

G. Schatz und A. Weidinger

Nukleare Festkörperphysik

Kernphysikalische Messmethoden
und ihre Anwendung

Beschreiben wir deshalb den Kern als homogen geladenes Rotationsellipsoid mit Ladung Ze und Halbachsen a und b (b in z -Richtung), so lassen wir alle Protonen an der Deformation teilnehmen. In diesem Fall ergibt sich das Quadrupolmoment unter Anwendung der Beziehung (2.13) zu

$$Q = \frac{2}{5} Z (b^2 - a^2) = \frac{4}{5} Z \bar{R}^2 \delta \quad (2.21)$$

mit $\bar{R} = (a+b)/2$ und dem Deformationsparameter $\delta = (b-a)/\bar{R}$. Typische Werte der Deformation liegen in der Größenordnung von 10 %. Außergewöhnlich große Deformationen ($\delta \approx 100\%$) wurden bei den Spaltisomeren gefunden (MET 80). Das ist zu erwarten, da sich bei der Spaltung der Kern in der Mitte einschnürt. Spaltisomere sind metastabile Kerne auf dem Weg zur Spaltung.

2.3 Der γ -Zerfall des Kerns

Atomkerne besitzen wie alle quantenmechanischen Systeme diskrete Energieniveaus mit wohldefiniertem Gesamtdrehimpuls \vec{I} und Parität π (auf geringfügige Paritätsmischungen auf Grund der Paritätsverletzung soll hier nicht eingegangen werden). Beim Übergang von einem höheren in ein niedrigeres Niveau wird häufig γ -Strahlung emittiert. Dabei gelten folgende Erhaltungssätze

$$\begin{aligned} \text{Energie:} & \quad E_i = E_f + \hbar\omega \\ \text{Drehimpuls:} & \quad \vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{l} \\ \text{Parität:} & \quad \pi_i = \pi_f \cdot \pi \end{aligned} \quad (2.22)$$

Beim Übergang vom Anfangszustand (I_i, M_i, π_i) zum Endzustand (I_f, M_f, π_f) wird ein Photon mit den Quantenzahlen (l, m, π) emittiert. Die Ausstrahlung eines Photons ist äquivalent mit der Erzeugung einer elektromagnetischen Welle der Energie $\hbar\omega$ (Abb. 2.5). Die Erhaltung des Drehimpulses und der Parität erfordert, daß die emittierte Welle ebenfalls wohldefinierten Drehimpuls und wohldefinierte Parität besitzt. Das ist aber gerade für die Multipolstrahlung der Fall. Man sucht deshalb Lösungen der Maxwell-Gleichungen ausgedrückt in Multipolfeldern, die dann bei der Strahlungsemission auftreten können.

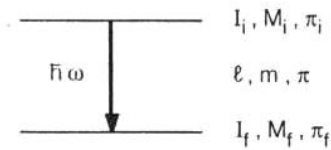


Abb. 2.5:

Schematische Darstellung eines γ -Übergangs zwischen einem Anfangszustand i und einem Endzustand f

Im quellenfreien Raum lauten die Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

wobei \vec{E} das elektrische Feld, \vec{B} die magnetische Flußdichte und c die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Die Lösungen der Maxwell-Gleichungen nach Multipolfeldern (JAC 62) haben folgende Form (unnormiert, Zeitabhängigkeit $\exp(-i\omega t)$ absepariert)

$$\begin{aligned} \vec{E}_l^m &= f_l(kr) \vec{L} Y_l^m(\theta, \phi) & \vec{E}_l^m &= i \frac{c}{k} \vec{\nabla} \times \vec{B}_l^m & (E) \\ \vec{B}_l^m &= f_l(kr) \vec{L} Y_l^m(\theta, \phi) & \vec{B}_l^m &= -i \frac{1}{kc} \vec{\nabla} \times \vec{E}_l^m & (M) \end{aligned} \quad (2.24)$$

Dabei sind die $f_l(kr)$ reine Radialfunktionen; sie entsprechen im wesentlichen sphärischen Bessel-Funktionen. $Y_l^m(\theta, \phi)$ sind die Kugelflächenfunktionen und \vec{L} ist der Drehimpulsoperator $\vec{L} = -i\hbar(\vec{r} \times \vec{\nabla})$. Manchmal benutzt man auch die Vektorkugelfunktionen

$$X_l^m(\theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \vec{L} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (2.25)$$

Die Lösungen (2.24) ergeben die gesuchten Multipolfelder und zwar für den

$$\begin{aligned} \text{elektrischen } 2^l\text{-Pol:} & \quad \text{Gleichungen (E)} \\ \text{magnetischen } 2^l\text{-Pol:} & \quad \text{Gleichungen (M).} \end{aligned}$$

Es sind die Strahlungsfelder für schwingende 2^l -Pole.

Die bisherigen Überlegungen wurden im Rahmen der klassischen Physik durchgeführt. Bei der Quantisierung ergibt sich, daß ein zur Multipolstrahlung der Ordnung l gehörendes γ -Quant den Drehimpuls vom Betrag $\sqrt{l(l+1)} \hbar$ mit der z -Komponente $m\hbar$ transportiert. Außerdem besitzen die Multipolfelder eine definierte Parität. Es gilt

$$\pi = (-1)^l \text{ für E-Strahlung} \quad \pi = (-1)^{l+1} \text{ für M-Strahlung} \quad (2.26)$$

Zusammen mit der Drehimpulsauswahlregel

$$l = I_i + I_f, I_i + I_f - 1, \dots, |I_i - I_f| \quad (2.27)$$

erhält man die in Tabelle 2.1 zusammengestellten Multipolübergänge. Dabei wurden nur die Übergänge niedrigster Ordnung angeführt.

Tab. 2.1 Multipolordnungen bei γ -Übergängen

Drehimpuls- änderung ΔI		0 kein $0 \rightarrow 0$	1	2	3
Paritäts- wechsel	ja	E1 (M2)	E1 (M2)	M2 E3	E3 (M4)
	nein	M1 E2	M1 E2	E2 (M3)	M3 E4

Bei gleicher Ordnung sind im allgemeinen magnetische gegenüber elektrischen Multipolübergängen unterdrückt, so daß $M(l+1)$ gegenüber $E(l)$ fast immer zu vernachlässigen ist. Anders verhält es sich bei $M(l)$ und $E(l+1)$, die häufig von vergleichbarer Stärke sind.

