

## Grundlagen der Radiochemie und des Strahlenschutzes

### INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Radioaktivität	2
2. Der Zusammenhang von Kernstabilität und Bindungsenergie	2
2.1. Regeln für die Stabilität der Nuklide	7
2.2. Nuklidkarte	8
2.3. Regeln für die Umwandlung von Nukliden	10
3. Radioaktiver Zerfall	12
3.1. Kinetik des radioaktiven Zerfalls	12
3.2. Aktivität und Einheiten	14
3.3. Beziehung von Masse und Aktivität	15
3.4. Unterschied zwischen Aktivität und Impulsrate	16
4. Eigenschaften der radioaktiven Strahlung	17
4.1. Absorption von $\alpha$ -Strahlung	18
4.2. Absorption von $\beta$ -Strahlung	20
4.3. Absorption von $\gamma$ -Strahlung	24
5. Grundbegriffe der Dosimetrie	26
5.1. Energiedosis und Energiedosisleistung	26
5.2. Ionendosis	27
5.3. Äquivalentdosis und Äquivalentdosisleistung	28
5.4. Tabelle zum Strahlenschutz mit Umrechnungsfaktoren	30

## 1. Radioaktivität

Als Radioaktivität bezeichnet man die Eigenschaft bestimmter Nuklide, spontan Teilchen- oder  $\gamma$ -Strahlung aus dem Atomkern zu emittieren oder, nach Einfang eines Hüllenelektrons durch den Kern, Röntgenstrahlung aus der Elektronenhülle zu emittieren. Die Radioaktivität umfaßt spontan verlaufende Kernprozesse, also radioaktive Umwandlungen und Übergänge zwischen unterschiedlichen energetischen Kernzuständen.

## 2. Der Zusammenhang von Kernstabilität und Bindungsenergie

Die Masse eines Atomkerns ist stets einige Promille kleiner als die Summe der Massen der Nukleonen, aus denen er sich formal zusammensetzt. Diese Differenz wird auch als Massendefekt bezeichnet:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - m_k$$

wobei:

$Z$  = Protonenzahl

$N$  = Neutronenzahl

$m_k$  = Masse des Kerns

$m_p$  = Masse des Protons

$m_n$  = Masse des Neutrons

Bei der Ermittlung des Massendefekts rechnet man am besten mit den relativen Atommassen. So ergibt sich der Massendefekt des  $^4\text{He}$ -Kerns zu:

$$\Delta m = 2 \cdot 1,007277 \text{ u} + 2 \cdot 1,008665 \text{ u} - 4,002603 \text{ u} = 0,029281 \text{ u}$$

$$1 \text{ u} = 1,660531 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Beim Zusammentritt der freien Nukleonen zu einem Ensemble wird Bindungsenergie frei. Im Fall von Kernreaktionen ist sie so groß, dass sie als Massendifferenz messbar wird. Besonders viel Bindungsenergie wird frei, wenn die Anzahl Protonen  $Z$  und die Anzahl Neutronen  $N$  ähnlich sind. Trägt man die Anzahl Protonen gegen die Anzahl Neutronen auf (Nuklidkarte, vgl. Fig. 4), erkennt man eine Linie der Stabilität quer durch das Diagramm (Fig. 1). Bei Kernen niedriger

Ordnungszahl beträgt der Quotient  $q = N / Z$  etwa eins. Mit zunehmender Ordnungszahl tritt ein "Neutronenüberhang" auf.

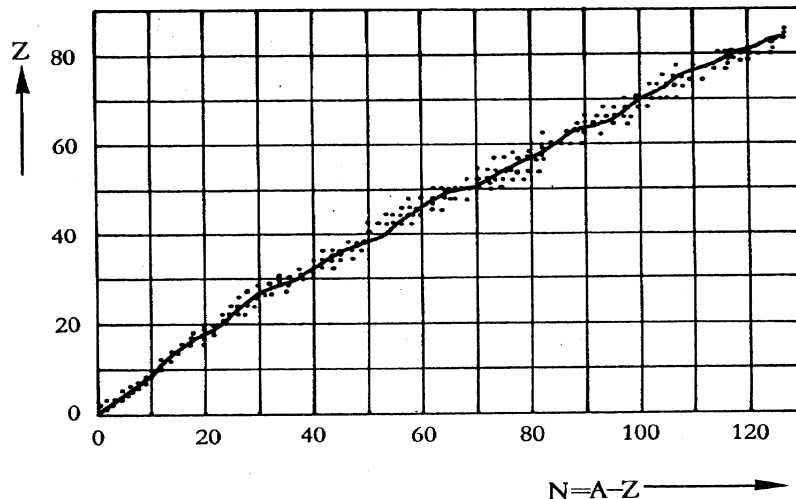


Fig. 1: Graphische Darstellung der Stabilitätslinie

Die hohe Stabilität der Kerne nahe der Stabilitätslinie geht einher mit einem geringen Energiegehalt. Der fehlende Energiebetrag ist so groß, daß er sich infolge der Einsteinschen Masse-Energie-Relation als Massendeffekt bemerkbar macht und experimentell aus den  $m/e$ -Messungen an Elektronen mit sehr hoher Geschwindigkeit bestimmt werden kann.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c_0^2}}} \quad (1)$$

$m$  = bewegte Masse

$m_0$  = Ruhemasse

$v$  = Geschwindigkeit

$c_0$  = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

Kaufmann und Bucherer erkannten zu Beginn des 20. Jahrhunderts, daß die Masse von  $\beta^-$ -Teilchen etwa doppelt so groß sein kann wie die Ruhemasse eines Elektrons.  $\beta^-$ -Teilchen können bis zu 90 % der Lichtgeschwindigkeit erreichen. Die Massenzunahme aufgrund relativistischer Effekte wird erst nahe der Lichtgeschwindigkeit erheblich.

Die Differentiation der Gl. (1) nach  $v$  liefert:

$$\frac{dm}{dv} = \frac{m \cdot v}{c_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{v}{c_0} \right)^2 \right]} \quad (2)$$

Durch Umformung ergibt sich:

$$c_0^2 \cdot dm = m \cdot v \cdot dv + v^2 \cdot dm \quad (3)$$

Setzt man in Gl. (3) die Beziehung  $d(m \cdot v) = m \cdot dv + v \cdot dm$  ein, so führt dies zu:

$$c_0^2 \cdot dm = v \cdot d(m \cdot v) \quad (4)$$

Mit  $v = ds/dt$  erhält man:

$$c_0^2 \cdot dm = \left[ \frac{d}{dt} (m \cdot v) \right] \cdot ds \quad (5)$$

Die zeitliche Änderung des Impulses ( $m \cdot v$ ) kann man als Kraft verstehen. Die rechte Seite der Gl. (5) stellt also ein Energie-Differential dar:

$$dE = c_0^2 \cdot dm \quad (6)$$

Einstein schloß von differentiellen Änderungen auf endliche Änderungen und schließlich auf den Gesamtbetrag der Energie. Damit folgt die berühmte Beziehung

$$E = m \cdot c^2 \quad (7)$$

Als Energiemaß wird in der Kernphysik gewöhnlich das Elektronenvolt (eV) benutzt. Es stellt die Energie dar, die ein Elektron beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von einem Volt erhält.

$$1 \text{ eV} = 1,6021917 \cdot 10^{-19} \text{ VAs}$$

Durch Einsetzen der Zahlenwerte in Gl. (7) ergibt sich, daß eine atomare Masseneinheit (1 AME) 931 MeV entspricht. Bei Kernreaktionen wird meist mit tausendstel AME operiert. Die Bindungsenergie ist der energetische Ausdruck für den Massendefekt und ergibt sich wie folgt:

$$E_B = \Delta m \cdot c_0^2 = (m_{\text{Kern}} - \sum m_{\text{Nukleon}}) \cdot c_0^2$$

Je "negativer" die Bindungsenergie, desto stabiler der Atomkern. Eine weitere Größe zur Charakterisierung der Stabilität eines Atomkerns ist die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon ( $f$ ):

$$f = \frac{E_B(\overset{A}{Z}X)}{A} \quad (8)$$

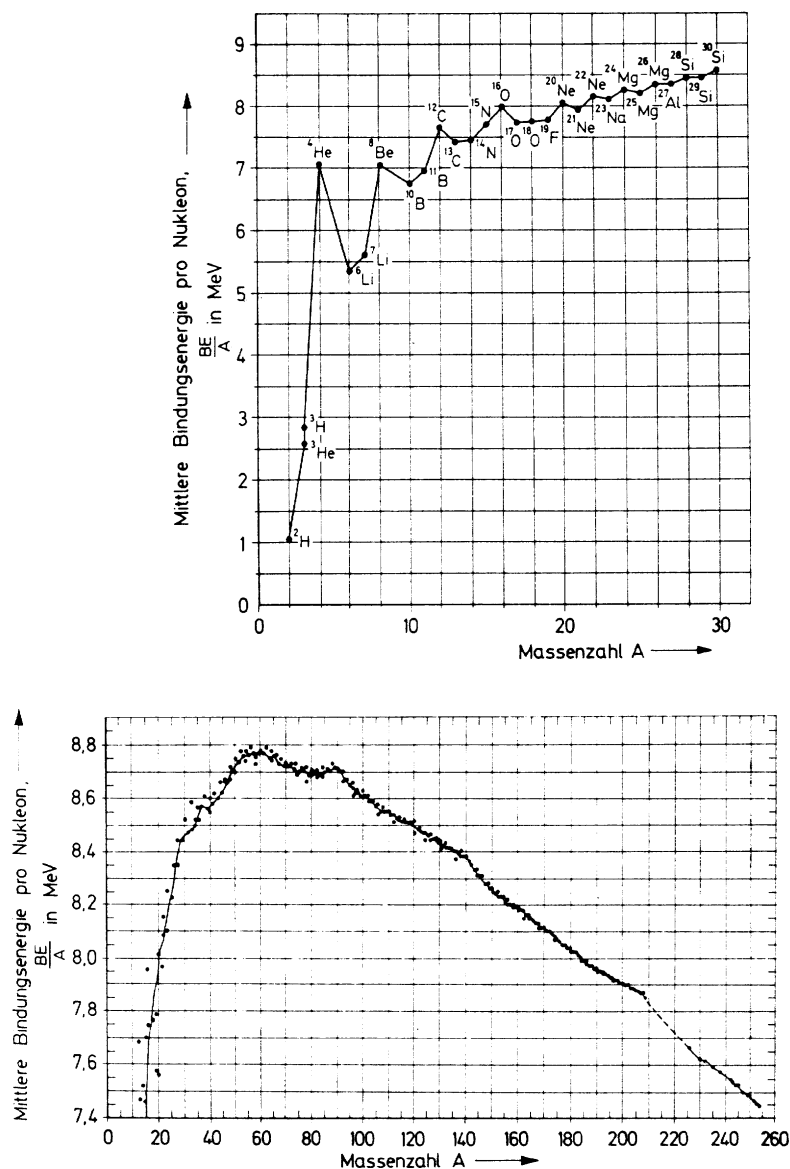


Fig. 2: Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon

Die graphische Darstellung von  $f$  in Funktion der Massenzahl  $A$  ist in Fig. 2 in zwei Teilen dargestellt. Die Kurve steigt zunächst steil an, durchläuft bei  $A = 55$  ein sehr

flaches Maximum und fällt bei höheren Massenzahlen ganz allmählich wieder ab. Für alle Atomkerne mit einer Massenzahl zwischen 30 und 150 beträgt die mittlere Bindungsenergie je Nukleon ungefähr 8,5 MeV.

