

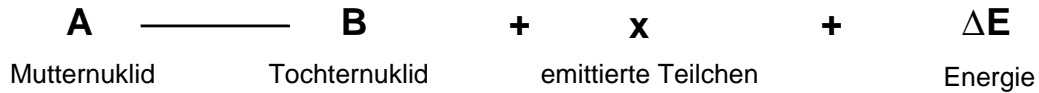
## $\gamma$ -Spektrometrie mit Szintillations- und Halbleiterdetektoren

### INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Radioaktiver Zerfall	2
2. $\gamma$ -Strahlung	2
3. Wechselwirkung der $\gamma$ -Strahlung mit Materie	3
3.1. Photoeffekt	3
3.2. Comptoneffekt	6
3.3. Paarbildungseffekt	9
4. Nachweis von $\gamma$ -Strahlung mittels energieauflösenden Feststoff-Detektoren	12
4.1. NaI(Tl)-Einkristall Szintillationsdetektor	13
4.2. Germanium-Halbleiterdetektor	14
4.3. Vergleich der Energieauflösung von Halbleiter- und Szintillationsdetektoren	15

## 1. Radioaktiver Zerfall

Ein Nuklid ist stabil gegen radioaktiven Zerfall, wenn seine Masse kleiner ist als die Summe der Massen aller bei einem möglichen Zerfall auftretenden Produkte.



Die beim radioaktiven Zerfall insgesamt freigesetzte Energie bezeichnet man als Q-Wert. Diese ergibt sich aus dem Massenunterschied zwischen Edukt und Produkten im Grundzustand:

$$Q = \Delta m \cdot c^2 = (m_A - m_B - m_x) c^2$$

Der Q-Wert ist nicht identisch mit der Energie der beim Zerfall emittierten Teilchen oder Quanten, da er auch noch die dem Tochternuklid übertragene Rückstoßenergie und allenfalls dessen Anregungsenergie enthält. Je nach Art des emittierten Teilchens unterscheidet man folgende radioaktive Zerfallsarten:

- a)  $\alpha$ -Zerfall (siehe P10)
- b)  $\beta$ -Zerfall (siehe P05)
- c)  $\gamma$ -Zerfall
- d) Spontanspaltung (siehe P21)

Daneben existieren noch einige andere Zerfallsarten, die hier nicht behandelt werden, da sie eher exotischen Charakter haben.

## 2. $\gamma$ -Strahlung

Die  $\gamma$ -Strahlung ist sehr kurzwellige elektromagnetische Strahlung. Man kann sie als Partikelstrahlung verstehen oder als Wellenphänomen. Beide Betrachtungsweisen sind gleichwertig. Bei der Entstehung und Absorption der Strahlung macht sich vor allem der Partikelcharakter bemerkbar, während bei der Ausbreitung der Wellencharakter zum Tragen kommt. Die Strahlung tritt in Form einzelner Energiequanten (Photonen) auf,

$$E = h \cdot \nu \quad (3)$$

wobei  $\nu$  die Frequenz und  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum ist. Letzteres hat den numerischen Wert

$$h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$$

$$h = 4,1358 \cdot 10^{-15} \text{ eV s}$$

Energien werden in der Radiochemie meist in eV angegeben. Photonen bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit. Sie haben keine Ruhemasse. Ihre Masse ist nach Einstein:

$$m = \frac{E}{c^2} \quad (4)$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ( $2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ) ist. Im Zusammenhang mit der Radioaktivität entsteht die  $\gamma$ -Strahlung beim Übergang eines angeregten Atomkerns in einen niedrigeren Energiezustand. Der Übergang zum Grundzustand kann in einer oder in mehreren Stufen erfolgen. Wenn die mittlere Lebensdauer eines angeregten Zustands nicht allzu kurz ist, nennt man ihn metastabil. Für ihn kann man eine Zerfallskonstante angeben. Die metastabilen Zustände sind aber ihrerseits das Produkt eines primären radioaktiven Ereignisses. In diesem Sinn gibt es keinen reinen  $\gamma$ -Zerfall.

### 3. Wechselwirkung der $\gamma$ -Strahlung mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen der Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlen mit Atomen beruht auf den Kräften, die ihr magnetisches und elektrisches Feld auf die geladenen Bausteine der Atome ausüben. Bei leichten Atomarten überwiegt bei Photonenenergien unterhalb etwa 10 MeV die Wirkung auf die Hüllenelektronen. Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse sind der Photoeffekt, der Comptoneffekt und der Paarbildungseffekt, deren Häufigkeit durch den Wirkungsquerschnitt der Atome für die genannten Prozesse beschrieben wird.

#### 3.1. Photoeffekt

Der Photoeffekt tritt bei der Wechselwirkung von Photonen mit der Elektronenhülle eines Atoms des Bremsmaterials auf. Dabei wird das Photon absorbiert und seine Energie auf ein Elektron übertragen. Das Elektron kann innerhalb der Elektronenhülle auf einen gebundenen Zustand höherer Energie gehoben werden, oder, falls die Photonenenergie  $E_\gamma$  größer als die Bindungsenergie  $E_B$  des

Elektrons ist, aus der Elektronenhülle herausgeschlagen werden. Das Atom wird dadurch ionisiert. Die kinetische Energie des herausgeschlagenen Elektrons, das Photoelektron genannt wird, ist nach dem Energiesatz:

$$E_{\text{kin}} = h \nu - E_B \quad (5)$$

Photoelektronen können aus der K- und L-Schale eines Atoms emittiert werden.

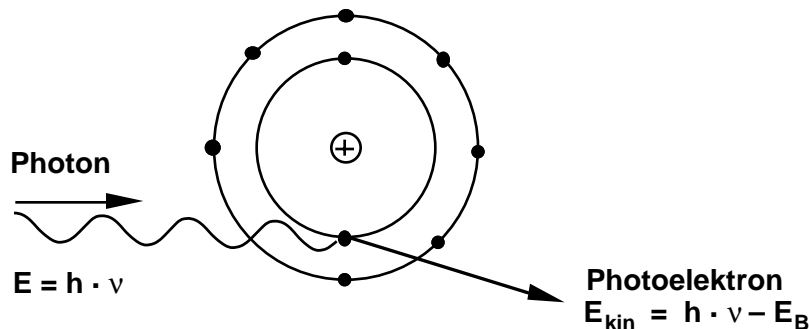


Fig. 1: Photoeffekt

Fig. 1 zeigt eine schematische Darstellung des Photoeffektes. Das Photon ist nach dem Prozess nicht mehr vorhanden. Sein Impuls wird gemäß dem Erhaltungssatz auf das Photoelektron und zu einem kleinen Teil auf das ionisierte Atom übertragen. Fig. 2 veranschaulicht das in Form eines Vektordiagrammes.

