektronenhülle, in der sich die Elektronen in Bereichen befinden, die von innen nach außen als K-, L-, M-, ...Schale bezeichnet werden.

Der Kern setzt sich zusammen aus Protonen (Symbol  $p$ ) und Neutronen (Symbol  $n$ ), den sogenannten Nukleonen. Die Anzahl der Protonen  $Z$  wird Protonenzahl, Kernladungszahl oder Ordnungszahl genannt. Die Gesamtanzahl der Nukleonen  $A = Z + N$  ( $N$  Neutronenzahl) heißt Nukleonenzahl oder Massenzahl. Eine durch ein bestimmtes  $Z$  und  $A$  charakterisierte Atomart (Kern einschließlich Elektronenhülle) heißt Nuklid. Nuklide mit gleichem  $Z$ , die sich nur durch die Anzahl der Neutronen unterscheiden, gehören zum gleichen chemischen Element und werden als Isotope bezeichnet, während solche mit gleichem  $A$  Isobare und solche mit gleichem  $N$  Isotone genannt werden.

Alle Atomkerne können außer im Grundzustand auch in diskreten Zuständen höherer Energie existieren, die im allgemeinen einige  $10^4$  bis einige  $10^7$  eV über dem jeweiligen Grundzustand liegen. Angeregte Atomkerne können als Tochterkerne beim radioaktiven Zerfall (s. 7.1.4.2) entstehen sowie bei Kernreaktionen infolge Beschuß durch Teilchen oder Photonen. Sie gehen meist innerhalb von sehr kurzer Zeit unter Emission von  $\gamma$ - (Gamma-)Strahlung in tiefere Energiezustände bis zum Grundzustand über. Angeregte Kernzustände können jedoch auch metastabil sein und dabei Lebensdauern bis zu Tagen oder gar Jahren besitzen. Atome, deren Kerne sich in metastabilen Zuständen befinden, werden Isomere genannt.

Ein Nuklid ist durch das Symbol eines chemischen Elements und die Massenzahl  $A$  eindeutig gekennzeichnet, wobei die Massenzahl links oben neben das Elementsymbol gesetzt wird (z. B.  $^{12}\text{C}$ ). Die Ordnungszahl  $Z$  kann zusätzlich links unten angegeben werden. Anregungszustände von Atomhülle oder Atomkern werden nach internationaler Vereinbarung rechts oben angegeben. Isomere werden dabei durch ein „m“ (metastabil) gekennzeichnet (z. B.  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ).

Nuklide sind nur bei bestimmten Zusammensetzungen des Kerns stabil. Bei einem Überschuß an Protonen oder Neutronen wandeln sie sich spontan, d. h. ohne äußere Einwirkung, unter Emission von Strahlung direkt oder über eine Zerfallsreihe (s. Tab. T 7.31 in Band 3) in stabile Nuklide um. Diese Erscheinung heißt Radioaktivität. Instabile Nuklide bezeichnet man als Radionuklide; soll neben der Eigenschaft der Radioaktivität auch die Zugehörigkeit zu einem bestimmten Element zum Ausdruck gebracht werden, so spricht man auch von Radioisotopen des betreffenden Elements. Neben den 266 stabilen Nukliden kennt man heute mehr als 1600 Radionuklide. Die Elemente mit  $Z=46$  (Tc) und  $Z=61$  (Pm) sowie alle mit  $Z>83$  besitzen keine stabilen Isotope; solche Elemente bezeichnet man als Radioelemente.

#### 7.1.4.2 Spontane Kernumwandlungen (Radioaktivität)

Radionuklide können sich durch verschiedene Prozesse in andere Nuklide umwandeln. Meist ist für eine bestimmte Kernart nur ein Prozeß möglich, in manchen Fällen treten jedoch auch zwei oder mehr Umwandlungsarten konkurrierend nebeneinander auf.

Beim  $\alpha$ -Zerfall wird vom Atomkern ein  $^4\text{He}$ -Kern, das  $\alpha$ -Teilchen emittiert. Aus dem ursprünglichen Kern  $Z, A$  entsteht hierbei ein Kern mit der Ordnungszahl  $Z' = Z - 2$  und der Massenzahl  $A' = A - 4$ . Die auf das  $\alpha$ -Teilchen übertragene Energie ist gleich der Energiedifferenz zwischen dem Ausgangszustand (in der Regel der Grundzustand des Mutternuklids) und dem Endzustand (Grundzustand oder auch angeregter Kernzustand des Tochternuklids), vermindert um die auf den Tochterkern übertragene Rückstoßenergie.  $\alpha$ -Teilchen besitzen diskrete Anfangsenergien (Linienpektrum), die für das emittierende Radionuklid charakteristisch sind.