Es wurde vielfach versucht, die Bindungsenergie quantitativ zu verstehen. Das Tröpfchenmodell von Bethe und Weizsäcker (Gl. (9)) ergibt für  $A > 15$  recht genaue Werte (vgl. Fig. 2).

$$E_B({}_Z^A X) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 (N - Z)^2 A^{-1} + \delta \quad (9)$$

$$\delta = a_5 A^{-3/4} \quad \text{für } Z \text{ und } N \text{ gerade}$$

$$\delta = 0 \quad \text{für } A \text{ ungerade}$$

$$\delta = -a_5 A^{-3/4} \quad \text{für } Z \text{ und } N \text{ ungerade}$$

$$a_1 = 15,8 \text{ MeV}$$

$$a_2 = 17,8 \text{ MeV}$$

$$a_3 = 0,70 \text{ MeV}$$

$$a_4 = 23,7 \text{ MeV}$$

$$a_5 = 33,6 \text{ MeV}$$

Die Konstanten  $a_1 - a_5$  wurden durch Vergleich mit den experimentellen Bindungsenergien ermittelt.

Das erste Glied der Gl. (9), der sogenannte Volumenterm, berücksichtigt die gegenseitige Anziehung der Nukleonen. Er besagt, daß die Bindungsenergie eines Kerns proportional zur Anzahl der Nukleonen, also proportional zum Volumen ist. Jedes Nukleon ist in diesem Modell im Gesamtfeld aller Nukleonen annähernd gleich stark gebunden. Ein ähnliches Verhalten zeigt ein Flüssigkeitstropfen, dessen Volumen der Molekülzahl proportional ist und bei dem jedes neu hinzugefügte Molekül die gesamte Bindungsenergie um den gleichen Betrag erhöht. Die folgenden Glieder der Gl. (9) berücksichtigen einen Oberflächeneffekt, also die geringere Bindung von Nukleonen an der Kernoberfläche (Oberflächenspannung im Flüssigkeitsmodell), die Coulomb-Abstossung, die die Bindungsenergie durch Wechselwirkungen zwischen den Protonen herabsetzt, ein Term, der die Verminderung der Bindungsenergie durch zunehmenden Neutronenüberschuß ( $N-Z$ ) beschreibt, sowie ein Paarungsterm, der die Bedeutung gerader bzw. ungerader Protonen- und Neutronenzahlen berücksichtigt.

Eine außerordentlich große Bedeutung besitzt der Abfall der f-Werte beiderseits von  $A = 55$  (siehe Fig. 2). Es zeigt sich, daß Kernbindungsenergie prinzipiell auf zwei Wegen freigesetzt werden kann. Sowohl die Spaltung der schwersten Atomkerne zu mittelschweren wie auch die Verschmelzung (Fusion) leichterer Kerne zu mittelschweren stellen stark exotherme Vorgänge dar.

## 2.1. Regeln für die Stabilität der Nuklide

Ein Atom hat im Mittel einen Durchmesser von  $10^{-10}$  m und der Atomkern einen solchen zwischen  $10^{-14}$  m und  $10^{-15}$  m. Heute (1999) sind 115 Elemente bekannt, 81 davon besitzen stabile Isotope, wovon das Element mit der größten Ordnungszahl das Wismut mit  $Z = 83$  ist. Von den restlichen Elementen sind nur radioaktive Nuklide bekannt. Einige davon haben so lange Halbwertszeiten, dass sie auf der Erde noch in nennenswerten Mengen vorkommen. Man bezeichnet sie als metastabil. Die metastabilen Nuklide mit der größten Ordnungszahl gehören zum Uran ( $Z = 92$ ). Insgesamt sind bis heute mehr als 2000 Nuklide nachgewiesen. Davon gelten 257 als stabil. Die Stabilität eines Nuklids kann prinzipiell nicht nachgewiesen werden. Man kann lediglich eine untere Grenze für die Halbwertszeit angeben. Es werden immer wieder Nuklide als instabil erkannt, die vorher als stabil galten. Untersucht man die heute als stabil geltenden Nuklide bezüglich der Anzahl Protonen und Neutronen, so ergibt sich eine aufschlussreiche Häufigkeitsverteilung, wie sie Tab. 1 zeigt.

Z	N	A	Kerntyp	Zahl der stabilen Nuklide
g	g	g	gg	150
g	u	u	gu	53
u	g	u	ug	50
u	u	g	uu	4

Tab. 1: Häufigkeitsverteilung der stabilen Nuklide

Die Atomkerne werden dabei gemäß einer geraden oder ungeraden Protonen- oder Neutronenzahl in die vier Z,N-Typen gg, gu, ug und uu eingeteilt. Die tabellarische Aufschlüsselung ergibt, daß 60 % der stabilen Nuklide dem Typ gg angehören. Es gibt jeweils ungefähr 50 stabile gu- und ug-Nuklide, dagegen sind bisher nur 4 stabile uu-Nuklide bekannt, nämlich die leichtesten:  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  und  ${}^{14}\text{N}$ . Die gg-Nuklide überwiegen nicht nur zahlenmäßig, sondern zeichnen sich auch durch große prozentuale Häufigkeit in der Natur aus; die feste Erdrinde besteht allein zu 75% aus den Nukliden  ${}^{16}\text{O}$  und  ${}^{28}\text{Si}$ .

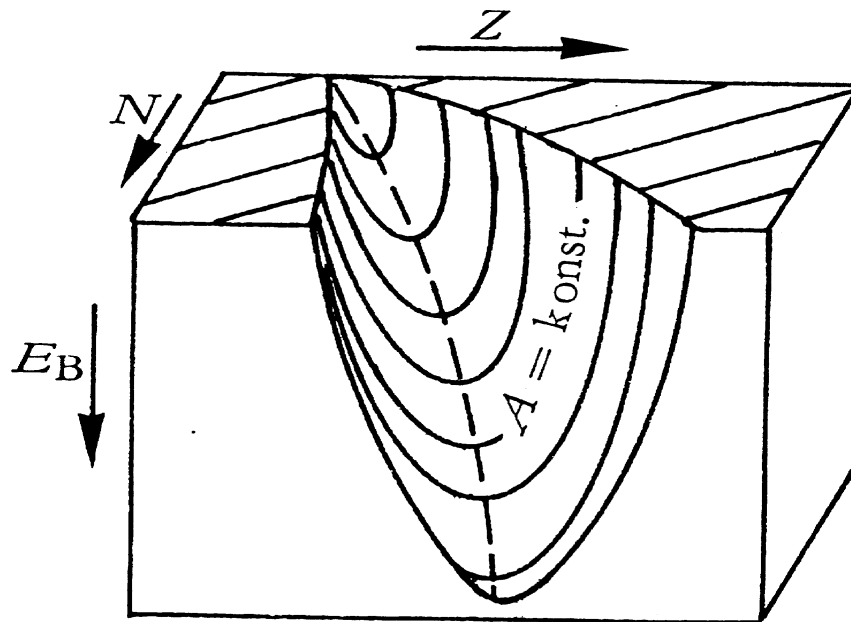


Fig. 3: Bindungsenergiefläche der Atomkerne

Wegen des letzten Gliedes in Gl. (9) ist die Fläche entsprechend den Kerntypen aufgespalten: Die Teilfläche für die gg-Nuklide liegt um den Energiebetrag  $\delta$  tiefer als die gu- und ug-Nuklide, dagegen besetzen die uu-Nuklide eine Energiefläche, die man sich um  $\delta$  nach oben verschoben denken muß. Weitere Schlüsse über die Kernstabilität kann man nun aus den sogenannten Isobarenschnitten (mit  $A = N + Z = \text{konst.}$ ) gewinnen (siehe 2.3.).

## 2.2. Nuklidkarte

Fig. 4 zeigt einen Ausschnitt aus der Nuklidkarte.

Die Häufigkeitsverteilung legt nahe, daß zwischen dem Kerntyp und der Kernstabilität ein Zusammenhang besteht. Fig. 3 zeigt eine dreidimensionale Darstellung der Bindungsenergie als Funktion von  $Z$  und  $N$ . In der Sohle des so entstehenden Tales liegen die stabilen Nuklide mit großer Bindungsenergie. Die steilen Hänge sind mit radioaktiven Nukliden besetzt.

Bei niedriger Ordnungszahl ist, wie man aus Fig. 2 entnehmen kann, das Verhältnis von Protonen zu Neutronen etwa 1:1. Mit zunehmender Protonenzahl verschiebt sich jedoch das Verhältnis immer mehr zugunsten der Neutronen, was eine Abflachung der Kurve zur Folge hat. Aufgrund ihrer relativen Lage in der Nuklidkarte werden die Nuklide in gegenseitige Beziehung gesetzt. Man unterscheidet isotope, isotone, isobare und isodiaphere Nuklide.



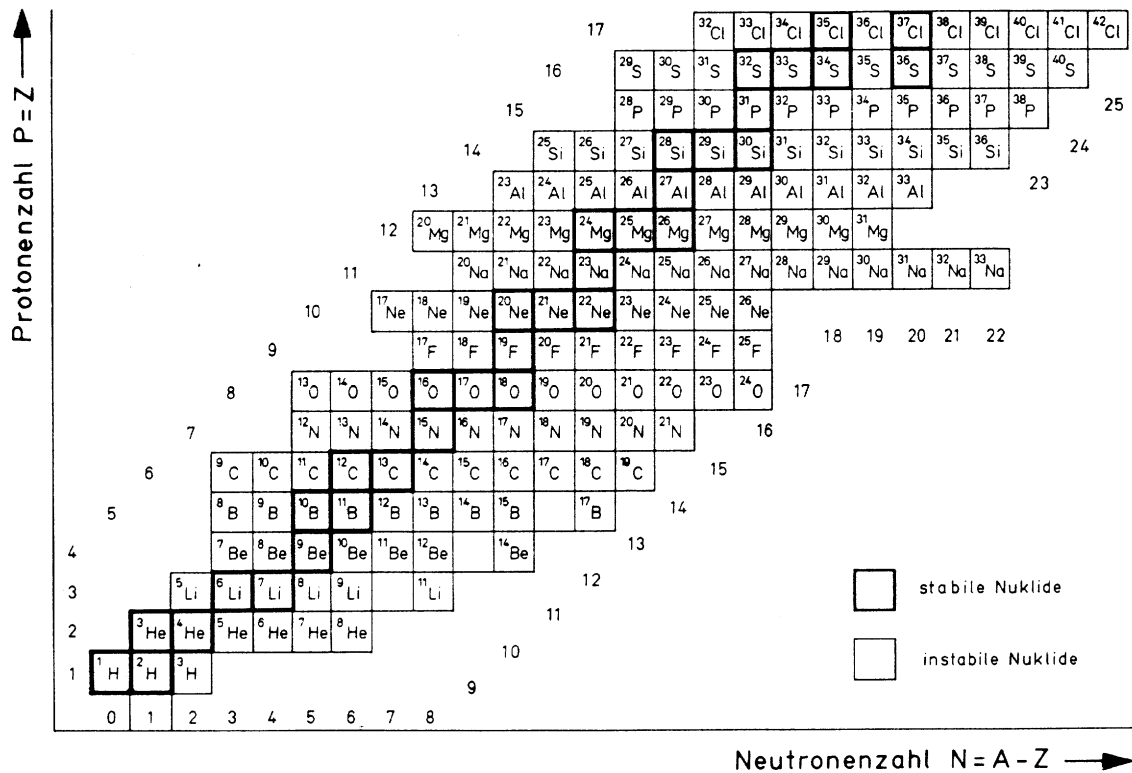


Fig. 4: Ausschnitt aus der Nuklidkarte

Nuklide mit gleicher Protonenzahl heißen *Isotope*. Die Bezeichnung "Isotop" wird ab und zu anstelle der Bezeichnung "Nuklid" gebraucht. Diese unsaubere Sprechweise ist zu vermeiden. "iso" bedeutet "gleich". Ein Isotop für sich allein kann nicht "gleich" sein. Wann immer also von Isotopen die Rede ist, ist der Aspekt gleicher Ordnungszahl wichtig. Die Isotopen stehen in der Nuklidkarte in Horizontalen (vgl. Fig. 5).