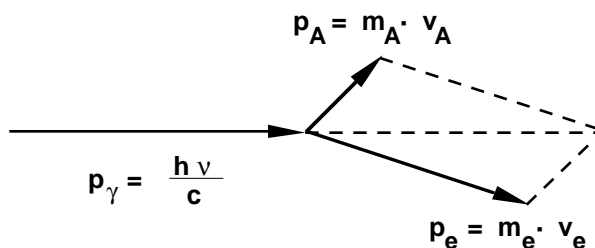


Fig. 2: Impulserhaltung beim Photoeffekt

Der Impuls  $p_e$  des Photoelektrons und der Impuls  $p_A$  des ionisierten Atoms ergeben als Resultierende einen Impuls von gleicher Richtung und Größe des Photonenimpulses  $p_\gamma$ . Die Beträge der beiden Impulsanteile für Elektron und Restatom sind vergleichbar groß. Jedoch ist die Photoelektronenmasse  $m_e$  viele tausend Mal kleiner als die Atommasse  $m_A$ . Daher ist die Photoelektronengeschwindigkeit  $v_e$  viele tausend Mal größer als die Geschwindigkeit  $v_A$ , die das Restatom beim Photoeffekt erhält. Die kinetische Energie ist aber proportional dem Quadrat der Teilchen-

geschwindigkeit  $E_{\text{kin}} = (m/2) \cdot v^2$ . Deshalb ist die an das Restatom übertragene kinetische Energie vernachlässigbar klein.

Die Bindungsenergie  $E_B$  eines Hüllenelektrons wird mit zunehmender Kernladungszahl  $Z$  und mit zunehmender Nähe zum Kern größer. Elektronen der K-Schale sind am stärksten gebunden. Impulsübertragung an Elektron und Kern durch das Photon kann um so besser erfolgen, je näher beim Kern die Reaktion erfolgt und je größer die Ordnungszahl des Kerns ist. Entscheidend ist die Größe des elektrischen Feldgradienten. Je loser ein Elektron daher an den Kern gebunden ist, um so unwahrscheinlicher ist für eine vorgegebene  $\gamma$ -Energie der Photoeffekt. Demzufolge erfolgt er bevorzugt an den K-Elektronen, und zwar in etwa 80 % aller Fälle, die restlichen 20 % entfallen auf die L-Elektronen.

Nach der Loslösung des Elektrons aus dem Verband der Elektronenschalen wird der freigewordene Platz durch Elektronen der weiter außen liegenden Schalen besetzt. Die Energiedifferenz der Bindungsenergien wird als Röntgenstrahlung frei. Diese Strahlung heißt charakteristische Eigenstrahlung oder Fluoreszenz-Röntgenstrahlung.

### 3.1.1. Photoabsorptionskoeffizient

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Photoeffektes ist der Photoabsorptionskoeffizient  $\tau$  des absorbierenden Materials. Er ist definiert als der Bruchteil  $N_\tau$  der gesamten Photonenzahl  $N$ , der in diesem Stoff innerhalb der Weglänge  $ds$  in den Elektronenhüllen der durchquerten Atome durch Photoeffekt absorbiert wird:

$$\tau = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN_\tau}{ds} \quad (6)$$

### 3.1.2. Massen-Photoabsorptionskoeffizient

Der Massen-Photoabsorptionskoeffizient  $\tau/\rho$  eines Stoffes ist der Quotient aus dem Photoabsorptionskoeffizienten  $\tau$  und der Dichte dieses Stoffes. Diese Kenngröße ist weitgehend unanhängig von der Art des Materials. Sie hat die Einheit einer Fläche pro Masse. Trägt man  $\tau/\rho$  über der Photonenenergie auf, so erhält man ein scharfes Maximum bei der Bindungsenergie  $E_K$  der K-Elektronen. Mit zunehmender Photonenenergie nimmt die Wahrscheinlichkeit des Photoeffektes ab, denn je größer die Photonenenergie im Vergleich zu  $E_K$  wird, umso loser erscheinen die K-Elektronen an den Kern gebunden, umso unwahrscheinlicher wird der Photoeffekt. Unterschreitet die Photonenenergie die Bindungsenergie  $E_K$ , fällt die  $\tau/\rho$ -Kurve steil

ab. Die entstehende Kante nennt man K-Kante. Danach steigt die Kurve wieder an, um bei der Bindungsenergie  $E_L$  der L-Elektronen nach Maximalwerten erneut abzufallen. So kommt ein "Sägezahnverlauf" zustande (Fig. 3).

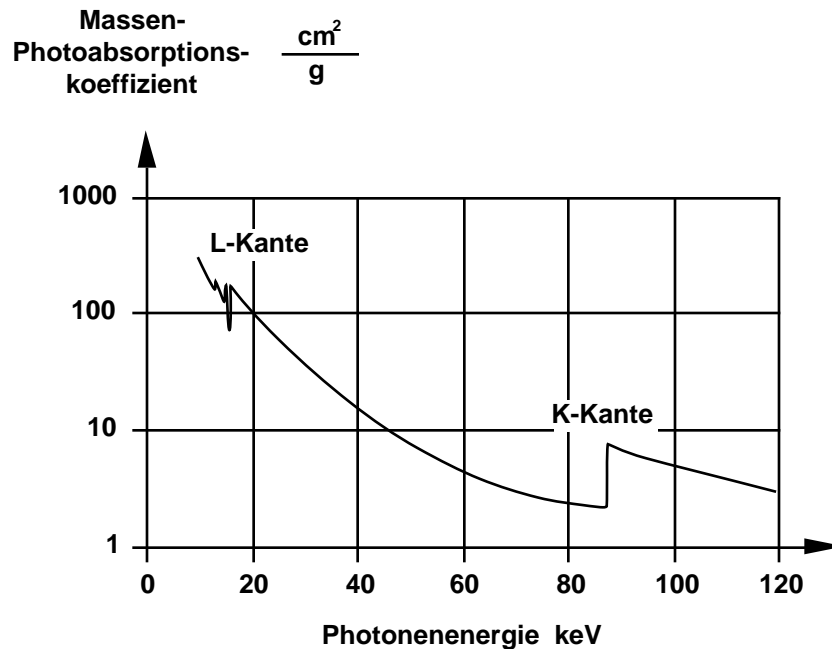


Fig. 3: Massen-Photoabsorptionskoeffizient  $\tau/\rho$  für Blei

Für  $E > E_K$  gilt:

$$\frac{\tau}{\rho} \approx Z^5 \cdot E^{-3/5} \quad (7)$$

Die Lage der K-Kanten ist angenähert bestimmt durch:

$$E_K = (Z-1)^2 \cdot 13,5 \text{ eV} \quad (8)$$

Für Blei ( $Z = 82$ ) ergibt sich:  $E_K (\text{Pb}) = 81^2 \cdot 13,5 \text{ eV} = 89 \text{ keV}$