Ausstrahlcharakteristik. Aus den Lösungen der Maxwell-Gleichungen kann man die Ausstrahlcharakteristik (Winkelverteilung) der emittierten γ -Strahlung berechnen. Wir gehen dabei von der Energieflußdichte, dem Poynting-Vektor, aus

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (2.28)$$

Im Vergleich zu den Dimensionen der Quellen der Multipolfelder, d.h. zu den Kerndimensionen, befinden sich die γ -Detektoren in großer Entfernung von den Quellen, so daß wir die Lösungen für den Fernbereich einsetzen können. Dort gilt

$$\epsilon_0 |\vec{E}|^2 = \frac{1}{\mu_0} |\vec{B}|^2 \quad \text{bzw.} \quad |\vec{E}| = c |\vec{B}| \quad (2.29)$$

Außerdem stehen \vec{E} und \vec{B} senkrecht zueinander und senkrecht auf \vec{r} . Damit erhält man

$$|\vec{S}| = c \epsilon_0 |\vec{E}|^2 = \frac{c}{\mu_0} |\vec{B}|^2 \quad (2.30)$$

Aus der expliziten Form der Lösungen (2.24) folgt

$$|\vec{S}| = c \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \propto |\vec{L} Y_l^m|^2 \quad \text{für Ml-Strahlung} \quad (2.31)$$

$$|\vec{S}| = \frac{c}{\mu_0} |\vec{B}|^2 \propto |\vec{L} Y_l^m|^2 \quad \text{für El-Strahlung}$$

was bedeutet, daß elektrische und magnetische Multipolstrahlung gleicher Multipolordnung die gleiche Ausstrahlcharakteristik ergeben; sie sind also auf der Basis der Winkelverteilung der emittierten γ -Strahlung nicht zu unterscheiden. Zur Unterscheidung von El- und Ml-Strahlung bedarf es einer Polarisationsmessung. Zur Berechnung der Ausstrahlcharakteristik brauchen wir nur noch $|\vec{L} Y_l^m|^2$ berechnen. Wir gehen dazu zur sphärischen Schreibweise für \vec{L} über

$$\begin{aligned} L_+ &= L_x + i L_y & L_x &= \frac{1}{2} (L_+ + L_-) \\ L_- &= L_x - i L_y & L_y &= \frac{1}{2i} (L_+ - L_-) \\ L_z &= L_z & L_z &= L_z \end{aligned} \quad (2.32)$$

Die Anwendung der Komponenten von \vec{L} auf Y_l^m führt zu folgendem Ergebnis (LIN 84)

$$\begin{aligned}
L_+ Y_l^m &= \hbar \sqrt{(l-m)(l+m+1)} Y_l^{m+1} \\
L_- Y_l^m &= \hbar \sqrt{(l+m)(l-m+1)} Y_l^{m-1} \\
L_z Y_l^m &= \hbar m Y_l^m
\end{aligned} \quad (2.33)$$

Damit erhalten wir

$$\begin{aligned}
|\vec{L} Y_l^m|^2 &= |L_x Y_l^m|^2 + |L_y Y_l^m|^2 + |L_z Y_l^m|^2 = \\
&= \frac{1}{2} |L_+ Y_l^m|^2 + \frac{1}{2} |L_- Y_l^m|^2 + |L_z Y_l^m|^2 = \\
&= \frac{\hbar^2}{2} (l-m)(l+m+1) |Y_l^{m+1}|^2 + \\
&\quad + \frac{\hbar^2}{2} (l+m)(l-m+1) |Y_l^{m-1}|^2 + \\
&\quad + \hbar^2 m^2 |Y_l^m|^2
\end{aligned} \quad (2.34)$$

Mit Hilfe der Beziehung ($P_k(\cos\theta)$: Legendre-Polynome) (LIN 84)

$$|Y_l^m(\theta, \phi)|^2 = \sum_k \frac{2l+1}{4\pi} (2k+1) \begin{pmatrix} l & l & k \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & l & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} P_k(\cos\theta) \quad (2.35)$$

lassen sich die normierten Winkelverteilungen

$$F_{lm}(\theta) = \frac{|\vec{L} Y_l^m|^2}{\sum_m |\vec{L} Y_l^m|^2} \quad (2.36)$$

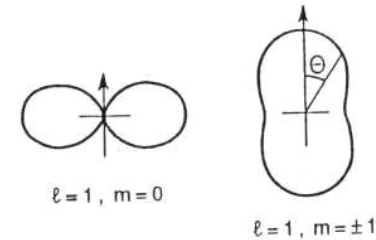
ausrechnen. Man sieht an den auftretenden $3j$ -Symbolen (siehe Anhang A1), daß folgende Beschränkungen gelten

$$k \leq 2l \text{ und } k \text{ gerade, da } \begin{pmatrix} l & l & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 0 \text{ für } k \text{ ungerade} \quad (2.37)$$

Tab. 2.2 Winkelverteilungsfunktionen $F_{lm}(\theta)$ für Dipol- und Quadrupolstrahlung

	$m = 0$	$m = \pm 1$	$m = \pm 2$
$l = 1$ (Dipol)	$\frac{1}{2} \sin^2 \theta$	$\frac{1}{4} (1 + \cos^2 \theta)$	-----
$l = 2$ (Quadrupol)	$\frac{3}{2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta$	$\frac{1}{4} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta)$	$\frac{1}{4} (1 - \cos^4 \theta)$

Dipol



Quadrupol

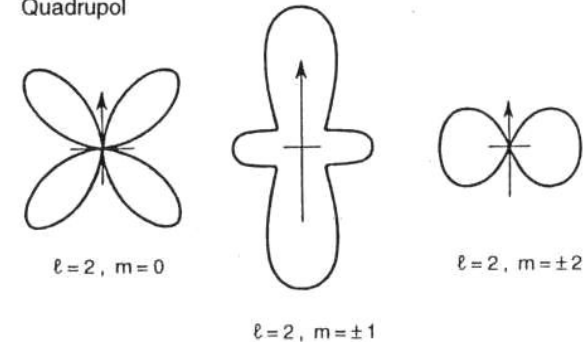


Abb. 2.6 Ausstrahlcharakteristik für reine Dipol- und Quadrupolstrahlung

In Tabelle 2.2 sind für Dipol- und Quadrupolstrahlung die Funktionen $F_{lm}(\theta)$ angegeben; in Abbildung 2.6 sind diese graphisch dargestellt.