Radionuklide, die bei der Spaltung schwerer Kerne oder durch Neutroneneinfang entstehen, besitzen gegenüber ihren stabilen Isotopen einen Überschuß an Neutronen. Sie wandeln sich durch  $\beta^-$ -Zerfall um, wobei vom Kern ein negatives Elektron, das  $\beta^-$ -Teilchen, und ein Antineutrino emittiert werden. Das Antineutrino ist ein ungeladenes Teilchen mit der Ruhemasse Null, das mit Materie nahezu keine Wechselwirkung zeigt und daher nur sehr schwierig unmittelbar nachzuweisen ist. Aus dem Nuklid mit der Ordnungszahl  $Z$  entsteht dabei ein Tochternuklid mit  $Z' = Z + 1$ ; die Massenzahl  $A$  ändert sich dabei nicht. Die bei der Umwandlung freiwerdende Energie wird auf das

Elektron und das Antineutrino nach einem Wahrscheinlichkeitsgesetz verteilt, so daß das  $\beta$ -Spektrum ein kontinuierliches Spektrum ist, das sich von der Energie Null bis zu einem durch die Umwandlungsenergie gegebenen Maximalwert erstreckt, der meist als  $\beta$ -Energie bezeichnet wird. Die auf den Tochterkern übertragene Rückstoßenergie kann hierbei vernachlässigt werden.

Radionuklide mit einem Überschuß an Protonen sind bestrebt, ein Proton in ein Neutron umzuwandeln, wobei ein Tochternuklid mit der Ordnungszahl  $Z' = Z - 1$  entsteht. Diese Umwandlung ist auf zweierlei Arten möglich, die häufig konkurrierend nebeneinander auftreten.

Beim  $\beta^+$ -Zerfall wird vom Kern ein Positron (positives Elektron) und ein Neutrino emittiert. Letzteres hat die gleichen Eigenschaften wie das beim  $\beta^-$ -Zerfall ausgesandte Antineutrino. Da bei der  $\beta^+$ -Umwandlung insgesamt zwei Elektronen, das Positron und ein Hüllenelektron, den Atomverband verlassen, ist diese Zerfallsart nur möglich, wenn die gesamte Energiedifferenz zwischen Ausgangs- und Endzustand größer als  $2m_e c^2$  ist, d. h. größer als 1,022 MeV. Die um diesen Betrag reduzierte Energie verteilt sich statistisch auf das Positron und das Neutrino, so daß auch hier das  $\beta^+$ -Spektrum ein kontinuierliches Spektrum ist. Das emittierte Positron wird, in der Regel nach vollständiger Abbremsung, beim Zusammentreffen mit einem negativen Elektron mit diesem vernichtet (entmaterialisiert); dabei entstehen meist 2 Photonen von je 0,511 MeV, die in entgegengesetzten Richtungen ausgesandt werden, seltener auch 3 Photonen, deren Energiesumme dann 1,022 MeV ist. Diese Strahlung nennt man Vernichtungsstrahlung.

Ist die Zerfallsenergie kleiner als  $2m_e c^2$ , so ist allein eine Umwandlung durch Elektronen-Einfang möglich. Hierbei fängt der Atomkern ein Elektron aus einer der inneren Schalen der Atomhülle (vorwiegend aus der K-Schale) ein, wobei ein Proton sich unter Emission eines Neutrinos in ein Neutron umwandelt. Das Folgeatom sendet unter Auffüllung der Lücke in der inneren Elektronenschale ein K(L)-Quant oder ein Elektron (Auger-Elektron) aus.

Beim  $\beta$ -Zerfall und beim Elektronen-Einfang wird außerdem eine, allerdings sehr schwache, innere Bremsstrahlung erzeugt; zudem entsteht bei der Absorption der  $\beta$ -Teilchen in der umgebenden Materie eine äußere Bremsstrahlung.

Bei einer Reihe der schwersten Radionuklide tritt, meist konkurrierend mit einer der anderen Zerfallsarten, eine Umwandlung durch spontane Kernspaltung auf, wobei wie bei der erzwungenen Kernspaltung der Kern in zwei, seltener in mehr radioaktive Bruchstücke mittlerer Massenzahl zerbricht. Dabei werden gleichzeitig ein oder mehrere Neutronen emittiert.

Meist entsteht beim Zerfall der Tochterkern nicht unmittelbar in seinem Grundzustand, sondern in einem oder auch mehreren angeregten Kernzuständen, aus denen er direkt oder über Zwischenzustände in den Grundzustand übergeht. Die Energiedifferenz zwischen höherem und tieferem Zustand wird in Form eines  $\gamma$ -Quants abgestrahlt ( $\gamma$ -Zerfall). Das  $\gamma$ -Spektrum besitzt daher diskrete Linien, deren Lage und Höhe für das Mutternuklid charakteristisch sind. Statt auf ein  $\gamma$ -Quant kann die Energiedifferenz auf ein Hüllenelektron (meist der K- oder L-Schale) übertragen werden, das mit einer um die Abtrennarbeit verminderten Energie den Atomverband verläßt. Diesen Vorgang nennt man innere Konversion, das emittierte Elektron Konversionselektron und das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für die Emission eines Elektrons und die eines entsprechenden  $\gamma$ -Quants Konversionskoeffizient. Erfolgt ein solcher  $\gamma$ -Übergang aus einem metastabilen Kernzustand (s. 7.1.4.1), so spricht man von innerem (innerhalb des gleichen Nuklids) oder isomerem Übergang.