Für Aluminium ( $Z = 13$ ) erhält man:  $E_K (\text{Al}) = 12^2 \cdot 13,5 \text{ eV} = 1,94 \text{ keV}$

### 3.2. Comptoneffekt

Ein weiterer Effekt der Wechselwirkung von Photonen mit Hüllenelektronen des Absorbermaterials ist der Comptoneffekt. Er tritt auf, wenn die Photonenenergie groß ist gegenüber der Bindungsenergie der Elektronen. Ein Photon übergibt einen

Teil seiner Energie an ein Elektron und wird selbst gestreut. Fig. 4 veranschaulicht den Comptoneffekt.

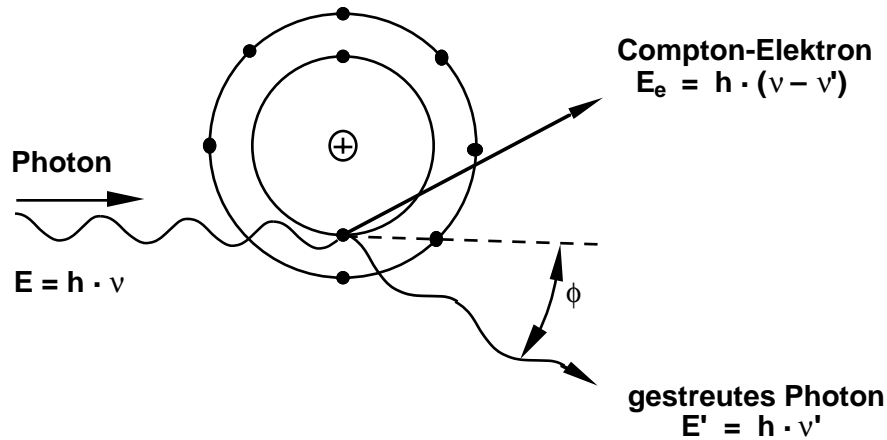


Fig. 4: Comptoneffekt

Es sei  $h\nu$  die Photonenenergie vor dem Stoß. Das gestreute Photon habe die Energie  $h\nu'$ . Dabei ist  $h\nu'$  kleiner als  $h\nu$ . Nach dem Energiesatz gilt dann für die kinetische Energie des Comptonelektrons:

$$E_{\text{kin}} = h\nu - h\nu' = h \Delta\nu \quad (9)$$

Auch hierbei wird der Impulssatz erfüllt. Fig. 5 zeigt analog zu Fig. 2 das Impulsdiagramm des Comptoneffektes.

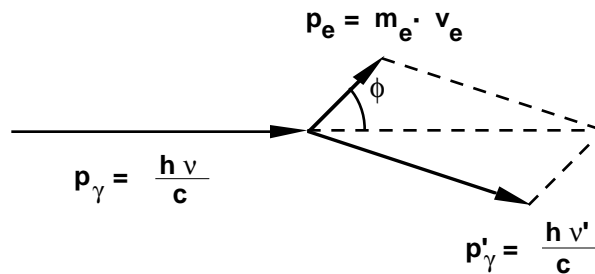


Fig. 5: Impulserhaltung beim Comptoneffekt

Gemäß der Gleichung  $\nu = c/\lambda$  ergibt die geringere Frequenz  $\nu$  des um den Winkel  $\phi$  gestreuten Photons eine größere Wellenlänge. Es sei  $\lambda = c/\nu$  die Wellenlänge des Photons vor dem Stoß,  $\lambda'$  die Wellenlänge des gestreuten Photons. Die Differenz der Wellenlängen beider Photonen kann man mithilfe des Energie- und Impulssatzes berechnen:

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \phi) \quad (10)$$

$$\lambda_C = \frac{h}{m_0 c} \quad (11)$$

Die Ruhemasse des Elektrons  $m_0$  beträgt  $9,109 \cdot 10^{-31}$  kg. Die Größe  $\lambda_C$  hat die Dimension einer Länge und wird Comptonwellenlänge genannt.

Wir betrachten jetzt drei Spezialfälle der Gl. (10):

$\phi = 0^\circ$  hierbei ist  $\cos \phi = 1$  und damit wird  $\Delta\lambda = 0$ . Ein ungestreutes Photon verliert keine Energie.

$\phi = 90^\circ$  hierbei ist  $\cos \phi = 0$  und  $\Delta\lambda = \lambda_C = 2,42$  pm

$\phi = 180^\circ$  hierbei ist  $\cos \phi = -1$  und  $\Delta\lambda = 2\lambda_C = 4,84$  pm

Die Wellenlängenverschiebung hängt nur vom Streuwinkel  $\phi$  ab und wächst mit dem Streuwinkel. Die Energie des gestreuten Photons beträgt:

$$E' = h \nu' = \frac{h \nu}{1 + \frac{h \nu}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (11a)$$

Hochenergetische Photonen verlieren bei der Comptonstreuung einen größeren Anteil ihrer Energie als niederenergetische.

### 3.2.1. Comptonstreckoeffizient

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Comptoneffektes ist der Comptonstreckoeffizient  $\sigma$  des absorbierenden Materials. Er ist definiert als der Bruchteil  $N_\sigma$  der gesamten Photonzahl  $N$ , der in diesem Stoff innerhalb der Weglänge  $ds$  in den Elektronenhüllen der durchquerten Atome durch Comptoneffekt gestreut wird:

$$\sigma = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN_\sigma}{ds} \quad (12)$$



### 3.2.2. Massen-Comptonstreuoeffizient

Der Massen-Comptonstreuoeffizient  $\sigma/\rho$  eines Stoffes ist der Quotient aus dem Comptonstreuoeffizient  $\sigma$  und der Dichte dieses Stoffes. Diese Kenngröße ist weitgehend unanhängig von der Art des Materials. Sie hat die Einheit einer Fläche pro Masse.