Die Funktionen $F_{lm}(\theta)$ besitzen einige interessante Eigenschaften:

- a) $\sum_m F_{lm}(\theta) = 1$ (Isotropie für Summe über alle m)
- b) $F_{lm}(\theta) = F_{l-m}(\theta)$ (Symmetrie in m)
- c) $F_{lm}(\theta) = F_{lm}(\pi - \theta)$ (Spiegelsymmetrie um x-y-Ebene)
- d) $F_{lm}(\theta = 0^\circ) = 0$ für $m \neq \pm 1$

2.4 Nachweis von γ -Strahlung

Zum Nachweis von γ -Strahlung werden die zwei grundlegenden Prozesse bei der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie verwendet, nämlich der Photoeffekt und der Compton-Effekt. Die Paarbildung spielt bei den in der nuklearen Festkörperphysik verwendeten radioaktiven Quellen kaum eine Rolle, so daß wir sie im folgenden nicht weiter diskutieren.

Photoeffekt. Beim Photoeffekt überträgt das γ -Quant seine gesamte Energie auf ein gebundenes Elektron. Die kinetische Energie E_e des emittierten Elektrons ist dabei durch folgende Beziehung bestimmt

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (2.38)$$

Die Bindungsenergie E_B bleibt zunächst als Anregung im Atom zurück, sie wird schließlich über Auger-Elektronen oder Röntgen-Strahlung freigesetzt. Da die Abregung des Atoms praktisch unmittelbar nach dem Ionisationsprozess erfolgt und da die dabei emittierte Strahlung einen großen Absorptionswirkungsquerschnitt hat, steht auch diese Energie z.B. für einen Szintillationsprozess zur Verfügung. Für die praktische Anwendung ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Kernladungszahl Z und der Energie E_γ von Wichtigkeit. Für Photoeffekt findet man näherungsweise folgende Proportionalität

$$\sigma_{ph} \propto E_\gamma^{-7/2} \cdot Z^5 \quad (2.39)$$

Man sieht, daß der Photoeffekt besonders wichtig wird bei

- a) kleinen Photonenenergien (Licht, Röntgen-Strahlen und niederenergetischen γ -Strahlen)
- b) Materialien mit hoher Kernladungszahl Z (z.B. Jod oder Blei).

Compton-Effekt. Als Compton-Effekt bezeichnet man die elastische Streuung eines γ -Quants an einem freien Elektron. Im allgemeinen sind die Elektronen zwar in Atomen gebunden, aber zumindest bei den äußeren Elektronen eines Atoms kann die Bindungsenergie vernachlässigt werden. Man spricht dann von quasifreier Streuung.

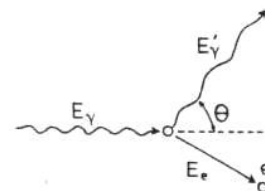


Abb. 2.7
Kinematik beim Compton-Effekt. E_γ und E'_γ bezeichnen die Photonenenergie vor und nach dem Stoß

Aus der Kinematik des elastischen Zweikörperstoßes (Abb. 2.7) ergibt sich für die Energie des gestoßenen Elektrons (EVA 55)

$$E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \right] \quad (2.40)$$

Für die Elektronen erhält man eine Energieverteilung zwischen $E_e = 0$ für $\theta = 0^\circ$ und $E_e = E_{\max}$ für $\theta = 180^\circ$, wobei gilt

$$E_{\max} = E_\gamma \frac{1}{1 + m_e c^2 / 2E_\gamma} \quad (2.41)$$

Die Energieverteilung der Elektronen läßt sich aus der Klein-Nishina-Formel (KLE 29) ableiten; für zwei verschiedene γ -Energien ist sie in Abbildung 2.8 graphisch dargestellt.

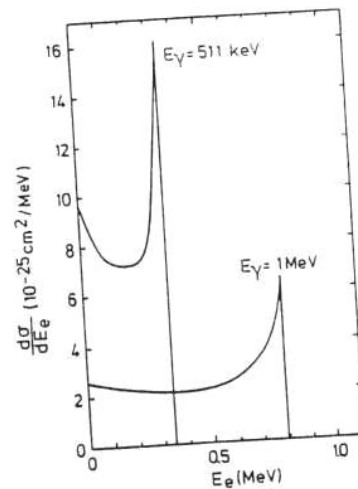


Abb. 2.8
Energieverteilung der Compton-Elektronen für zwei verschiedene γ -Energien

Der Wirkungsquerschnitt für Compton-Effekt ist proportional zur Dichte der Elektronen und umgekehrt proportional zur Energie E_γ . Da die Dichte der Elektronen ungefähr proportional zur Kernladungszahl Z ist, erhält man insgesamt

$$\sigma_C \propto E_\gamma^{-1} \cdot Z \quad (2.42)$$

Man sieht, daß σ_C weniger stark von E_γ und Z abhängt als σ_{ph} in Gleichung (2.39). Der Compton-Effekt spielt deshalb im mittleren Energiebereich zwischen 100 keV und 1 MeV und vor allem bei Materialien mit kleinem Z die entscheidende Rolle.