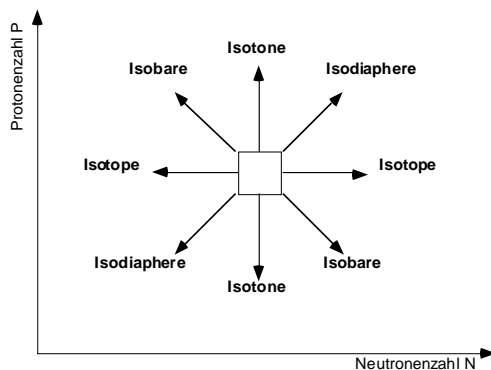


Fig. 5: Isotope, Isomere, Isobare und Isodiaphere in der Nuklidkarte

Die Nuklide mit gleicher Massenzahl heißen *Isobare*. Sie stehen in der Nuklidkarte in Diagonalen. Die Nuklide mit gleicher Neutronenzahl heißen *Isotone*. Sie stehen in Vertikalen. Unter *Isodiapheren* versteht man Nuklide mit gleichem Neutronenüberschuß; sie stehen ebenfalls in Diagonalen. Der bei einem radioaktiven Ereignis entstehende Kern befindet sich oft in einem energetisch angeregten Zustand. Nuklide in unterschiedlichen energetischen Zuständen bezeichnet man als *isomer*. Sie haben unterschiedliche physikalische Eigenschaften. Der Übergang vom einem angeregten in den Grundzustand eines Atomkerns ist oft durch Auswahlregeln "verboten", wie das auch aus der Physik der Elektronenhülle bekannt ist. Der angeregte Zustand kann dabei eine Halbwertszeit zwischen dem Bruchteil einer Sekunde und vielen Jahren haben. Oft ist die Halbwertszeit des angeregten Zustands größer als die des Grundzustandes. Der angeregte Kern kann entweder durch Aussendung eines  $\gamma$ -Quants in den Grundzustand übergehen (isomere Umwandlung) oder direkt durch  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Zerfall in ein anderes Nuklid. Der angeregte Zustand wird durch den Index m (für metastabil) hinter der Massenzahl gekennzeichnet, z. B.  $^{110\text{m}}\text{Ag}$ .

### 2.3. Regeln für die Umwandlung von Nukliden

Beim  $\beta$ -Zerfall bleibt die Anzahl Nukleonen während der Reaktion konstant. Mutter- und Tochterkern sind isobar. Nach Gl. (9) hat die Bindungsenergie als Funktion der Ordnungszahl  $Z$  für eine konstante Massenzahl  $A$  eine quadratische Form. Wenn die Massenzahl ungerade ist, erhält man als Graph jeweils eine einzige Parabel, bei gerader Massenzahl deren zwei. Die Öffnung der Parabeln steigt mit wachsender Massenzahl an, d. h. die Unterschiede hinsichtlich der Bindungsenergie zwischen benachbarten Isobaren werden kleiner. Aus den experimentellen Werten folgt als Näherungsformel für die Berechnung des Scheitelpunkts  $Z_A$  der Parabeln:

$$Z_A = \frac{A}{1,980 + 0,01493 \cdot A^{2/3}} \quad (10)$$

Der stabilste Kern der betreffenden Isobarenreihe besitzt die Ordnungszahl, die diesem Wert am nächsten liegt. Trägt man die Werte für  $Z$  als Funktion der Massenzahl  $A$  in die Nuklidkarte ein, so erhält man die Linie der  $\beta$ -Stabilität ("Tal der stabilen Kerne").

In Fig. 6 ist als Beispiel die Bindungsenergie für die Massenzahl  $A = 73$  dargestellt. Das stabilste Nuklid in dieser Isobarenreihe ist das  $^{73}\text{Ge}$ . Die Nuklide mit den Ordnungszahlen  $Z > 32$  wandeln sich durch  $\beta^+$ -Zerfall bzw. durch Elektroneneinfang (Symbol  $\epsilon$ ) in  $^{73}\text{Ge}$  um, die Nuklide mit den Ordnungszahlen  $Z < 32$  gehen

durch  $\beta$ -Zerfall in  $^{73}\text{Ge}$  über. Je weiter die Nuklide vom tiefsten Punkt der Parabel entfernt sind, um so kürzer ist im allgemeinen die Halbwertszeit der Umwandlung.

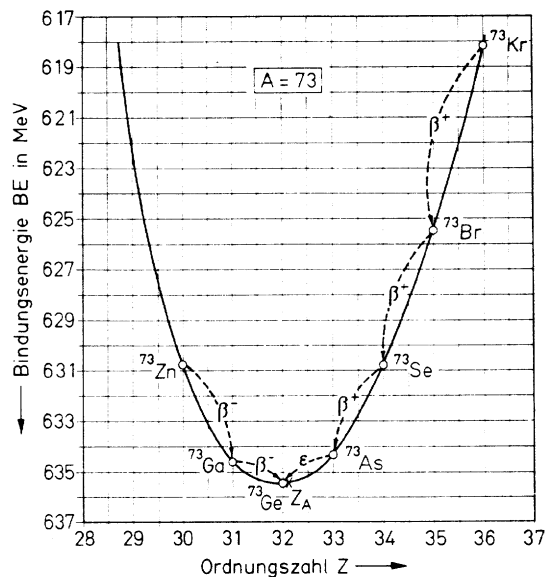


Fig. 6: Bindungsenergien und radioaktiver Zerfall für Nuklide mit ungerader Massenzahl ( $A = 73$ )

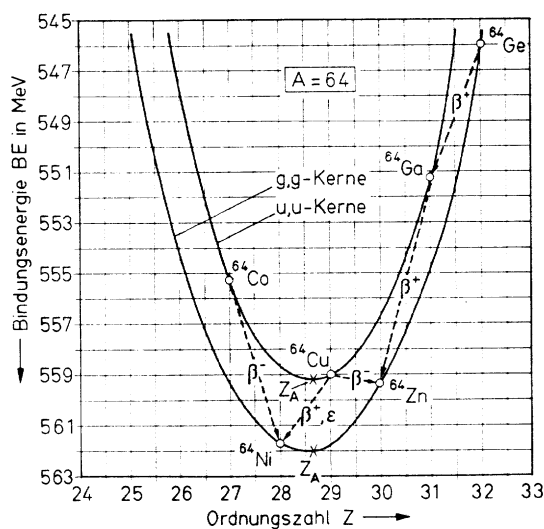


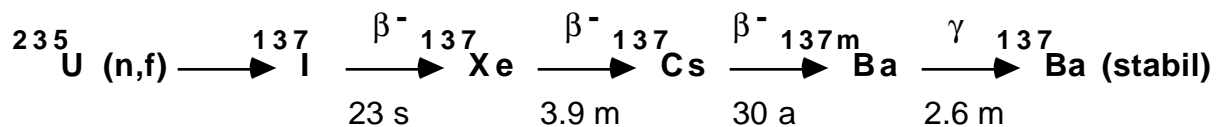
Fig. 7: Bindungsenergien und radioaktiver Zerfall für Nuklide mit gerader Massenzahl ( $A = 64$ )

In Fig. 7 ist die Bindungsenergie für die Massenzahl  $A = 64$  aufgetragen. Es ergeben sich zwei Kurven, die untere Kurve für die gg-Nuklide und die obere für die uu-Nuklide. Die stabilsten Nuklide in dieser Isobarenreihe sind  $^{64}\text{Ni}$  und  $^{64}\text{Zn}$ . Mit dem  $\beta$ -Zerfall geht ein Wechsel der Kurve einher. Für  $^{64}\text{Cu}$  ergeben sich zwei Möglichkeiten einer Reaktion. Es kann durch  $\beta^+$ -Umwandlung bzw. Elektronen-

einfang in  $^{64}\text{Ni}$  übergehen oder durch  $\beta^-$ -Umwandlung in  $^{64}\text{Zn}$ . In ähnlicher Weise findet man für uu-Nuklide, die sich auf der Linie der  $\beta$ -Stabilität befinden, eine gewisse Wahrscheinlichkeit sowohl für eine  $\beta^-$ -Umwandlung als auch für eine  $\beta^+$ -Umwandlung bzw. Elektroneneinfang (z. B.  $^{40}\text{K}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{74}\text{As}$ ,  $^{102}\text{Rh}$ ).

### 3. Radioaktiver Zerfall

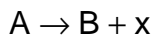
Man kennt bis heute mehr als 2000 Nuklide, von denen nur 257 stabil sind. Die anderen wandeln sich durch einen oder mehrere aufeinanderfolgende radioaktive Zerfallsprozesse unter Emission von Teilchen und/oder Photonenstrahlung so lange um, bis ein stabiles Nuklid erreicht wird. Der genetische Zusammenhang zwischen zwei oder mehr aufeinanderfolgenden Kernarten wird durch die Begriffe Mutter-, Tochter- und Enkelnuclid etc. gekennzeichnet, z. B. für den Zerfall von  $^{235}\text{U}$ :



Der radioaktive Zerfall ist ein stochastischer Prozess. Die Atomkerne zerfallen unabhängig voneinander. Jedes Radionuklid hat eine charakteristische Zerfallswahrscheinlichkeit, die unabhängig vom chemischen und physikalischen Zustand des Radionuklides ist. Für ein einzelnes Atom läßt sich der Zeitpunkt seiner Umwandlung nicht voraussagen.