Der Comptoneffekt ist der wichtigste Mechanismus zur Übertragung von Photonenenergie auf absorbierendes Material. Da er vorwiegend bei Energien stattfindet, für die die Bindungsenergien der Hüllenelektronen vernachlässigbar klein gegenüber den Photonenenergien sind, können die Elektronen als quasi frei betrachtet werden. Jedes Elektron des Wechselwirkungsmaterials stellt ein Streuzentrum dar. Die Gesamtwahrscheinlichkeit des Comptoneffektes für eine vorgegebene Anzahl von Atomen ist deshalb proportional der Anzahl der insgesamt vorhandenen Hüllenelektronen und damit proportional der Kernladungszahl  $Z$ . In grober Näherung gilt:

$$\frac{\sigma}{\rho} \approx Z \cdot E^{-1/2} \quad (13)$$

### 3.3. Paarbildungseffekt

Wenn ein Photon eine größere Energie hat als den doppelten Ruheenergiebetrag des Elektrons, d. h. wenn nach der Einsteinschen Beziehung:  $E > 2m_0c^2 = 1.022$  MeV ist, kann das Photon im elektrischen Feld der Atomkerne in ein Elektron-Positron-Paar ( $e^- + e^+$ ) umgewandelt werden. Nur die überschüssige Energie des Photons wird in kinetische Energie der beiden Partner umgewandelt. Das Photon wird also vollständig vernichtet.

$$E_{\text{kin}}^- + E_{\text{kin}}^+ = h\nu - 2m_0c^2 \quad (14)$$

Man nennt diesen Prozeß Paarbildung. Er ist die Umkehrung des Zerstrahlungsprozesses bei Positronen (vgl. P05). Fig. 6 veranschaulicht den Paarbildungseffekt. Das bei der Paarbildung erzeugte Positron verliert zuerst seine kinetische Energie durch Bildung von Ionenpaaren längs seines Weges. Dann zerstrahlt es zusammen mit einem Elektron unter Emission zweier Photonen von je 511 keV in einem Winkel von  $180^\circ$ . Die Gesamtenergie beider Photonen entspricht im wesentlichen der Ruheenergie beider zerstrahlten Teilchen, da deren kinetische Energie und die Bindungsenergie des Elektrons vernachlässigt werden können.

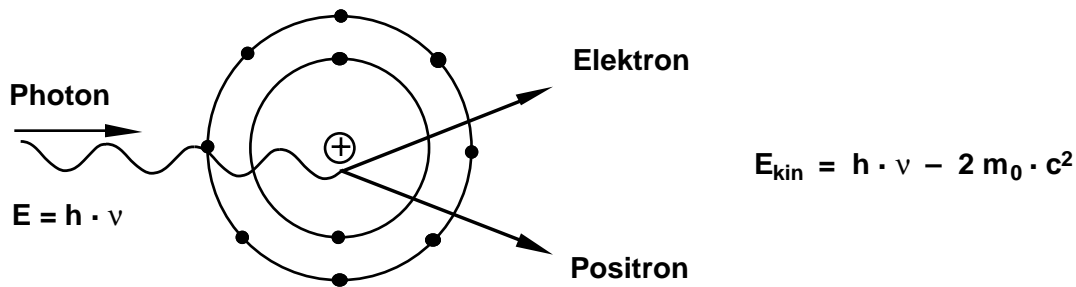


Fig. 6: Paarbildungseffekt

### 3.3.1. Paarbildungskoeffizient

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Paarbildungseffekts ist der Paarbildungskoeffizient  $\chi$  des absorbierenden Materials. Er ist definiert als der Bruchteil  $N_\sigma$  der gesamten Photonenzahl  $N$ , der in diesem Stoff innerhalb der Weglänge  $ds$  durch Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren absorbiert wird:

$$\chi = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN_\chi}{ds} \quad (15)$$

Für  $\gamma$ -Energien  $E < 1,022 \text{ MeV}$  ist Paarbildung nicht möglich, also gilt  $\chi = 0$  für  $E < 1,022 \text{ MeV}$ .

### 3.3.1. Massen-Paarbildungskoeffizient

Der Massen-Paarbildungskoeffizient  $\chi/\rho$  eines Stoffes ist der Quotient aus dem Paarbildungskoeffizient  $\chi$  und der Dichte dieses Stoffes. Diese Kenngröße ist weitgehend unanständig von der Art des Materials. Sie hat die Einheit einer Fläche pro Masse. Es gilt für nicht zu große Photonenenergien in grober Näherung:

$$\frac{\chi}{\rho} \approx Z^2 \ln(h\nu_0 - 2 m_0 c^2) \quad (16)$$

### 3.4. Gesamtabsorptionskoeffizient für $\gamma$ -Strahlung

Beim Durchgang von Photonen durch Materie überlagern sich der Photoeffekt, der Comptoneffekt und der Paarbildungseffekt. Bei kleineren  $\gamma$ -Energien dominiert der Photoeffekt, bei mittleren der Comptoneffekt, bei großen die Paarbildung. Außerdem besteht eine starke Abhängigkeit von der Kernladung  $Z$  des absorbierenden Materials. Die Wahrscheinlichkeit des Photoeffektes ist nach Gl. (7) proportional zu

$Z^5$ , die des Comptoneffektes nach Gl. (13) proportional zu  $Z$ , die des Paarbildungseffektes nach Gl. (16) proportional zu  $Z^2$ . Daraus ergibt sich der in Fig. 7 dargestellte Wirkungsbereich der einzelnen Effekte.

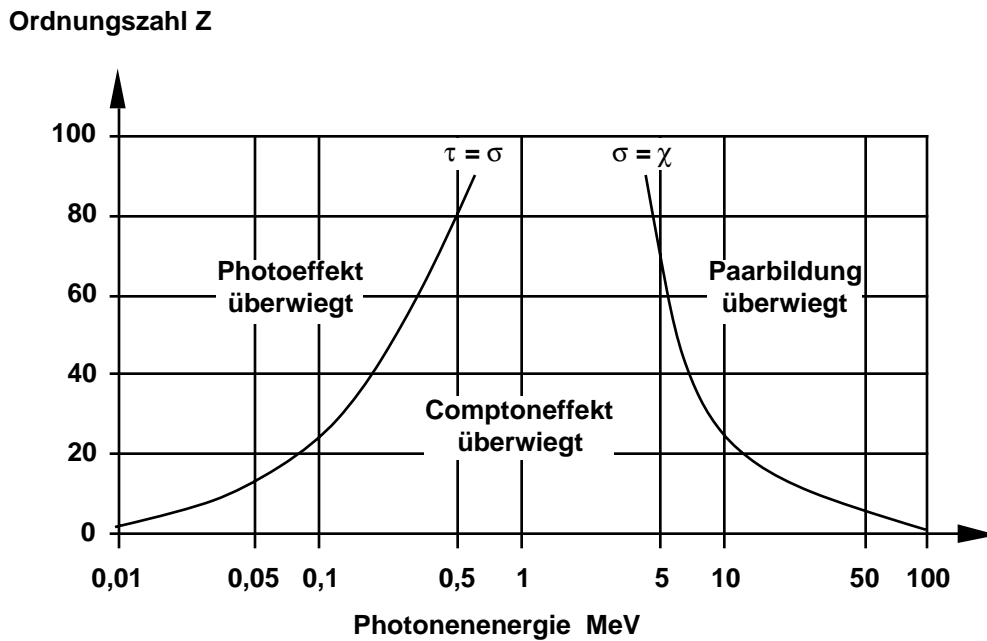


Fig. 7: Wirkungsbereiche der drei Effekte

Der Gesamtabsorptionskoeffizient  $\mu$  lässt sich darstellen als Summe der partiellen Absorptionskoeffizienten infolge des Photoeffektes  $\mu_{\text{ph}}$ , des Comptoneffektes  $\mu_{\text{C}}$  und der Paarbildung  $\mu_{\text{p}}$ :