Die Abschwächung eines γ -Strahls durch ein Material mit der Dicke d beschreibt man durch den Absorptionskoeffizienten μ

$$I/I_0 = \exp(-\mu \cdot d) \quad (2.43)$$

wobei I/I_0 den Bruchteil der durchgelassenen Intensität angibt. In Abbildung 2.9 sind die Absorptionskoeffizienten getrennt für die verschiedenen Prozesse dargestellt und zwar für NaI und Ge, zwei der wichtigsten Materialien für den Bau von γ -Detektoren.

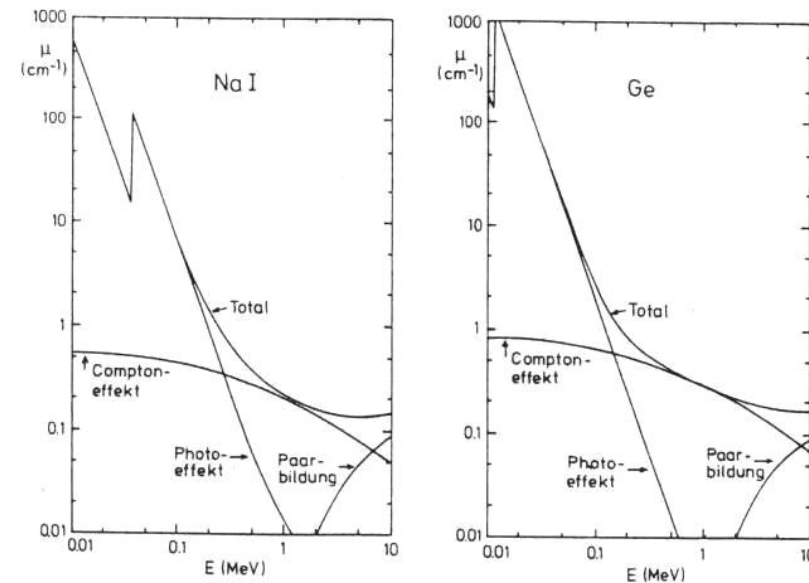


Abb. 2.9 Absorptionskoeffizienten für NaI und Ge

Detektoren. Die durch Photo- oder Compton-Effekt freigesetzten Elektronen werden zum eigentlichen Nachweis verwendet. Sie können z.B. mit einem Szintillator oder Halbleiterdetektor nachgewiesen werden.

Der schematische Aufbau eines Szintillationsdetektors ist aus Abbildung 2.10 ersichtlich. Beim Szintillationsdetektor laufen folgende Prozesse hintereinander ab:

- Das durch Photo- oder Compton-Effekt erzeugte Primärelektron wird abgebremst und bewirkt dadurch
- eine Ionisation (oder Anregung) der Szintillatoratome; die Anzahl der ionisierten Atome ist proportional zu E_γ
- Diese rekombinieren unter Emission von Licht.
- Das Licht löst Elektronen aus der Photokathode aus.
- Die Elektronenlawine wird an den Dynoden des Sekundärelektronen-Vervielfachers verstärkt.

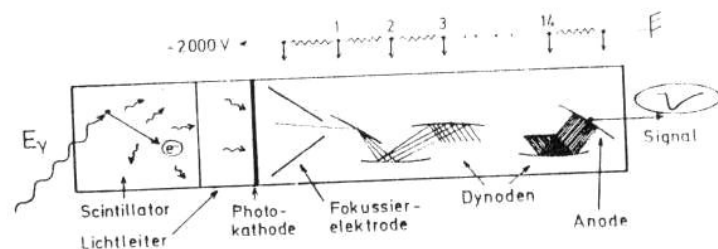
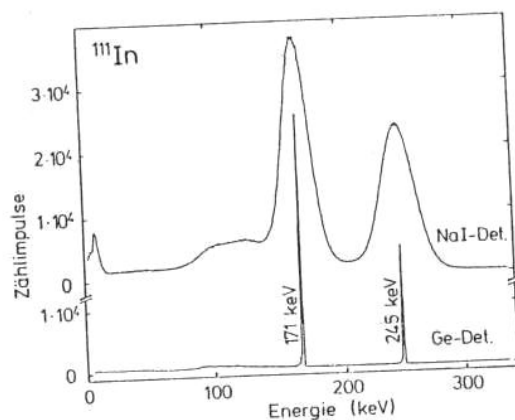


Abb. 2.10 Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors

Gebräuchliche Szintillatoren sind:

NaI(Tl)-Szintillator: Dieser Szintillator besitzt wegen des Jod-Anteils eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Photoeffekt. Die Dotierung mit Tl dient zur Erzeugung von Leuchtzentren. Ein NaI-Detektor besitzt nur eine mäßig gute Energieauflösung ($\Delta E \approx 50$ keV bei 1 MeV) und die Zeitauflösung erreicht bei etwa 2 ns seine Grenze. Ein typisches Energiespektrum ist in Abbildung 2.11 gezeigt.

Abb. 2.11 Energiespektrum einer ^{111}In Quelle aufgenommen mit einem NaI(Tl)- (oben) und einem i-Ge-Detektor (unten)

BaF₂-Szintillator: Die Nachweisempfindlichkeit dieses Systems ist etwas besser und die Energieauflösung etwas schlechter als beim NaI(Tl)-Szintillator. Wichtig ist, daß mit BaF₂ wegen einer schnellen Komponente im Szintillationslicht eine gute Zeitauflösung ($\Delta t \approx 300$ ps bei 511 keV) erreicht werden kann. Wegen des guten Zeitverhaltens kombiniert mit einer zwar mäßigen, aber in vielen Fällen hinreichenden Energieauflösung wird dieser Detektortyp in zunehmenden Maße eingesetzt. Da die schnelle Komponente des Szintillationslichtes im Ultravioletten liegt, ist die Verwendung eines Photoelektronen-Vervielfachers mit einem Quarzfenster erforderlich.

Plastikszintillator: Dieser Detektor wird benutzt, wenn man eine hohe Zeitauflösung erreichen will. Typische Werte dafür sind $\Delta t = 200$ ps. Dagegen muß man auf Energieauflösung weitgehend verzichten, da man wegen des Fehlens schwerer Elemente auf den Nachweis über den Compton-Effekt angewiesen ist.