#### 3.1. Kinetik des radioaktiven Zerfalls

Wir betrachten den einfachsten Fall eines Radionuklids A, das durch Emission eines Teilchens x in das stabile Nuklid B übergeht:



Der radioaktive Zerfall gehorcht den Gesetzen der Statistik. Wenn hinreichend viele radioaktive Atome vorliegen und sich die Beobachtung auf ein größeres Zeitintervall erstreckt, findet man für die mononukleare Reaktion das folgende Zeitgesetz:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \tag{11}$$

$N$  ist die Zahl der Atome des betreffenden Radionuklids. Der Proportionalitätsfaktor  $\lambda$  heißt Zerfallskonstante. Er hat die Dimension einer reziproken Zeit. Sie ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des radioaktiven Zerfalls. Das Zeitgesetz (Gl. (11)) ist auch in der chemischen Reaktionskinetik bekannt. Der radioaktive Zerfall ist eines der typischsten Beispiele für eine mono-"molekulare" Reaktion 1. Ordnung. Integriert man Gl. (11) mit der Bedingung, daß zur Zeit  $t = 0$  die Menge der radioaktiven Kerne  $N(0)$  betrage, ergibt sich:

$$\int_{N(0)}^{N(t)} \frac{dN}{N} = - \int_0^t dt$$

$$\ln N(t) - \ln N(0) = -\lambda \cdot t$$

$$N(t) = N(0) e^{-\lambda t} \tag{12}$$

In der Radiochemie benutzt man an Stelle der Zerfallskonstanten  $\lambda$  vorzugsweise die Halbwertszeit  $T_{1/2}$ , die eine anschaulichere Größe darstellt. Die Halbwertszeit ist die Zeit, nach der die Hälfte der Kerne zerfallen ist:

$$N(T_{1/2}) = \frac{N(0)}{2} \tag{13}$$

Daraus folgt mit Gl. (12):

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda} \tag{14}$$

Nach Einsetzen in Gl. (12) erhält man:

$$N(t) = N(0) \cdot e^{(-\ln 2 / T_{1/2}) \cdot t} \tag{15}$$

In Fig. 8 ist die Abnahme der Anzahl der radioaktiven Kerne als Funktion der Halbwertszeit  $T_{1/2}$  linear aufgetragen, Fig. 9 zeigt die gleiche Funktion halblogarithmisch. Die Anzahl der radioaktiven Kerne nimmt pro Halbwertszeit stets auf die Hälfte ab, so daß nach  $T_{1/2}$  noch 50 %, nach  $2T_{1/2}$  noch 25 %, nach  $3T_{1/2}$  noch 12,5 % usw. vorhanden sind. Nach 7 Halbwertszeiten ist die Anzahl der Kerne auf weniger als 1 % zurückgegangen (vgl. Fig. 9).

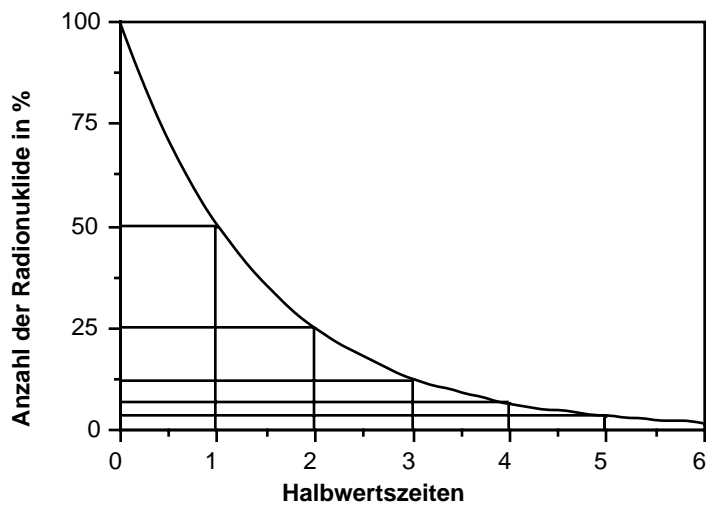


Fig. 8: Lineare Darstellung der Abnahme der Anzahl radioaktiver Kerne

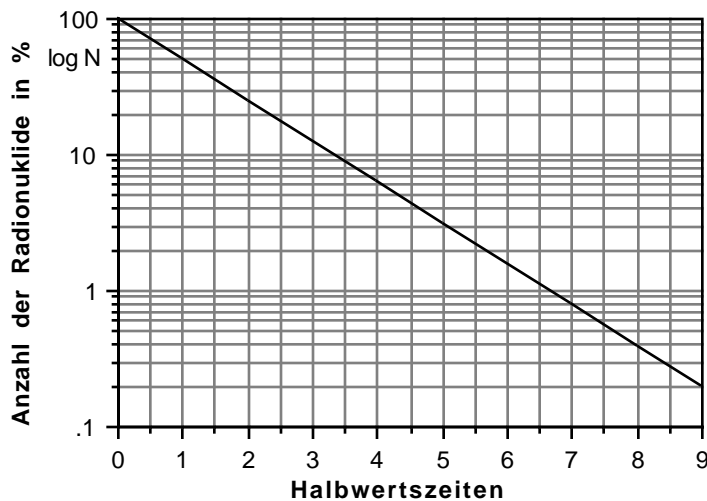


Fig. 9: Logarithmische Darstellung der Abnahme der Anzahl radioaktiver Kerne

### 3.2. Aktivität und Einheiten

Die Aktivität  $A$  ist definiert als die Zerfallsrate.

$$A = \lambda \cdot N = -\frac{dN}{dt} \quad (16)$$

Man gibt die Zerfallsrate  $A$  als Zahl der Kernzerfälle (engl.: disintegrations) pro Sekunde, abgekürzt dps mit der Dimension  $s^{-1}$  an. Für den zeitlichen Abfall der Aktivität gilt das gleiche Gesetz wie für den zeitlichen Abfall der Zahl der Atome des betreffenden Nuklids, eine Eigenschaft der Exponentialfunktion (vgl. Gl. (12)):

$$A(t) = A(0) \cdot e^{-\lambda t} \quad (17)$$

Die SI-Einheit der Aktivität ist  $s^{-1}$ . Diese Einheit wird auch Becquerel (Bq) genannt. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde die Einheit der Aktivität über den Zerfall des Nuklids  $^{226}\text{Ra}$  definiert. Die Aktivität von einem Gramm  $^{226}\text{Ra}$  wurde zu Ehren von Madame Marie Curie als 1 Curie (abgekürzt Ci) bezeichnet. Um von einem Prototyp unabhängig zu sein, hat man später die Einheit neu definiert:

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \text{ (exakt)}$$

Eine weitere, häufig verwendete Einheit der Aktivität ist das dpm (disintegrations per minute).

$$60 \text{ dpm} = 1 \text{ Bq}$$

Es ist gut, wenn man sich ein Gefühl für die Größe der Einheit Bq verschafft. 1 Bq, ein Zerfall pro Sekunde, ist eine sehr geringe Aktivität, die aber noch gut meßbar ist. 1 Bq entspricht etwa einem Milligramm Natururan. Die von der Strahlenschutz-Verordnung festgelegten Freigrenzen radioaktiver Stoffe reichen von 4 Bq für  $^{227}\text{Ac}$  bis 6 MBq für  $^{60}\text{mCo}$ . Unterhalb dieser Grenzen gilt ein Stoff nicht als radioaktiv.

### 3.3. Beziehung von Masse und Aktivität

Gl. (16) ist eine der wichtigsten Beziehungen in der Radiochemie. Sie erlaubt die Berechnung der Zahl der vorhandenen radioaktiven Atome aus ihrer Halbwertszeit und aus ihrer Aktivität

$$N = \frac{A}{\lambda} = \frac{A}{\ln 2} \cdot T_{1/2} \quad (18)$$

bzw.

$$m = \frac{N \cdot M}{N_A} = \frac{A \cdot M}{N_A \cdot \ln 2} \cdot T_{1/2} \quad (19)$$

wobei  $M$  die Nuklidmasse und  $N_A$  die Avogadro-Konstante ( $6,02252 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ) ist. Eine weitere wichtige Größe ist die spezifische Aktivität  $A_s$ . Diese ist auf die Masse  $m$  des betreffenden Elements bezogen, d. h. auf die Summe der Massen an radioaktiven und inaktiven Isotopen des Elementes:

$$A_s = \frac{A}{m} \quad (20)$$

In manchen Fällen bezieht man auch die Aktivität auf die Stoffmenge der vorliegenden chemischen Verbindung. Für den zeitlichen Abfall der spezifischen Aktivität gilt in Analogie zur Gl. (17):

$$A_S = A_{S_0} \cdot e^{-\lambda t} = A_{S_0} \cdot e^{-(\ln 2/T_{1/2}) \cdot t} \quad (21)$$

Die spezifische Aktivität hat für den Chemiker große praktische Bedeutung. Die Aufgabenstellung verlangt im allgemeinen Substanzen mit einer bestimmten spezifischen Aktivität.

Während in der Chemie im allgemeinen Angaben über die Menge eines Elementes oder einer Verbindung genügen, sind in der Radiochemie und bei den Anwendungen der Radioaktivität in Industrie und Technik zusätzlich Angaben über die Aktivität wichtig. Durch gleichzeitige Messung der Masse und der Aktivität können Aussagen über stoffliche Vorgänge gewonnen werden. Weitere interessante Möglichkeiten ergeben sich durch Mehrfachmarkierung einer Verbindung, in der organischen Chemie oft mit  $^{14}\text{C}$  und  $^3\text{H}$ . In diesem Fall muß man zwei oder mehr verschiedene spezifische Aktivitäten unterscheiden, die sich bei einer stofflichen Umsetzung unabhängig voneinander verändern können.

### 3.4. Unterschied zwischen Aktivität und Impulsrate

Die Aktivität ist eine physikalische Größe, die nicht einfach zu messen ist. Ein Detektor, wie immer er aufgebaut ist, kann nicht alle Zerfälle registrieren. Die Zählrate, oder Impulsrate  $I$ , eines Detektors ist prinzipiell kleiner als die Aktivität des zu messenden Stoffes. Die Impulsrate ist über die Meßausbeute  $\eta$  des Detektors mit der Aktivität verknüpft:

$$I = \eta \cdot A \quad (\eta \leq 1) \quad (22)$$

Die Meßausbeute  $\eta$  gibt an, welcher Bruchteil der Zerfallsprozesse erkannt wird. Sie ist abhängig von der Art der Strahlung, ihrer Energie, der Art des Detektors, der geometrischen Anordnung, der Selbstabsorption der Strahlung im Präparat und der Rückstreuung. Außerdem geht die Häufigkeit des vom Detektor erfaßten Zerfallsprozesses ein, die dem Zerfallsschema entnommen werden kann. Wenn der Detektor auf eine einzelne  $\gamma$ -Linie abgestimmt ist, ein entsprechendes  $\gamma$ -Quant aber nicht bei jedem Zerfall ausgesandt wird, erniedrigt sich die Meßausbeute entsprechend. In den meisten Fällen bewegt sie sich innerhalb der Grenzen  $0,01 < \eta < 1$ .