$$\mu = \mu_{\text{ph}} + \mu_{\text{C}} + \mu_{\text{p}} \quad (17)$$

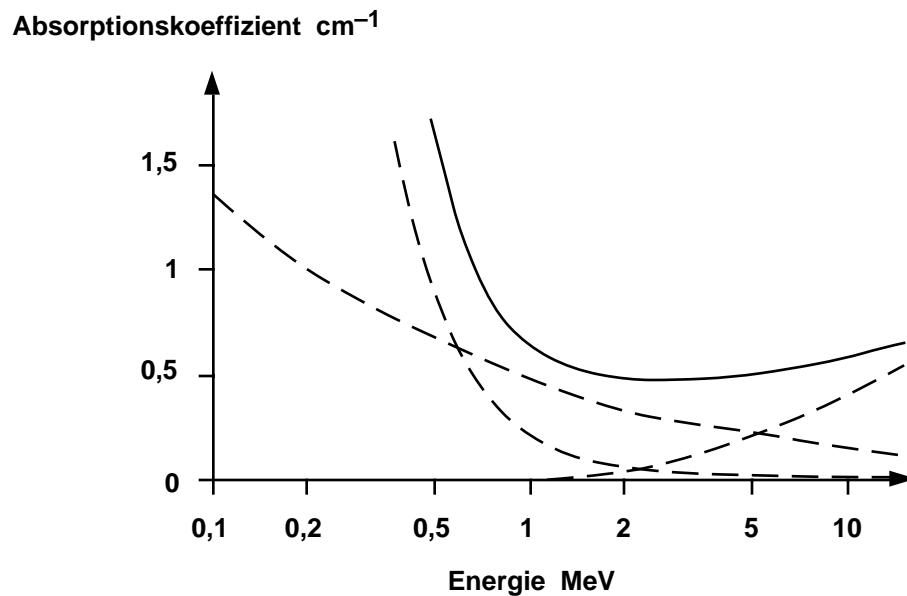


Fig. 8: Absorptionskoeffizienten für  $\gamma$ -Strahlung in Blei

Die Beiträge dieser einzelnen Effekte zum Gesamtabsorptionskoeffizienten  $\mu$  der  $\gamma$ -Strahlung in Blei sind aus Fig. 8 ersichtlich. Der starke Anstieg des Absorptionskoeffizienten bei höheren  $\gamma$ -Energien auf Grund der Paarbildung bewirkt das Wiederansteigen der Kurve in Fig. 8.

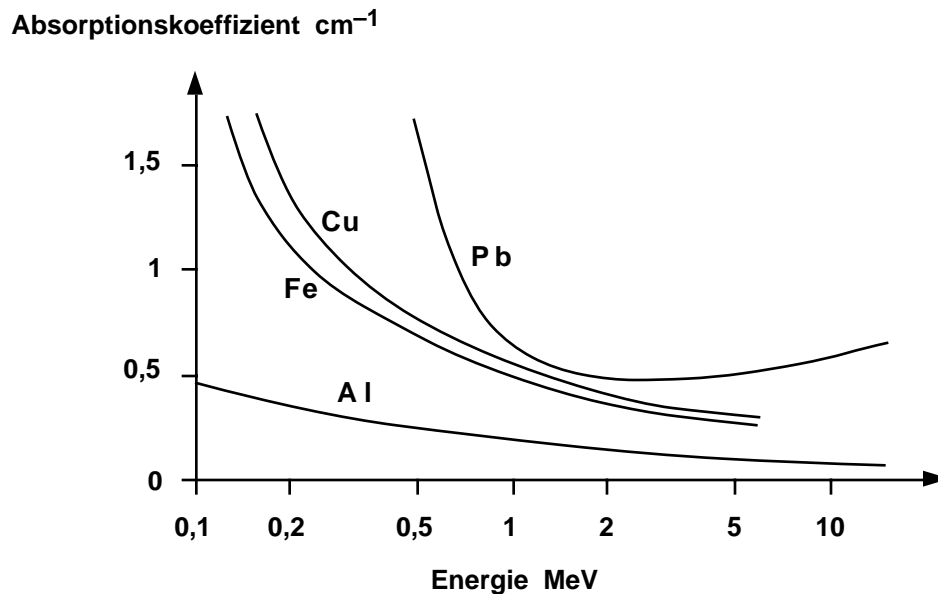


Fig. 9: Gesamtabsorptionskoeffizient für  $\gamma$ -Strahlung in verschiedenen Stoffen

In Fig. 9 ist der Gesamtabsorptionskoeffizient der  $\gamma$ -Strahlung in verschiedenen Stoffen als Funktion der Energie aufgezeichnet. Der starke Einfluß der Kernladungszahl  $Z$  tritt in dieser Abbildung deutlich hervor, insbesondere der Rückgang des Anteils der Paarbildung in Absorbieren mit kleiner Kernladungszahl.

#### 4. Nachweis von $\gamma$ -Strahlung mittels energieauflösenden Feststoff-Detektoren

Zur Energiebestimmung der  $\gamma$ -Strahlung in Feststoffdetektoren macht man sich die Wechselwerkeigenschaften der  $\gamma$ -Quanten mit Materie zunutze. Die Methode zur Messung und Identifizierung von Radionukliden ist die  $\gamma$ -Spektrometrie mit Hilfe von Halbleiterdetektoren oder Szintillationszählern unter Verwendung von Vielkanalanalysatoren.