Neben den Szintillatoren spielen die Halbleiterdetektoren zum γ -Nachweis eine wichtige Rolle. Sie sind Ionisationsdetektoren, bei denen die durch das einfallende γ -Quant freigesetzte Ladung an einer Elektrode aufgesammelt wird. Daher ist eine wesentliche Voraussetzung für das Funktionieren des Halbleiterdetektors eine verschwindend kleine Leitfähigkeit der Anordnung bei angelegter Spannung. Erst durch die Absorption von Strahlung und die damit verbundene Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren soll Leitfähigkeit hergestellt werden. Als Materialien eignen sich Germanium und Silizium. Silizium ist wegen seiner kleinen Kernladungszahl nur für relativ niedrige γ -Energien geeignet, so daß wir hier nur den Ge-Detektor diskutieren wollen.

Die geringe Leitfähigkeit des Ge-Materials kann auf folgende Weise erreicht werden:

Detektor mit intrinsischem Germanium (i-Ge-Detektor): Dabei verwendet man höchst reines Germanium mit einer Konzentration von elektrisch aktiven Verunreinigungen um $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Wenn das Material auch noch gekühlt wird (z.B. auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs von 77 K), so daß auch keine thermisch aktivierten Ladungsträger vorhanden sind, dann stellt das Material praktisch einen Isolator dar. Wenn allerdings durch Strahlung Ladungsträger erzeugt werden, dann fällt die über einen Arbeitswiderstand angelegte Spannung kurzzeitig ab. Dieser Span-

nungspuls wird zum Nachweis der Strahlung verwendet, da er zur Zahl der erzeugten Ladungsträger und damit im Fall des Photoeffekts der γ -Energie proportional ist. Wegen der hohen Anforderung an die Reinheit des Materials kann man allerdings nur verhältnismäßig kleine Ge-Kristalle herstellen.

Ge(Li)-Detektor: Hierbei verwendet man eine Diodenstruktur mit einem großen intrinsischen Bereich (p-i-n Diode). Der intrinsische Bereich wird dabei durch Kompensation, d.h. durch Eindiffundieren von Donatoren in p-leitendes bzw. von Akzeptoren in n-leitendes Material erreicht. Ist die Zahl der Donatoren gleich der Zahl der Akzeptoren, so liegt vollständige Kompensation vor. Besonders große Volumen, bis zu 150 cm^3 , können durch zylindrische Anordnungen (Abb. 2.12) erreicht werden. Ausgehend von p-leitendem Germanium, diffundiert man vom Mantel her unter Anlegung einer Spannung Lithium ein. Der Diffusionsprozess wird solange aufrecht erhalten, bis nur noch an der Zylinderachse ein kleiner Kern p-leitenden Materials verbleibt, während der größte Teil des Zylinders kom-

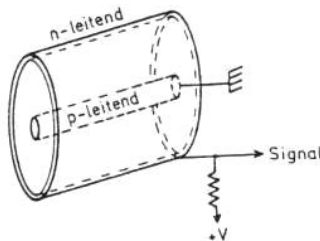


Abb. 2.12
Aufbau eines Ge(Li)-Detektors

pensiert ist. Am Rand bleibt eine n-leitende (Li-Überschuß) Schicht zurück. Ge-Detektoren zeichnen sich durch eine besonders gute Energieauflösung ($\Delta E = 2 \text{ keV}$ bei 1 MeV) aus (siehe Abb. 2.11). Die Zeitauflösung ist dabei typisch 5 ns .

3 Hyperfeinwechselwirkung

Bisher haben wir nur die elektromagnetischen Eigenschaften des Kerns und die Emission von γ -Strahlung betrachtet. Wir wollen uns nun der eigentlichen Fragestellung zuwenden, nämlich was mit dem Atomkern passiert, wenn er einem elektrischen oder magnetischen Feld ausgesetzt ist. Die in Frage kommenden Felder werden im Festkörper von den Elektronen und Atomrümpfen in der Umgebung des Kerns hervorgerufen; es sind aber auch externe Felder, wie das Magnetfeld eines Elektromagneten, zu betrachten. Die Wechselwirkung des Kerns mit diesen Feldern wird Hyperfeinwechselwirkung genannt; sie wurde zuerst in den Spektren der Atomhülle entdeckt und eingehend untersucht. Die Hyperfeinwechselwirkung hat aber auch Auswirkungen auf den Atomkern und eröffnet damit die Möglichkeit, über kernphysikalische Messungen die inneren Felder im Festkörper zu bestimmen. Die Hyperfeinwechselwirkung bildet die Grundlage für einen Teil der hier behandelten Methoden.

3.1 Magnetische Wechselwirkung

Das magnetische Kerndipolmoment $\vec{\mu}$ spürt die magnetische Flußdichte \vec{B} am Kernort. Die Wechselwirkungsenergie lautet

$$E_{\text{magn}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3.1)$$

Diese Zusatzenergie bewirkt einerseits eine Aufhebung der energetischen M -Entartung der Kernniveaus und andererseits eine zeitliche Veränderung der Kernspins. Beide Aspekte, die Niveauaufspaltung und die Präzession, wollen wir im folgenden näher betrachten.

Niveauaufspaltung. Die magnetische Energie, gegeben in Gleichung (3.1), hängt klassisch vom Winkel zwischen $\vec{\mu}$ und \vec{B} ab und wäre somit kontinuierlich. Quantenmechanisch gibt es aber wegen der Richtungsquantelung des Drehimpulses nur bestimmte Einstellmöglichkeiten für $\vec{\mu}$. Es gilt (z -Achse parallel zum \vec{B} -Feld)

$$\begin{aligned} E_{\text{magn}} &= \langle I, M | -\mu_z B_z | I, M \rangle = \\ &= -\gamma B_z \langle I, M | I_z | I, M \rangle = -\gamma B_z \hbar M \end{aligned} \quad (3.2)$$

Beschreiben wir deshalb den Kern als homogen geladenes Rotationsellipsoid mit Ladung Ze und Halbachsen a und b (b in z -Richtung), so lassen wir alle Protonen an der Deformation teilnehmen. In diesem Fall ergibt sich das Quadrupolmoment unter Anwendung der Beziehung (2.13) zu

$$Q = \frac{2}{5} Z (b^2 - a^2) = \frac{4}{5} Z \bar{R}^2 \delta \quad (2.21)$$

mit $\bar{R} = (a+b)/2$ und dem Deformationsparameter $\delta = (b-a)/\bar{R}$. Typische Werte der Deformation liegen in der Größenordnung von 10 %. Außergewöhnlich große Deformationen ($\delta \approx 100\%$) wurden bei den Spaltisomeren gefunden (MET 80). Das ist zu erwarten, da sich bei der Spaltung der Kern in der Mitte einschnürt. Spaltisomere sind metastabile Kerne auf dem Weg zur Spaltung.