Zur Bestimmung von  $\eta$  verwendet man Standardpräparate, deren Aktivität bekannt ist (vgl. Praktikumsunterlage P 30 Seite 7). Die vom Detektor registrierte Impulsrate  $I'$  setzt sich zusammen aus der Impulsrate  $I_N$  des Präparats und dem Nulleffekt  $I_0$ .

$$I' = I_N + I_0 = \eta \cdot A + I_0 \quad (23)$$

In der Radiochemie begnügt man sich aus Gründen der Zweckmäßigkeit oft mit Vergleichsmessungen. Man mißt die Präparate stets mit dem gleichen Detektor und bei der gleichen Meßanordnung, sodaß  $\eta$  konstant ist. Zur Kalibration des Detektors genügt ein Vergleichspräparat, das bei gleicher Meßanordnung stets die gleiche Impulsrate liefert. Die gebräuchlichste Einheit der Impulsrate ist 1 Impuls pro Minute (ipm), im angelsächsischen Sprachbereich "counts per minute" (cpm).

#### 4. Eigenschaften der radioaktiven Strahlung

Kenntnisse über die Eigenschaften der radioaktiven Strahlung sind wichtig im Hinblick auf die Messung der Aktivität und Identifizierung von Radionukliden sowie für den Strahlenschutz. Dabei stehen folgende Gesichtspunkte im Vordergrund:

- a: Wechselwirkung der Strahlung mit Materie
- b: Methoden der Energiebestimmung

Energiebestimmungen sind notwendig zur Aufstellung von Energiediagrammen (Zerfallsschemata) für die verschiedenen Zerfallsprozesse.  $\beta$ -Strahlung besitzt im Gegensatz zur  $\alpha$ -Strahlung und  $\gamma$ -Strahlung eine kontinuierliche Energieverteilung. Die Energie der Elektronen oder Positronen ( $\beta^-$ - bzw.  $\beta^+$ -Strahlung) bewegt sich zwischen Null und der Maximalenergie  $E_{\max}$ , die durch die Zerfallsenergie gegeben ist. Die Ursache der kontinuierlichen Energieverteilung wird in der Praktikumsunterlage P 05 Seite 3 besprochen.

Alle geladenen Teilchen hoher kinetischer Energie lösen in Materie aller Aggregatzustände Ionisationsvorgänge aus, wobei sie auf ihrem Weg die Energie schrittweise verlieren. Ausser Ionen können auch angeregte Moleküle entstehen. Diese Reaktionen und die dadurch ausgelösten Folgereaktionen werden in der Strahlenchemie näher untersucht. Wenn die Teilchen hinreichend große Energie besitzen, können sie auch Kernreaktionen auslösen. Dies gilt besonders für  $\alpha$ -Strahlen und Protonen.

Elektronen werden abgebremst, wenn sie in das Potentialfeld der Atomkerne gelangen. Sie geben dabei einen Teil ihrer Energie in Form von Photonen ab

(Bremsstrahlung, vgl. 4.2.). Wenn die Elektronen eine Energie in der Größenordnung von 1 MeV besitzen, wird eine harte Röntgenstrahlung ausgesandt. Beim Abbremsen von hochenergetischen Elektronen ( $> 10$  MeV) entstehen Photonen, deren Energie etwa jener von  $\gamma$ -Quanten entspricht. Derart hochenergetische Elektronen entstehen aber nicht bei radioaktiven Vorgängen.

Neutronen können entweder durch Zusammenstöße einen Teil ihrer Energie an andere Teilchen übertragen oder Kernreaktionen auslösen (vgl. P 21).

Photonen geben im Gegensatz zu Teilchen ihre Energie meist auf einmal ab.

#### 4.1. Absorption von $\alpha$ -Strahlung

Die Wechselwirkung von  $\alpha$ -Strahlung ( ${}^4\text{He}^{2+}$ -Kerne) mit Materie ist wegen der hohen Ladung sehr groß. Ein Stück Papier, eine Aluminiumfolie mit einer Stärke von etwa 0.04 mm oder einige Zentimeter Luft genügen, um eine vollständige Absorption zu erreichen. Die geringe Reichweite der  $\alpha$ -Strahlung in Gasen kann man auch in der Nebelkammer erkennen (vgl. hierzu Praktikumsdemonstration).

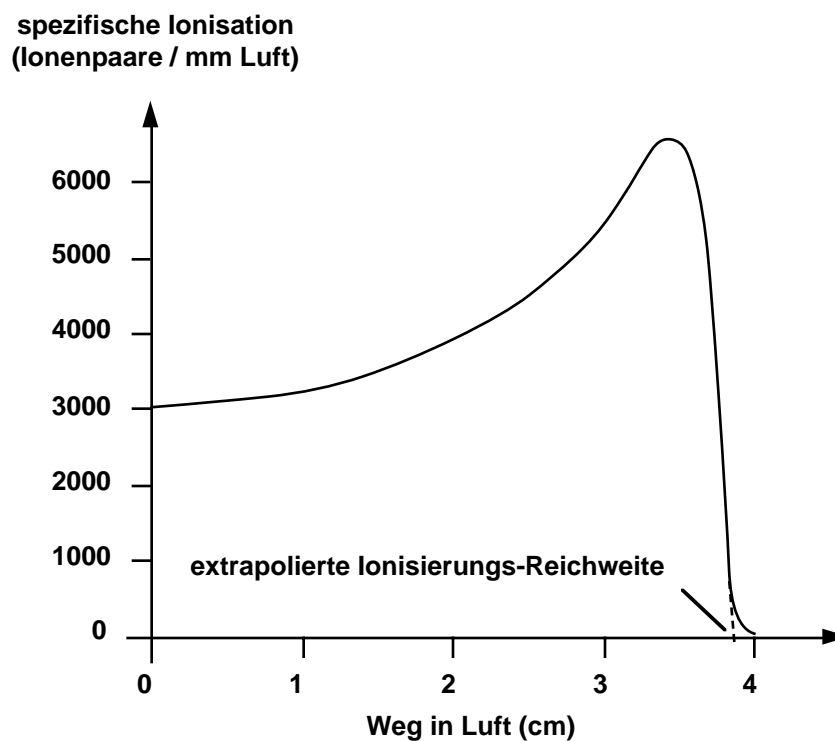


Fig. 10: Spezifische Ionisation von  $\alpha$ -Strahlen in Luft als Funktion des Weges

Die Bahn der  $\alpha$ -Teilchen wird nur wenig beeinflusst durch die Zusammenstöße mit den Elektronen der Atomhülle. Nur in seltenen Fällen findet ein Zusammenstoß mit einem Atomkern statt. Dann erfährt das  $\alpha$ -Teilchen eine starke Ablenkung, oder es wird vom Atomkern eingefangen (Kernreaktion). Ihre Energie verlieren die  $\alpha$ -

Teilchen durch Ionisationsvorgänge längs ihres Weges. Ein Maß für die Wechselwirkung ist die spezifische Ionisation, die Zahl der pro Wegstrecke gebildeten Ionenpaare. Sie ist abhängig von der Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Teilchen und beträgt in Luft am Anfang etwa 3000, am Ende etwa 7000 Ionenpaare pro mm Luft.

Der Verlauf der spezifischen Ionisation als Funktion des Weges ist für die  $\alpha$ -Strahlung des  $^{210}\text{Po}$  in Fig. 10 dargestellt. Die spezifische Ionisation steigt anfänglich an, während das  $\alpha$ -Teilchen Geschwindigkeit verliert, was auf den ersten Blick paradox erscheint. Die  $\alpha$ -Teilchen haben aber wegen ihrer hohen Ladung eine ausgesprochene Fernwirkung. Damit sie zum Tragen kommt, muss die Einwirkungszeit aber genügend groß sein, was bei kleinen Geschwindigkeiten eher der Fall ist als bei großen.

Bei jedem Ionisationsvorgang wird ein Elektron und ein Ion erzeugt. Man spricht etwas unsauber von einem Ionenpaar. Im Mittel werden zur Erzeugung eines Paares in Luft etwa 35 eV verbraucht. Für andere Gase gelten ähnliche Werte. Ein  $\alpha$ -Teilchen mit der Anfangsenergie von 3,5 MeV erzeugt somit insgesamt längs seines Weges etwa  $10^5$  Ionenpaare. Schließlich entsteht aus dem  $\alpha$ -Teilchen ein neutrales Heliumatom.

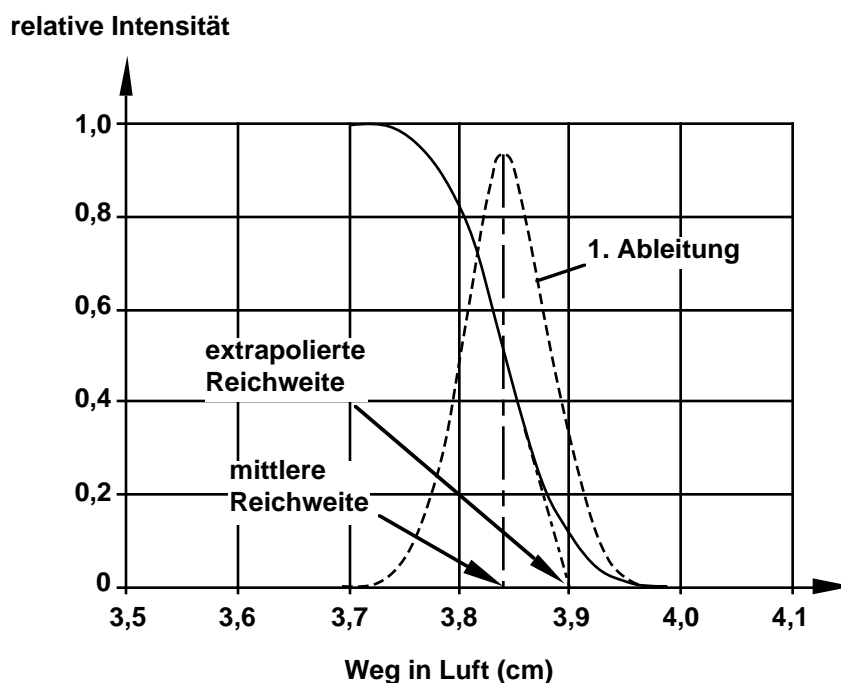


Fig. 11: Zahl der  $\alpha$ -Teilchen als Funktion des Weges

In Fig. 11 ist die Zahl der  $\alpha$ -Teilchen als Funktion des Weges aufgezeichnet, ebenfalls für  $^{210}\text{Po}$ . Alle  $\alpha$ -Teilchen legen etwa den gleichen Weg zurück (vgl. hierzu Praktikumsdemonstration einer Nebelkammer mit  $^{241}\text{Am}$  als  $\alpha$ -Quelle). Da die Zahl

der Zusammenstöße statistischen Schwankungen unterworfen ist, wird eine kleine Streuung in der Reichweite beobachtet. Um die Reichweite klar zu definieren, bedient man sich verschiedener Methoden:

- a) Die "extrapolierte Reichweite" erhält man durch Extrapolation des geradlinigen Teils der Kurve für die Teilchenzahl (Fig. 11).
- b) Die "mittlere Reichweite" entspricht dem Maximum der 1. Ableitung der Kurve für die Teilchenzahl (Fig. 11).
- c) Die "extrapolierte Ionisierungs-Reichweite" erhält man durch Extrapolation des geradlinigen, steil abfallenden Teils der Kurve für die spezifische Ionisation (Fig. 10).