Hierbei erhält man sofort das gesamte Spektrum, verteilt auf eine bestimmte Zahl von Kanälen. Bei einer Kalibrierung mit  $\gamma$ -Strahlung bekannter Energie können die Energiewerte sehr genau abgelesen werden. Charakteristisch für die  $\gamma$ -Spektren sind die "Photopeaks"; denn nur beim Photoeffekt wird die gesamte Energie der  $\gamma$ -

Quanten in einem Schritt abgegeben. Das "Compton-Kontinuum", das bei niedriger Energie beobachtet wird, beruht auf dem Comptoneffekt.

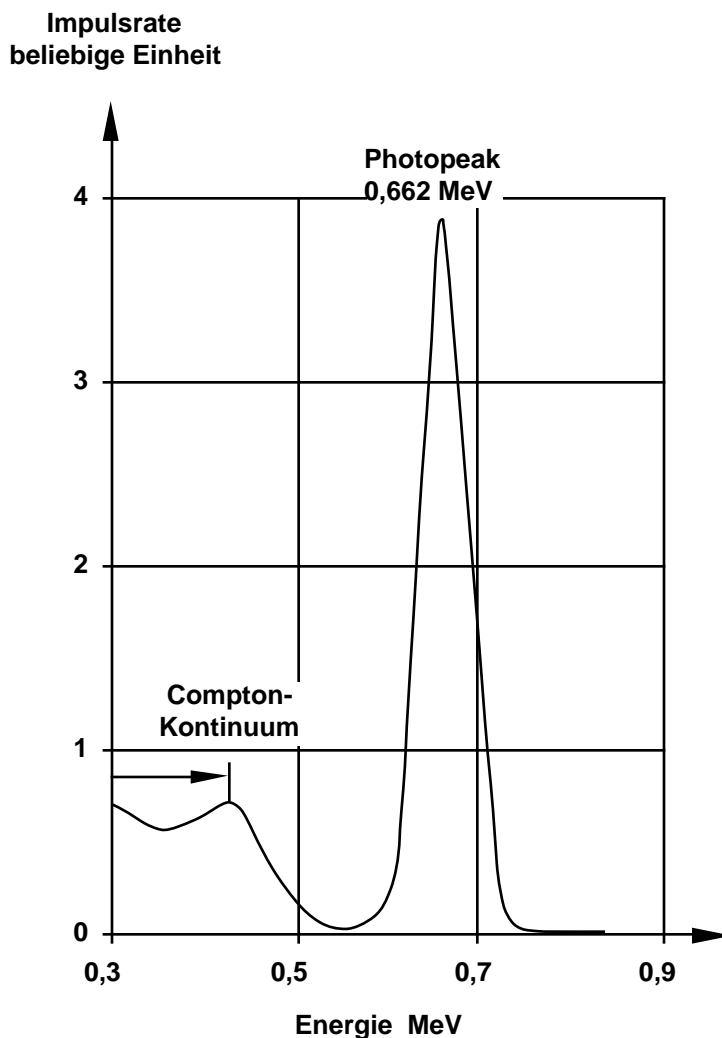


Fig. 10:  $\gamma$ -Spektrum von  $^{137}\text{Cs}$

Fig. 10 zeigt das  $\gamma$ -Spektrum des  $^{137}\text{Cs}$  (aufgenommen mit einem NaI-Kristall). Eigentlich ist  $^{137}\text{Cs}$  ein reiner  $\beta$ -Strahler. Die  $\gamma$ -Quanten stammen aus der isomeren Umwandlung der kurzlebigen Tochter  $^{137\text{m}}\text{Ba}$  (vgl. P25).

#### 4.1. NaI(Tl)-Einkristall Szintillationsdetektor

Die wesentlichen Bestandteile eines Szintillationsdetektors sind in Fig. 11 schematisch dargestellt.

Im Kristall wird die  $\gamma$ -Strahlung mittels Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung durch Wechselwirkung mit den schweren Jod-Atomen ( $Z = 53$ ) in freie Elektronen umgewandelt, die dann ihre kinetische Energie an das Ionengitter des NaI-Kristalls

als Anregungsenergie abgeben. Einzelne Na-Atome im Gitter sind durch Tl-Atome ersetzt worden (Dotierung mit Tl-Atomen). Diese Thalliumatome haben die Funktion eines Szintillators. Sie nehmen die Anregungsenergie des Gitters auf und geben sie ohne nennenswerte Verzögerung als Licht ab. Die Lichtquanten lösen in der Photokathode Elektronen aus, die in der Photomultiplier-Röhre in mehreren Stufen verstärkt werden (Verstärkungsfaktor  $10^5$  bis  $10^6$ ), so daß ein meßbarer Impuls entsteht. Dieser ist der Zahl der primär erzeugten Lichtquanten und damit der Energie der Strahlung proportional. Somit läßt sich durch Verwendung eines Vielkanalanalysators eine energieauflösende  $\gamma$ -Spektrometrie durchführen (vgl. Fig. 10).

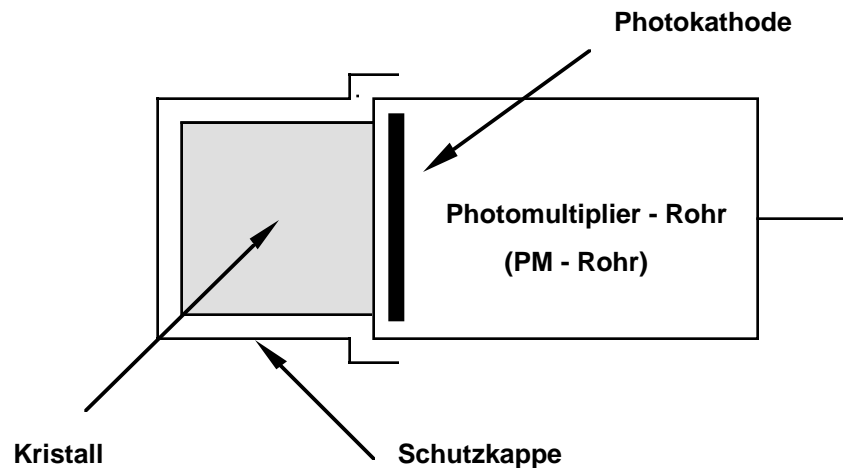


Fig. 11: Szintillationsdetektor (schematisch)

## 4.2. Germanium-Halbleiterdetektor

Man kann einen Halbleiterdetektor sehr summarisch als eine Diode betrachten, die, in Sperr-Richtung geschaltet, unter Wirkung der ionisierenden Strahlung leitend wird. Ein Ausgangspunkt für die Untersuchung der Funktionsweise eines Halbleiterdetektors ist das Energiebändermodell zur Deutung der elektrischen Leitfähigkeit der Festkörper.