2.3 Der γ -Zerfall des Kerns

Atomkerne besitzen wie alle quantenmechanischen Systeme diskrete Energieniveaus mit wohldefiniertem Gesamtdrehimpuls \vec{I} und Parität π (auf geringfügige Paritätsmischungen auf Grund der Paritätsverletzung soll hier nicht eingegangen werden). Beim Übergang von einem höheren in ein niedrigeres Niveau wird häufig γ -Strahlung emittiert. Dabei gelten folgende Erhaltungssätze

$$\begin{aligned} \text{Energie:} & \quad E_i = E_f + \hbar\omega \\ \text{Drehimpuls:} & \quad \vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{I} \\ \text{Parität:} & \quad \pi_i = \pi_f \cdot \pi \end{aligned} \quad (2.22)$$

Beim Übergang vom Anfangszustand (I_i, M_i, π_i) zum Endzustand (I_f, M_f, π_f) wird ein Photon mit den Quantenzahlen (l, m, π) emittiert. Die Ausstrahlung eines Photons ist äquivalent mit der Erzeugung einer elektromagnetischen Welle der Energie $\hbar\omega$ (Abb. 2.5). Die Erhaltung des Drehimpulses und der Parität erfordert, daß die emittierte Welle ebenfalls wohldefinierten Drehimpuls und wohldefinierte Parität besitzt. Das ist aber gerade für die Multipolstrahlung der Fall. Man sucht deshalb Lösungen der Maxwell-Gleichungen ausgedrückt in Multipolfeldern, die dann bei der Strahlungsemission auftreten können.

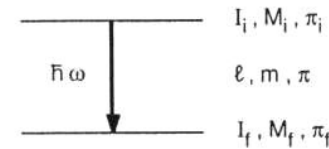


Abb. 2.5:
Schematische Darstellung eines γ -Übergangs zwischen einem Anfangszustand i und einem Endzustand f

Im quellenfreien Raum lauten die Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

wobei \vec{E} das elektrische Feld, \vec{B} die magnetische Flußdichte und c die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Die Lösungen der Maxwell-Gleichungen nach Multipolfeldern (JAC 62) haben folgende Form (unnormiert, Zeitabhängigkeit $\exp(-i\omega t)$ absepariert)

$$\begin{aligned} \vec{B}_l^m &= f_l(kr) \vec{L} Y_l^m(\theta, \phi) & \vec{E}_l^m &= i \frac{c}{k} \vec{\nabla} \times \vec{B}_l^m & (E) \\ \vec{E}_l^m &= f_l(kr) \vec{L} Y_l^m(\theta, \phi) & \vec{B}_l^m &= -i \frac{1}{kc} \vec{\nabla} \times \vec{E}_l^m & (M) \end{aligned} \quad (2.24)$$

Dabei sind die $f_l(kr)$ reine Radialfunktionen; sie entsprechen im wesentlichen sphärischen Bessel-Funktionen. $Y_l^m(\theta, \phi)$ sind die Kugelflächenfunktionen und \vec{L} ist der Drehimpulsoperator $\vec{L} = -i\hbar (\vec{r} \times \vec{\nabla})$. Manchmal benutzt man auch die Vektorkugelfunktionen

$$X_l^m(\theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \vec{L} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (2.25)$$

Die Lösungen (2.24) ergeben die gesuchten Multipolfelder und zwar für den

$$\begin{aligned} \text{elektrischen } 2^l\text{-Pol:} & \quad \text{Gleichungen (E)} \\ \text{magnetischen } 2^l\text{-Pol:} & \quad \text{Gleichungen (M).} \end{aligned}$$

Es sind die Strahlungsfelder für schwingende 2^l -Pole.

Die bisherigen Überlegungen wurden im Rahmen der klassischen Physik durchgeführt. Bei der Quantisierung ergibt sich, daß ein zur Multipolstrahlung der Ordnung l gehörendes γ -Quant den Drehimpuls vom Betrag $\sqrt{l(l+1)} \hbar$ mit der z -Komponente $m\hbar$ transportiert. Außerdem besitzen die Multipolfelder eine definierte Parität. Es gilt

$$\pi = (-1)^l \text{ für E-Strahlung} \quad \pi = (-1)^{l+1} \text{ für M-Strahlung} \quad (2.26)$$

Zusammen mit der Drehimpulsauswahlregel

$$l = I_i + I_f, I_i + I_f - 1, \dots, |I_i - I_f| \quad (2.27)$$

erhält man die in Tabelle 2.1 zusammengestellten Multipolübergänge. Dabei wurden nur die Übergänge niedrigster Ordnung angeführt.

Tab. 2.1 Multipolordnungen bei γ -Übergängen

Drehimpuls- änderung ΔI		0 kein $0 \rightarrow 0$	1	2	3
Paritäts- wechsel	ja	E1 (M2)	E1 (M2)	M2 E3	E3 (M4)
	nein	M1 E2	M1 E2	E2 (M3)	M3 E4

Bei gleicher Ordnung sind im allgemeinen magnetische gegenüber elektrischen Multipolübergängen unterdrückt, so daß $M(l+1)$ gegenüber $E(l)$ fast immer zu vernachlässigen ist. Anders verhält es sich bei $M(l)$ und $E(l+1)$, die häufig von vergleichbarer Stärke sind.