Zur Charakterisierung der Absorptionseigenschaften eines Stoffes für geladene Teilchen benutzt man häufig das sogenannte Bremsvermögen  $B$ . Es wird definiert durch den Energieverlust des Teilchens pro Wegstrecke:

$$B(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (24)$$

Das Bremsvermögen ist abhängig von der Energie des Teilchens, ähnlich wie die spezifische Ionisation. Die Reichweite  $R$  ist gegeben durch:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{B(E)} \quad (25)$$

wenn  $E_0$  die Anfangsenergie des  $\alpha$ -Teilchens ist. Das Bremsvermögen  $B(E)$  kann nach Gl. (24) berechnet werden, wenn die Reichweite als Funktion der Energie bekannt ist. Es kann aber auch experimentell bestimmt werden aus dem Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen verschiedener Energie beim Durchtritt durch Stoffe bestimmter Dicke.

Zur Energiebestimmung von  $\alpha$ -Teilchen siehe Praktikumsunterlage P 10.

## 4.2. Absorption von $\beta^-$ -Strahlung

Die Wechselwirkung der  $\beta^-$ -Strahlung mit Materie ist wesentlich geringer als die der  $\alpha$ -Strahlung. Während ein  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von 3 MeV in Luft eine Reichweite von 1,7 cm besitzt und einige Tausend Ionenpaare pro Millimeter Weg

erzeugt, legt ein  $\beta^-$ -Teilchen der gleichen Energie in Luft einen Weg von etwa 10 m zurück und erzeugt dabei nur etwa 4 Ionenpaare pro Millimeter Weg. Andererseits werden die Elektronen bei der Wechselwirkung mit anderen Elektronen sehr viel stärker abgelenkt als die schwereren  $\alpha$ -Teilchen. Sie bewegen sich deshalb auf einer Zickzackbahn.

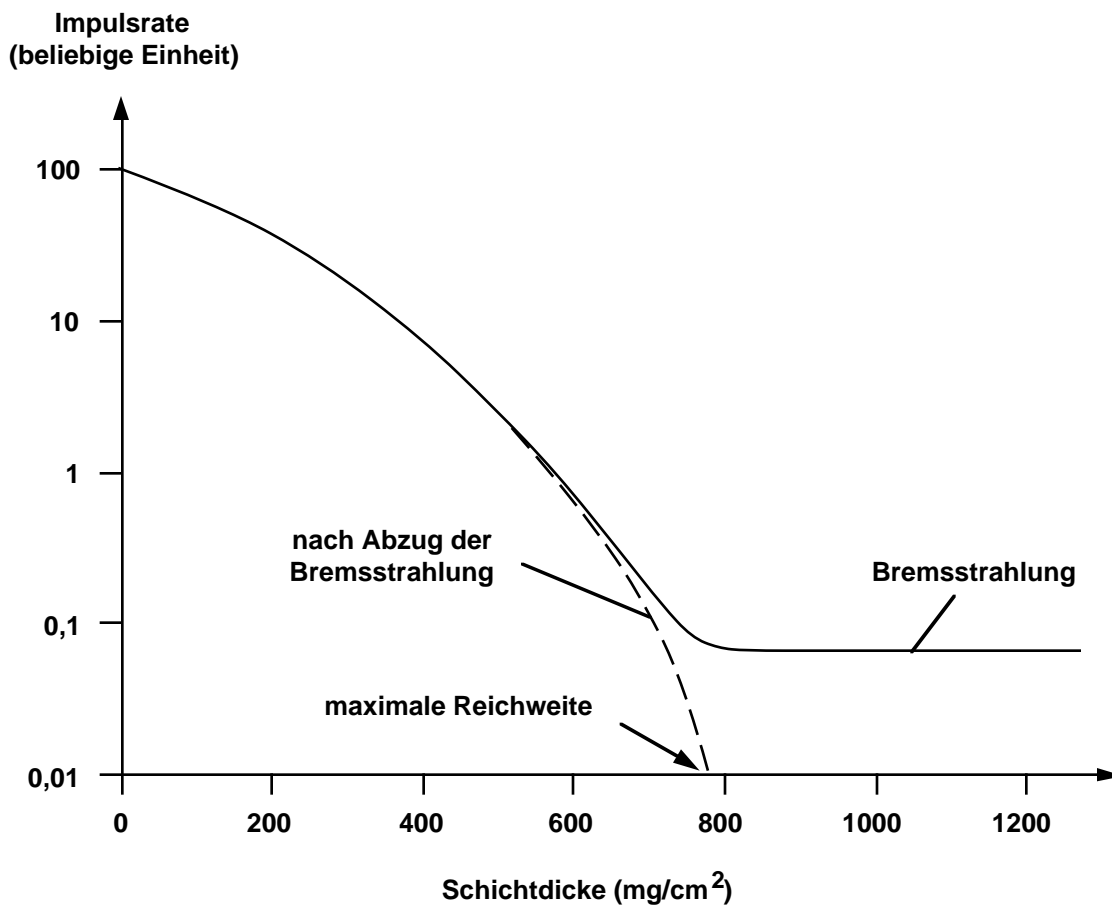


Fig. 12: Absorptionskurve für  $\beta^-$ -Strahlung ( $^{32}\text{P}$ ,  $E_{\beta_{\text{max}}} = 1,71 \text{ MeV}$ )

Als Absorber für  $\beta^-$ -Strahlung benutzt man meist feste Stoffe, vorzugsweise Aluminium. Die Schichtdicke der Aluminiumbleche gibt man durch das Flächengewicht an, das dem Quotienten von Schichtdicke und Dichte entspricht. Es hat die Einheit einer Masse pro Fläche und ist weitgehend unabhängig von den Eigenschaften des absorbierenden Materials. Die Absorptionskurve (Fig. 12) zeigt annähernd einen exponentiellen Verlauf:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (26)$$

$I$  ist die Impulsrate,  $\mu$  der Absorptionskoeffizient und  $d$  die Schichtdicke. Der exponentielle Verlauf ist zufälliger Natur. Er ist bedingt durch die kontinuierliche Energieverteilung und die Streuung der  $\beta^-$ -Strahlung im Absorber. Die Absorptions-

kurve geht über in einen nahezu konstanten Endwert, der durch die *Bremsstrahlung* hervorgerufen wird. Durch Extrapolation der Absorptionskurve (Fig. 12) ermittelt man die maximale Reichweite  $R_{\max}$  in Aluminium.  $\beta^+$ - und  $\beta^-$ -Strahlung zeigen ungefähr die gleichen Absorptionskurven.

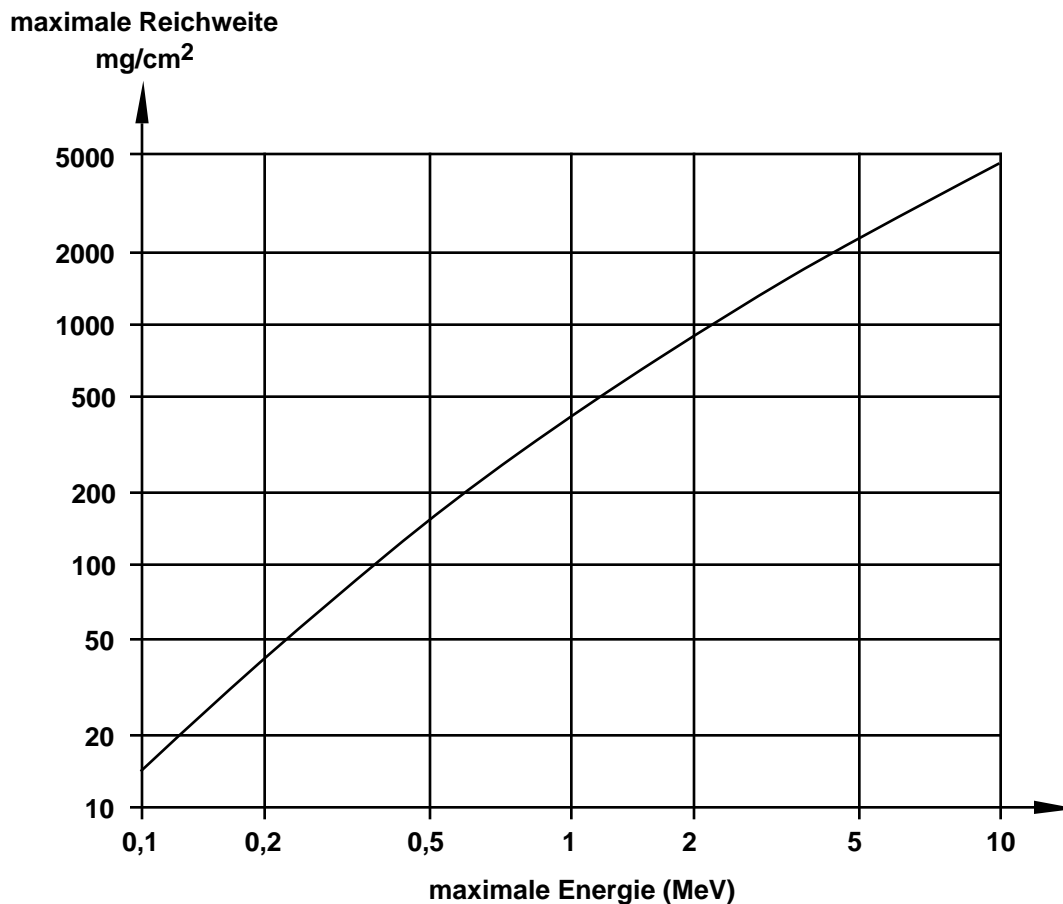


Fig. 13: Reichweite von  $\beta^-$ -Strahlern in Aluminium als Funktion der Energie

Mit Hilfe einer Kalibrationskurve (Fig. 13) kann man dann aus der Reichweite  $R_{\max}$  die Energie  $E_{\max}$  der  $\beta^-$ -Strahlung bestimmen. Bei der Wechselwirkung der  $\beta^-$ -Strahlung mit Materie unterscheidet man mehrere Vorgänge:

a) Wechselwirkung mit Elektronen:

Wenn  $\beta^-$ -Strahlung mit der Elektronenhülle von Atomen in Wechselwirkung tritt, finden elektronische Anregungen und eine Ionisation der Atome statt. Für diese Art der Wechselwirkung ist nur die Elektronendichte des Absorbers wichtig. Die Absorptionseigenschaften einer Substanz sind in erster Linie vom Quotienten  $Z/A$  abhängig (Anzahl Elektronen pro Masse;  $Z$  = Ordnungszahl,  $A$  = Massenzahl).

b) Wechselwirkung mit Atomkernen:

Im elektrischen Feldgradienten eines Atomkerns senden energiereiche Elektronen Röntgenstrahlung mit einem kontinuierlichen Spektrum aus (Bremsstrahlung) und verlieren dabei Energie. Der Energieverlust ist proportional der Ordnungszahl der Atomkerne und der Energie der  $\beta^-$ -Strahlung. Für den Anteil des Energieverlustes durch Bremsstrahlung verglichen mit jenem durch Ionisation gilt folgende empirische Beziehung:

$$\frac{\Delta E_{\text{Bremsstrahlung}}}{\Delta E_{\text{Ionisation}}} = \frac{E \cdot Z}{800 \text{ MeV}} \quad (27)$$

wobei E die Energie der Strahlung und Z die Ordnungszahl ist.

c) Rückstreuung:

Wählt man eine geeignete Meßanordnung, bei der die  $\beta^-$ -Strahlung nicht direkt, sondern erst nach Streuung an verschiedenen Materialien ins Zählrohr gelangen kann, so beobachtet man eine Impulsrate, die in erster Linie von der Ordnungszahl des Materials und von der Energie der  $\beta^-$ -Strahlung abhängt. Diese Erscheinung bezeichnet man als Rückstreuung. Die Abhängigkeit der Rückstreuung von der Ordnungszahl und von der Energie der  $\beta^-$ -Strahlung ist in Fig. 14 dargestellt.