### 4.2.1. Leiter, Halbleiter und Nichtleiter

Ein metallischer Leiter ist dadurch gekennzeichnet, daß sich Valenz- und Leitungsband teilweise überlagern (Fig. 12a). Bei Nichtleitern (Isolatoren) sind Valenz- und Leitungsband durch eine breite "verbotene" Energiezone (Gap) getrennt (Fig. 12c). Diese Zone ist so groß, daß es von Elektronen ohne besondere, starke Anregung nicht überschritten werden kann.

Bei den sogenannten Halbleitern ist das Valenzband vom Leitungsband durch eine sehr schmale Zone getrennt (Fig. 12b). Bei Zimmertemperatur ist nun die thermische Energie der Elektronen zu klein, um eine Anregung zum Leitungsband zu ermöglichen. Erhöht man jedoch die Temperatur, so werden einige Elektronen im Valenzband die relativ schmale Zone überschreiten und ins Leitungsband übergehen können. Dadurch werden aber gleichzeitig im Valenzband einige Energieniveaus frei, sodaß eine gewisse Beweglichkeit der Elektronen möglich wird. Beim Anlegen einer elektrischen Spannung wird eine Leitfähigkeit feststellbar, die mit zunehmender Temperatur stark wächst.

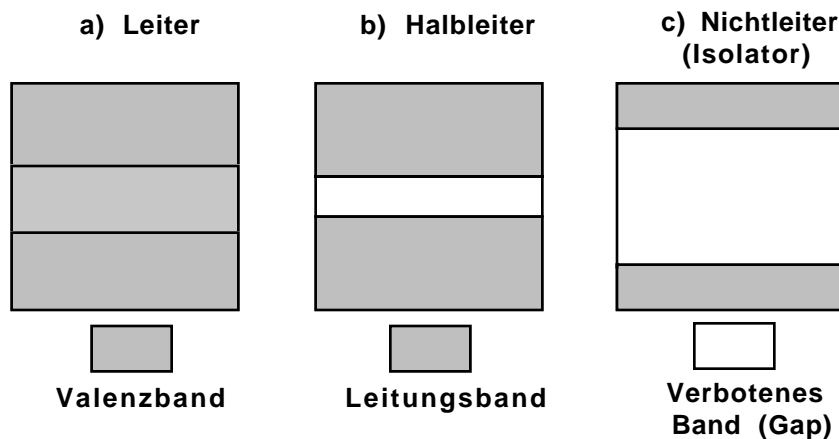


Fig. 12: Schematische Energiebänderdiagramme

#### 4.2.2. Funktionsweise eines Halbleiterdetektors

Die Funktionsweise eines Halbleiterdetektors ist ähnlich der einer Ionisationskammer oder der eines Proportionalzählers. Auch hier dient die Gesamtzahl der von der Primärstrahlung erzeugten Ladungsträger zur Messung dieser Strahlung. Als Detektorvolumen wird ein Reinstgermanium-Halbleiterkristall (Reinheit: >99,999 %) verwendet, der sich zwischen zwei Elektroden befindet, an die eine Hochspannung angelegt wird (ca. 3 kV). Außerdem wird der Halbleiterkristall über einen Kühlfinger bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs (77 K) betrieben. Ohne die Kühlung würde das Leitungsband bereits durch thermische Elektronen bevölkert. Ionisierende Strahlung schlägt gebundene Elektronen durch Wechselwirkung mit den Germaniumatomen ( $Z = 32$ ) durch Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung heraus, die somit im Kristall längs ihrer Bahn paarweise freie Elektronen und Defektelektronen (Löcher) erzeugen. Die freien Elektronen können ihrerseits wieder weitere Elektron-Loch-Paare bilden, sofern ihre Energie hinreichend groß

ist. Dieser kaskadenartige Prozeß der Energieübertragung dauert etwa 1-10 ps. Er läuft so lange, bis alle Elektronen ihre kinetische Energie so weit abgegeben haben, daß keine weiteren Ionisierungsvorgänge möglich sind. Somit hängt die Anzahl der entstandenen Elektron-Loch-Paare von der Energie der einfallenden Primärstrahlung ab. Das Ergebnis der Anregung durch die ionisierende Strahlung sind Elektronen im Leitungsband und eine äquivalente Zahl von Defektelektronen im Valenzband des Germanium-Gitters. Durch das von außen angelegte elektrische Feld zwischen den Elektroden werden die Elektronen und die Löcher getrennt und an den Elektroden gesammelt. Dort erzeugen sie einen Impuls, der am Arbeitswiderstand des Detektors als Spannungsimpuls abgegriffen wird (Fig. 13).

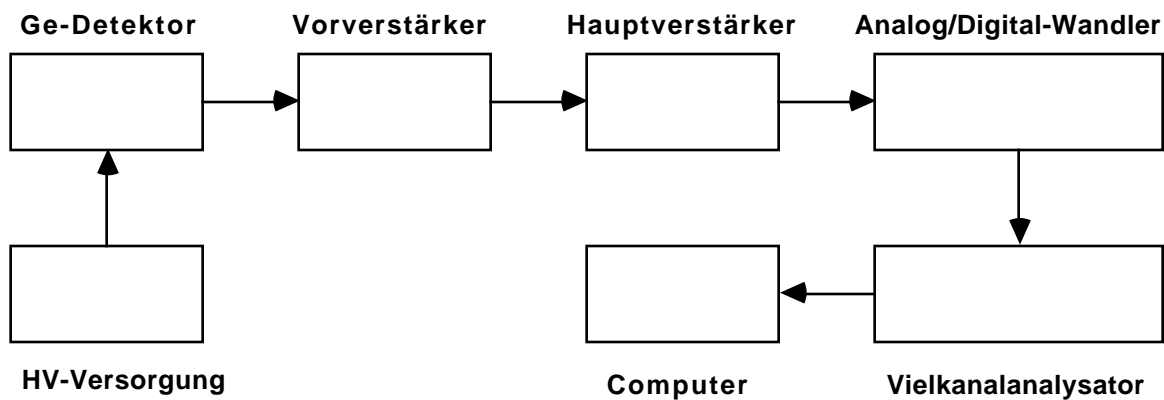


Fig. 13: Blockschaltbild für die  $\gamma$ -Spektrometrie

Die Probleme der elektronischen Verarbeitung der von den Detektoren abgegebenen Impulse können hier nicht erörtert werden. Es ist dennoch zu erwähnen, daß Halbleiterdetektoren eine relativ große, spannungsabhängige Kapazität aufweisen. Ferner erfolgt in diesen Detektoren keine Signalverstärkung, wie dies z. B. bei Szintillationszählern (Photomultiplier-Röhren) der Fall ist. Die Impulsamplituden sind durchwegs sehr klein und stellen an die angeschlossene Elektronik hohe Anforderungen: niedriger Rauschpegel, großer Verstärkungsfaktor. Ferner sollen das Zeitauflösungsvermögen und die Energie-Linearität ebenfalls sehr gut sein, um die Charakteristik des Detektors voll auszunützen.