Ausstrahlcharakteristik. Aus den Lösungen der Maxwell-Gleichungen kann man die Ausstrahlcharakteristik (Winkelverteilung) der emittierten γ -Strahlung berechnen. Wir gehen dabei von der Energieflußdichte, dem Poynting-Vektor, aus

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (2.28)$$

Im Vergleich zu den Dimensionen der Quellen der Multipolfelder, d.h. zu den Kerndimensionen, befinden sich die γ -Detektoren in großer Entfernung von den Quellen, so daß wir die Lösungen für den Fernbereich einsetzen können. Dort gilt

$$\epsilon_0 |\vec{E}|^2 = \frac{1}{\mu_0} |\vec{B}|^2 \quad \text{bzw.} \quad |\vec{E}| = c |\vec{B}| \quad (2.29)$$

Außerdem stehen \vec{E} und \vec{B} senkrecht zueinander und senkrecht auf \vec{r} . Damit erhält man

$$|\vec{S}| = c \epsilon_0 |\vec{E}|^2 = \frac{c}{\mu_0} |\vec{B}|^2 \quad (2.30)$$

Aus der expliziten Form der Lösungen (2.24) folgt

$$|\vec{S}| = c \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \propto |\vec{L} Y_l^m|^2 \quad \text{für M } l\text{-Strahlung} \quad (2.31)$$

$$|\vec{S}| = \frac{c}{\mu_0} |\vec{B}|^2 \propto |\vec{L} Y_l^m|^2 \quad \text{für E } l\text{-Strahlung}$$

was bedeutet, daß elektrische und magnetische Multipolstrahlung gleicher Multipolordnung die gleiche Ausstrahlcharakteristik ergeben; sie sind also auf der Basis der Winkelverteilung der emittierten γ -Strahlung nicht zu unterscheiden. Zur Unterscheidung von E - und M -Strahlung bedarf es einer Polarisationsmessung. Zur Berechnung der Ausstrahlcharakteristik brauchen wir nur noch $|\vec{L} Y_l^m|^2$ berechnen. Wir gehen dazu zur sphärischen Schreibweise für \vec{L} über

$$\begin{aligned} L_+ &= L_x + i L_y & L_x &= \frac{1}{2} (L_+ + L_-) \\ L_- &= L_x - i L_y & \text{bzw.} \quad L_y &= \frac{1}{2i} (L_+ - L_-) \\ L_z &= L_z & L_z &= L_z \end{aligned} \quad (2.32)$$

Die Anwendung der Komponenten von \vec{L} auf Y_l^m führt zu folgendem Ergebnis (LIN 84)

$$\begin{aligned}
 L_+ Y_l^m &= \hbar \sqrt{(l-m)(l+m+1)} Y_l^{m+1} \\
 L_- Y_l^m &= \hbar \sqrt{(l+m)(l-m+1)} Y_l^{m-1} \\
 L_z Y_l^m &= \hbar m Y_l^m
 \end{aligned} \quad (2.33)$$

Damit erhalten wir

$$\begin{aligned}
 |\vec{L} Y_l^m|^2 &= |L_x Y_l^m|^2 + |L_y Y_l^m|^2 + |L_z Y_l^m|^2 = \\
 &= \frac{1}{2} |L_+ Y_l^m|^2 + \frac{1}{2} |L_- Y_l^m|^2 + |L_z Y_l^m|^2 = \\
 &= \frac{\hbar^2}{2} (l-m)(l+m+1) |Y_l^{m+1}|^2 + \\
 &\quad + \frac{\hbar^2}{2} (l+m)(l-m+1) |Y_l^{m-1}|^2 + \\
 &\quad + \hbar^2 m^2 |Y_l^m|^2
 \end{aligned} \quad (2.34)$$

Mit Hilfe der Beziehung ($P_k(\cos\theta)$: Legendre-Polynome) (LIN 84)

$$|Y_l^m(\theta, \phi)|^2 = \sum_k \frac{2l+1}{4\pi} (2k+1) \begin{pmatrix} l & l & k \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & l & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} P_k(\cos\theta) \quad (2.35)$$

lassen sich die normierten Winkelverteilungen

$$F_{lm}(\theta) = \frac{|\vec{L} Y_l^m|^2}{\sum_m |\vec{L} Y_l^m|^2} \quad (2.36)$$

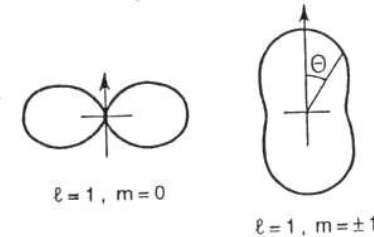
ausrechnen. Man sieht an den auftretenden $3j$ -Symbolen (siehe Anhang A1), daß folgende Beschränkungen gelten

$$k \leq 2l \text{ und } k \text{ gerade, da } \begin{pmatrix} l & l & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = 0 \text{ für } k \text{ ungerade} \quad (2.37)$$

Tab. 2.2 Winkelverteilungsfunktionen $F_{lm}(\theta)$ für Dipol- und Quadrupolstrahlung

	$m = 0$	$m = \pm 1$	$m = \pm 2$
$l = 1$ (Dipol)	$\frac{1}{2} \sin^2 \theta$	$\frac{1}{4} (1 + \cos^2 \theta)$	-----
$l = 2$ (Quadrupol)	$\frac{3}{2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta$	$\frac{1}{4} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta)$	$\frac{1}{4} (1 - \cos^4 \theta)$

Dipol



Quadrupol

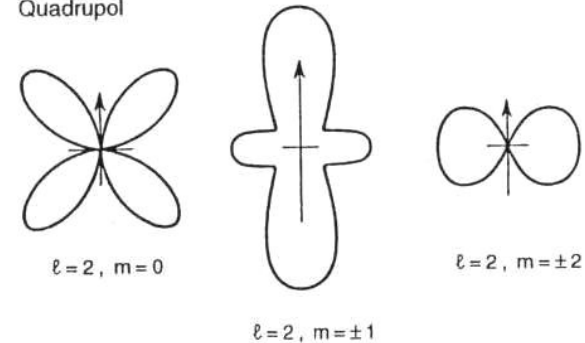


Abb. 2.6 Ausstrahlcharakteristik für reine Dipol- und Quadrupolstrahlung

In Tabelle 2.2 sind für Dipol- und Quadrupolstrahlung die Funktionen $F_{lm}(\theta)$ angegeben; in Abbildung 2.6 sind diese graphisch dargestellt.