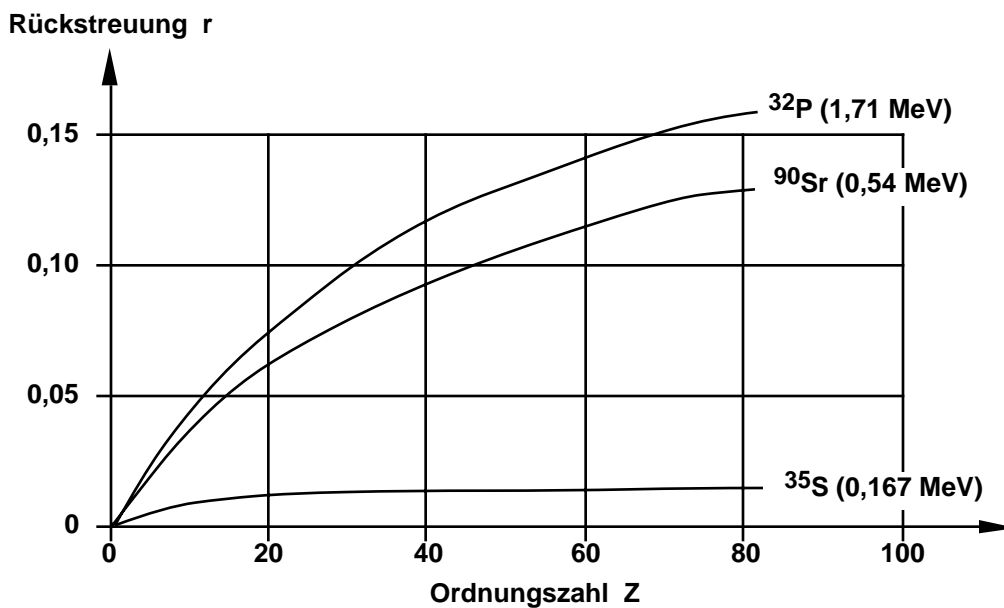


Fig. 14: Rückstreuung von  $\beta^-$ -Strahlung verschiedener Energie als Funktion der Ordnungszahl

Die Darstellung läßt erkennen, daß die Rückstreuung bei hohen Ordnungszahlen des rückstreuenden Materials beträchtliche Werte annehmen kann.

Die Wechselwirkung der  $\beta^+$ -Strahlung mit Materie ist jener der  $\beta^-$ -Strahlung sehr ähnlich. Es tritt aber noch ein zusätzlicher Effekt auf. Nachdem die Positronen ihre Energie größtenteils verloren haben, reagieren sie mit Elektronen der Umgebung. Dabei entstehen zwei  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von je 511 keV, die sich in entgegengesetzter Richtung bewegen (Vernichtungsstrahlung, vgl. P05 Seite 5). Mit Hilfe der Vernichtungsstrahlung lassen sich die Positronen nachweisen.

### 4.3. Absorption von $\gamma$ -Strahlung

Die Absorption von  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung durch Materie verläuft grundsätzlich anders als jene von Teilchen. Letztere verlieren ihre Energie in einer Vielzahl von aufeinanderfolgenden Zusammenstößen.

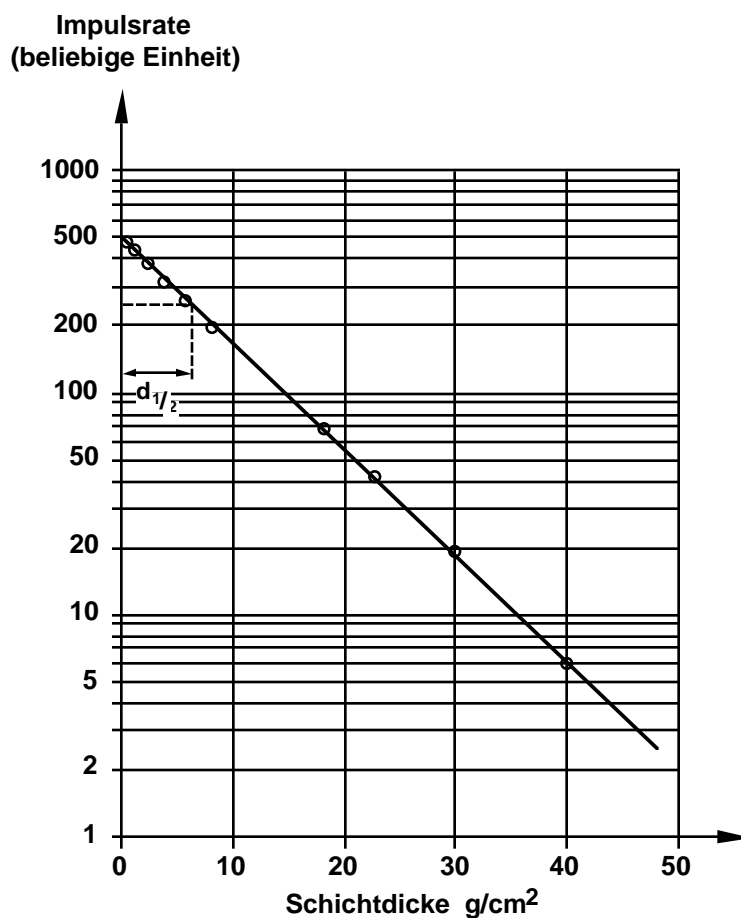


Fig. 15: Absorptionskurve für die  $\gamma$ -Strahlung von  $^{137}\text{Cs}$

Da  $\gamma$ -Quanten keine Ladung besitzen, ist ihre Wechselwirkung mit Materie sehr gering. In den meisten Fällen verschwinden sie bei einem einzigen Absorptionsprozess. Deshalb kann man für  $\gamma$ -Strahlung keine maximale Reichweite angeben. Ihre Absorption erfolgt nach einem exponentiellen Gesetz,



$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (28)$$

wobei  $\mu$  der Absorptionskoeffizient und  $d$  die Schichtdicke des Absorbermaterials ist. Dieses Gesetz gilt streng nur für monoenergetische  $\gamma$ -Strahlung, ein schmales Strahlenbündel und dünne Absorber. Die Absorptionskurve für  $^{137}\text{Cs}$  ist in Fig. 15 dargestellt.

Der Zusammenhang zwischen der Energie der  $\gamma$ -Strahlung und ihrer Absorption wird meist durch die Halbwertsdicke  $d_{1/2}$  charakterisiert. Dies ist die Schichtdicke eines Absorbers, welche die Intensität der  $\gamma$ -Strahlung auf die Hälfte herabsetzt. Aus Gl. (28) folgt:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (29)$$

Die Fähigkeit eines Materials zur Absorption von  $\gamma$ -Strahlung ist von der Dichte abhängig. Um den Einfluss der Dichte  $\rho$  weitgehend auszuschalten, definiert man den Massenabsorptionskoeffizienten  $\mu/\rho$ , der die Dimension einer Fläche pro Masse hat. Dann hat das Absorptionsgesetz die Form:

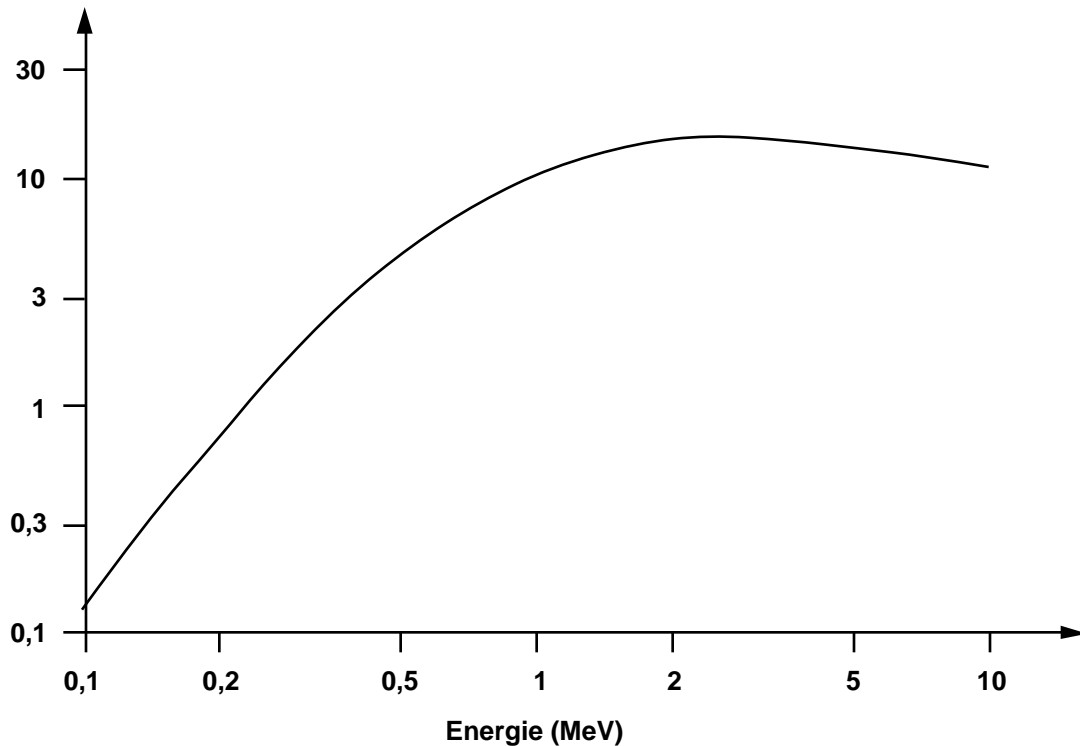
$$I = I_0 \cdot e^{-(\mu/\rho) \cdot d} \quad (30)$$

dabei hat  $d$  die Dimension eines "Flächengewichts" (eigentlich Masse pro Fläche). Die Massenabsorptionskoeffizienten sind vom Material nur noch wenig abhängig. Die Halbwertsdicke ist in Fig. 16 dargestellt.

7 Halbwertsdicken vermindern die Anfangsintensität der  $\gamma$ -Strahlung etwa auf 1 %, 10 Halbwertsdicken auf etwa 0,1 %.