#### 4.3. Vergleich der Energieauflösung von Halbleiter-und Szintillationsdetektoren

Halbleiterdetektoren zeichnen sich durch ein hohes Energieauflösungsvermögen aus. Fig. 14 zeigt das  $\gamma$ -Spektrum des  $^{60}\text{Co}$  aufgenommen mit einem Germaniumdetektor und NaI(Tl)-Szintillationsdetektor.



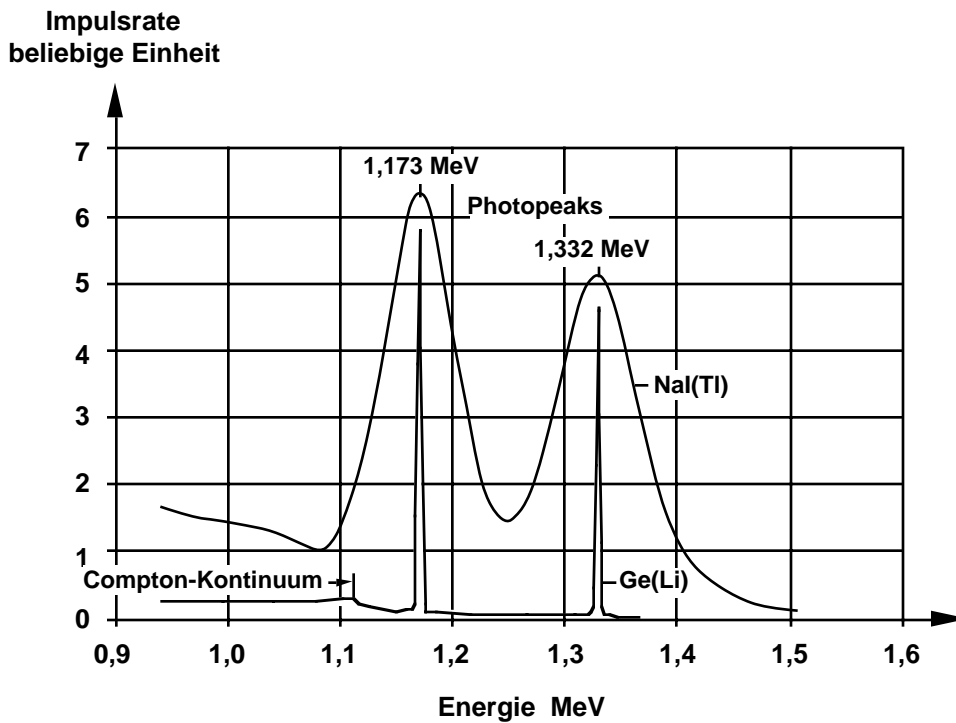


Fig. 14:  $\gamma$ -Spektren von  $^{60}\text{Co}$

Die  $\gamma$ -Spektren von Halbleiterdetektoren unterscheiden sich im allgemeinen von Szintillationsspektren durch die Schärfe ihrer Photopeaks. Hinzu kommen charakteristische Züge, wie z. B. der Spektralverlauf im Übergangsbereich zwischen Comptonkante und Photopeak. Der Grund für die bessere Auflösung eines Halbleiterdetektors wird zum einen durch das Generations-Rekombinationsrauschen bestimmt, das aber durch den Betrieb bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs (77 K) gering gehalten wird. Zum anderen kann auch Rekombination an Störstellen auftreten. Deshalb wird Wert auf hochreine Halbleiterkristalle gelegt.

Da die Gap-Energie beim Germanium nur etwa 0,67 eV beträgt, erzeugt ein  $\gamma$ -Quant in einem Halbleiterdetektor viel mehr Elektron-Loch-Paare als Photonen in einem NaI(Tl)-Szintillationskristall. Für die Ablösung eines Photoelektrons an der Photokathode des Photomultipliers (PM-Rohr) eines Szintillationszählers benötigt man mindestens 300 eV. Damit ist die um einen Faktor 50 bessere Auflösung des Halbleiterdetektors zu erklären. Statistische Schwankungen in der Höhe der Ausgangsimpulse fallen viel weniger ins Gewicht. Die Zeitauflösung liegt je nach Größe des Halbleiterkristalls im gleichen Bereich wie bei den Szintillationszählern. Bedingt durch seine hohe Auflösung erlaubt ein Halbleiterdetektor eine bessere Auswertung, vor allem von komplexeren Spektren.

## Experimenteller Teil

### 5. Einfache Energiekalibration des Germanium-Halbleiterdetektors

Mit zwei unterschiedlichen  $\gamma$ -Nukliden ( $^{137}\text{Cs}$  und  $^{22}\text{Na}$ ) wird eine Energiekalibration des Germanium-Halbleiterdetektors durchgeführt. Man bestimmt den Kanal des Vielkanalanalysators mit der höchsten Zählrate im Photopeak und ordnet diesem Kanal die Energie des Photopeaks zu.

$^{137}\text{Cs}$  liefert einen Photopeak mit der Energie von 661.62 keV.

$^{22}\text{Na}$  liefert zwei Peaks mit den Energien 511.00 keV und 1274.50 keV.

#### 5.1. Bestimmung unbekannter $\gamma$ -Nuklide

Verschiedene unbekanntes  $\gamma$ -Nuklide werden gemessen, die Kanäle mit den höchsten Zählraten der jeweiligen Photopeaks bestimmt und die daraus resultierenden Energien abgelesen und mit den Literaturdaten verglichen.

### 6. Berechnung der Radioaktivität im menschlichen Körper

### 7. Messung und Auswertung von Umweltproben

### 8. Fragen zum Protokoll

- a) Woher stammt die 511.0 keV  $\gamma$ -Linie beim  $^{22}\text{Na}$ ?
- b) Warum sinkt die Messausbeute des Germanium-Halbleiter- bzw. des NaJ(Tl)-Szintillationsdetektors mit zunehmender Energie der  $\gamma$ -Strahlung?
- c) Warum ist die Messausbeute eines NaI(Tl)-Szintillationsdetektors bei gleicher Aktivität, gleicher Meßgeometrie und gleichem Detektorvolumen größer als bei einem Germanium-Halbleiterdetektor?
- d) Beschreiben Sie kurz den Einsatzbereich beider Detektortypen.