**Für den praktischen Strahlenschutz merkt man sich, daß die Intensität einer  $\gamma$ -Strahlung von 1 MeV Energie durch 5 cm Blei oder durch 25 cm Beton auf etwa 1 % herabgesetzt wird.**

Die Halbwertsdicke kann als Maß für die Energie der  $\gamma$ -Strahlung dienen. Aus der Kalibrationskurve (Fig. 16) kann die Energie abgelesen werden. Für größere Halbwertsdicken ist die Kurve zweideutig. Diese Besonderheit beruht auf der Überlagerung verschiedener Absorptionsmechanismen (vgl. P20).

Halbwertsdicke (g/cm<sup>2</sup>)Fig. 16: Halbwertsdicke der  $\gamma$ -Strahlung in Pb als Maß für die Energie

## 5. Grundbegriffe der Dosimetrie

### 5.1. Energiedosis und Energiedosisleistung

Als quantitatives Maß für die Schädigung von Material durch ionisierende Strahlung verwendet man in der Dosimetrie heute die Energiedosis  $D$ . Das ist die Energie, die durch die ionisierende Strahlung auf ein Massenelement der Substanz übertragen wird:

$$D = \frac{dE}{dm} = \frac{dE}{\rho \cdot dV} \quad (31)$$

Die SI-Einheit der Energiedosis  $D$  ist [J/kg], die auch Gray (Gy) genannt wird. Vor der Einführung des SI-Systems wurde die Energiedosis in Rad ("Radiation absorbed dose", Kurzzeichen rd) angegeben. Diese Einheiten hängen wie folgt zusammen:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rd} = 10000 \text{ erg/g}$$

Die Dosisleistung ist die Ableitung  $\dot{D}$  der Dosis nach der Zeit. Die SI-Einheit der Energiedosisleistung ist  $\text{W/kg} = \text{Gy/s}$ .

Bei einer punktförmigen  $\gamma$ -Strahlenquelle ist die Dosisleistung proportional zur Aktivität  $A$  des Radionuklids, das die Strahlen aussendet, und umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes  $r$  von der Strahlenquelle:

$$\dot{D} = k_{\gamma} \cdot \frac{A}{r^2} \quad (32)$$

$k_{\gamma}$  wird als Gammastrahlenkonstante (Dosisleistungskonstante für  $\gamma$ -Strahlung) bezeichnet. Sie hat die SI-Einheit  $\text{Gy} \cdot \text{m}^2$ . In der Literatur findet man auch die Einheit  $(\text{Gy} \cdot \text{m}^2) / (\text{h} \cdot \text{Bq})$ , wobei allerdings die Einheit  $\text{h} \cdot \text{Bq}$  eine ungewöhnliche Schreibweise für die reine Zahl 3600 darstellt. In Tab. 2 sind einige Dosisleistungskonstanten häufig benutzter  $\gamma$ -Strahler dargestellt.

Radionuklid	$\gamma$ -Dosisleistungskonstante $\text{Gy} \cdot \text{m}^2$
Fe-59	$3,97 \cdot 10^{-17}$
Co-60	$8,47 \cdot 10^{-17}$
I-131	$1,37 \cdot 10^{-17}$
Cs-137	$1,96 \cdot 10^{-17}$

Tab. 2: Dosisleistungskonstanten von  $\gamma$ -Strahlern

Die Dosisleistung einer punktförmigen  $\beta$ -Strahlenquelle läßt sich nicht so einfach angeben, da  $\beta$ -Strahlung nicht monoenergetisch ist und eine begrenzte Reichweite hat (vgl. 4.2.). Dies hat zur Folge, daß man zwar eine ähnliche Gleichung benutzen kann wie (32), daß anstelle der Konstanten  $k_{\gamma}$  aber eine Funktion  $k_{\beta}(r)$  eingeht, die stark vom Abstand abhängt und als Punktquellen-Dosisfunktion bezeichnet wird.

## 5.2. Ionendosis

Die experimentelle Bestimmung der Energiedosis erfordert einen hohen Aufwand. Deshalb wird in Strahlenschutzmeßgeräten nicht die absorbierte Energie, sondern die durch Ionisierung in Luft erzeugte Menge an Ionen gemessen. Diese Größe bezeichnet man als Ionendosis. Sie ist gegeben durch:

$$J = \frac{dQ}{dm} = \frac{dQ}{\rho \cdot dV} \quad (33)$$

Die SI-Einheit der Ionendosis ist C/kg (vgl. Gl. (31)). Früher wurde die Ionendosis in Röntgen (Kurzzeichen R) angegeben. Diese Einheit wurde in der Radiologie benutzt. Sie ist definiert als die Strahlendosis an Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung, die in 1 cm<sup>3</sup> Luft unter Normalbedingungen Ionen und Elektronen mit einer Ladung von jeweils einer elektrostatischen Einheit erzeugt. Da eine elektrostatische Einheit 2,082 · 10<sup>9</sup> Elementarladungen entspricht, eine Elementarladung 1,60219 · 10<sup>-19</sup> C beträgt und 1 cm<sup>3</sup> Luft unter Normalbedingungen eine Masse von 0,001293 g hat, folgt:

$$\begin{aligned} 1 \text{ R} &= 2,580 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg} = 0,00869 \text{ Gy} \\ 1 \text{ C/kg} &= 3876 \text{ R} = 33,7 \text{ Gy} \end{aligned}$$

Vieles spricht dafür, daß die Ionendosis als Meßgröße in der Radiologie ihre frühere Bedeutung verliert.

### 5.3. Äquivalentdosis und Äquivalentdosisleistung

Die verschiedenen Strahlungsarten unterscheiden sich durch ihre biologische Wirksamkeit. Bei der Bestrahlung von biologischem Gewebe treten bei gleicher Energiedosis in Abhängigkeit von der Strahlungsart, dem biologischen System und dessen Entwicklungszustand sowie von der räumlichen und zeitlichen Verteilung der Energiedosis unterschiedliche biologische Schädigungen auf. Dieser Einfluß wird in der Strahlenbiologie durch den Faktor  $f_{\text{RBE}}$  (RBE = relative biological effectiveness) berücksichtigt, der durch biologische Experimente ermittelt werden kann. Der Faktor  $f_{\text{RBE}}$  für die relative biologische Wirksamkeit gibt an, wievielfach größer die biologische Wirkung einer bestimmten Strahlung ist im Vergleich zu einer von außen einwirkenden Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung. Wenn  $D_0$  die Energiedosis von Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung ist und  $D_i$  die Energiedosis einer beliebigen anderen Strahlung, so gilt bei gleicher biologischer Wirkung:

$$D_0 = D_i \cdot f_{\text{RBE}} \quad (34)$$

Durch den Faktor  $f_{\text{RBE}}$  für die relative biologische Wirksamkeit wird ein bestimmter Einfluß der Strahlung quantitativ berücksichtigt. Da die verschiedenen Strahlenarten meist auch qualitativ unterschiedliche Wirkungen auslösen, ist es im allgemeinen nicht möglich, diese durch einen einzigen Faktor für die relative biologische Wirksamkeit zu erfassen. Aus diesem Grund verwendet man im praktischen Strahlenschutz statt des Faktors  $f_{\text{RBE}}$  einen Bewertungsfaktor Q, der für die

verschiedenen Strahlenarten und die verschiedenen Strahlungsbedingungen unter Berücksichtigung der Erfahrungen aus Strahlenbiologie und Radiologie festgelegt wird. Die Ungleichheit hinsichtlich der biologischen Wirkung nimmt man in Kauf. Das Produkt aus Energiedosis  $D$  und dem Bewertungsfaktor  $Q$  wird als Äquivalentdosis  $H$  bezeichnet.

$$H = D \cdot Q \quad \text{bzw.} \quad \dot{H} = \dot{D} \cdot Q \quad (36)$$

Die Äquivalentdosis wurde ausschließlich für Strahlenschutz Zwecke eingeführt. Der Vorteil dieser Dosisgröße besteht in ihrer Handlichkeit. Gleiche Äquivalentdosen rufen in erster Näherung gleiche biologische Wirkungen hervor, sodaß man sie addieren kann, um die Gesamtwirkung beurteilen zu können. Die SI-Einheit der Äquivalentdosis  $J/kg$ , welches die Bezeichnung Sievert (Kurzzeichen Sv) erhielt. Früher wurde die Äquivalentdosis in rem ("roentgen equivalent man") angegeben. Die Einheiten hängen wie folgt zusammen:

$$1 \text{ J/kg} = 1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}$$

Energie- und Äquivalentdosis haben somit die gleiche Einheit  $J/kg$ . Der Unterschied liegt nur im dimensionslosen Bewertungsfaktor  $Q$ . In Tab. 3 sind einige  $Q$ -Werte für verschiedene Strahlenarten zusammengetragen.

Strahlenart	Qualitätsfaktor
Röntgenstrahlung	1
$\gamma$ -Strahlung	1
$\beta$ -Strahlung	1
$\alpha$ -Strahlung	10
Protonen-Strahlung	10
Schwere Rückstoßkerne	20
schnelle Neutronen	10
thermische Neutronen	3

Tab. 3: Qualitätsfaktoren zur Berechnung der Äquivalentdosis aus der Energiedosis

Auch hier, wie schon bei der Einheit Becquerel für die Aktivität, ist es angebracht, eine einprägsame Vorstellung von der Einheit Sievert entstehen zu lassen. 1 Sv ist eine recht große Dosis. Nur ein Zwanzigstel davon ist als jährliche Ganzkörper-

dosis für beruflich strahlenexponierte Personen zugelassen. Eine kurzzeitige Ganzkörperbestrahlung von einigen Sv führt mit hoher Wahrscheinlichkeit zum Tod. Der natürliche Strahlungspegel liegt zwischen etwa 0,05 und 0,2  $\mu\text{Sv/h}$ . Er führt zu einer gesamten Dosis von etwa 0,1 Sv während eines Menschenlebens.

Analog zur Äquivalentdosis gilt für die Äquivalentdosisleistung:

$$1 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{s}) = 1 \text{ W}/\text{kg} = 1 \text{ Sv}/\text{s} = 100 \text{ rem}/\text{s}$$

#### 5.4. Tabelle zum Strahlenschutz mit Umrechnungsfaktoren

Messgrösse		SI-Einheit		alte Einheit	
Name	Bezeichnung	Name	Dimension	Einheit	Größe
Aktivität	Ereignisse/Zeit	Becquerel (Bq)	$\text{s}^{-1}$	Curie (Ci)	$3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$
Energiedosis	Energie/Masse	Gray (Gy)	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	Rad (rd)	$0,01 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} = 100 \text{ erg}/\text{g}$
Äquivalentdosis	Energie/Masse	Sievert (Sv)	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	Rem (rem)	$0,01 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} = 100 \text{ erg}/\text{g}$
Ionendosis	Ladung/Masse	-	$\text{C} \cdot \text{kg}^{-1}$	Röntgen (R)	$2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} \quad 1 \text{ rd} = 0,01 \text{ Gy} \quad 1 \text{ rem} = 0,01 \text{ Sv} \quad 1 \text{ R} = 0,0087 \text{ Gy}$$

$$1 \text{ Bq} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ Ci} \quad 1 \text{ Gy} = 100 \text{ rd} \quad 1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem} \quad 1 \text{ R} = 0,01 \text{ Sv}$$