Die Funktionen $F_{lm}(\theta)$ besitzen einige interessante Eigenschaften:

- a) $\sum_m F_{lm}(\theta) = 1$ (Isotropie für Summe über alle m)
- b) $F_{lm}(\theta) = F_{l-m}(\theta)$ (Symmetrie in m)
- c) $F_{lm}(\theta) = F_{lm}(\pi - \theta)$ (Spiegelsymmetrie um x - y -Ebene)
- d) $F_{lm}(\theta = 0^\circ) = 0$ für $m \neq \pm 1$

2.4 Nachweis von γ -Strahlung

Zum Nachweis von γ -Strahlung werden die zwei grundlegenden Prozesse bei der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie verwendet, nämlich der Photoeffekt und der Compton-Effekt. Die Paarbildung spielt bei den in der nuklearen Festkörperphysik verwendeten radioaktiven Quellen kaum eine Rolle, so daß wir sie im folgenden nicht weiter diskutieren.

Photoeffekt. Beim Photoeffekt überträgt das γ -Quant seine gesamte Energie auf ein gebundenes Elektron. Die kinetische Energie E_e des emittierten Elektrons ist dabei durch folgende Beziehung bestimmt

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (2.38)$$

Die Bindungsenergie E_B bleibt zunächst als Anregung im Atom zurück, sie wird schließlich über Auger-Elektronen oder Röntgen-Strahlung freigesetzt. Da die Abregung des Atoms praktisch unmittelbar nach dem Ionisationsprozess erfolgt und da die dabei emittierte Strahlung einen großen Absorptionswirkungsquerschnitt hat, steht auch diese Energie z.B. für einen Szintillationsprozess zur Verfügung. Für die praktische Anwendung ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Kernladungszahl Z und der Energie E_γ von Wichtigkeit. Für Photoeffekt findet man näherungsweise folgende Proportionalität

$$\sigma_{ph} \propto E_\gamma^{-7/2} \cdot Z^5 \quad (2.39)$$

Man sieht, daß der Photoeffekt besonders wichtig wird bei

- a) kleinen Photonenenergien (Licht, Röntgen-Strahlen und niederenergetischen γ -Strahlen)
- b) Materialien mit hoher Kernladungszahl Z (z.B. Jod oder Blei).

Compton-Effekt. Als Compton-Effekt bezeichnet man die elastische Streuung eines γ -Quants an einem freien Elektron. Im allgemeinen sind die Elektronen zwar in Atomen gebunden, aber zumindest bei den äußeren Elektronen eines Atoms kann die Bindungsenergie vernachlässigt werden. Man spricht dann von quasifreier Streuung.

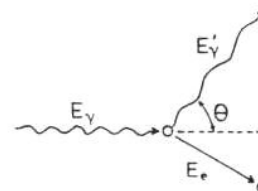


Abb. 2.7

Kinematik beim Compton-Effekt. E_γ und E'_γ bezeichnen die Photonenenergie vor und nach dem Stoß

Aus der Kinematik des elastischen Zweikörperstoßes (Abb. 2.7) ergibt sich für die Energie des gestoßenen Elektrons (EVA 55)

$$E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \right] \quad (2.40)$$

Für die Elektronen erhält man eine Energieverteilung zwischen $E_e = 0$ für $\theta = 0^\circ$ und $E_e = E_{\max}$ für $\theta = 180^\circ$, wobei gilt

$$E_{\max} = E_\gamma \frac{1}{1 + m_e c^2 / 2E_\gamma} \quad (2.41)$$

Die Energieverteilung der Elektronen läßt sich aus der Klein-Nishina-Formel (KLE 29) ableiten; für zwei verschiedene γ -Energien ist sie in Abbildung 2.8 graphisch dargestellt.

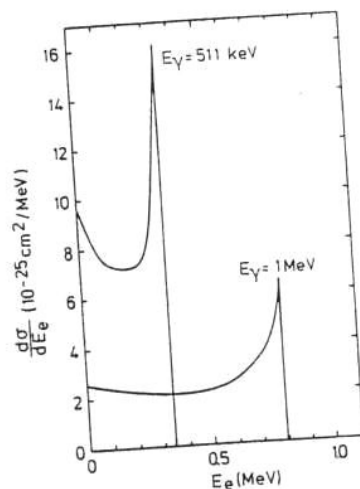


Abb. 2.8
Energieverteilung der Compton-Elektronen für zwei verschiedene γ -Energien

Der Wirkungsquerschnitt für Compton-Effekt ist proportional zur Dichte der Elektronen und umgekehrt proportional zur Energie E_γ . Da die Dichte der Elektronen ungefähr proportional zur Kernladungszahl Z ist, erhält man insgesamt

$$\sigma_C \propto E_\gamma^{-1} \cdot Z \quad (2.42)$$

Man sieht, daß σ_C weniger stark von E_γ und Z abhängt als σ_{ph} in Gleichung (2.39). Der Compton-Effekt spielt deshalb im mittleren Energiebereich zwischen 100 keV und 1 MeV und vor allem bei Materialien mit kleinem Z die entscheidende Rolle.

Die Abschwächung eines γ -Strahls durch ein Material mit der Dicke d beschreibt man durch den Absorptionskoeffizienten μ

$$I/I_0 = \exp(-\mu \cdot d) \quad (2.43)$$

wobei I/I_0 den Bruchteil der durchgelassenen Intensität angibt. In Abbildung 2.9 sind die Absorptionskoeffizienten getrennt für die verschiedenen Prozesse dargestellt und zwar für NaI und Ge, zwei der wichtigsten Materialien für den Bau von γ -Detektoren.

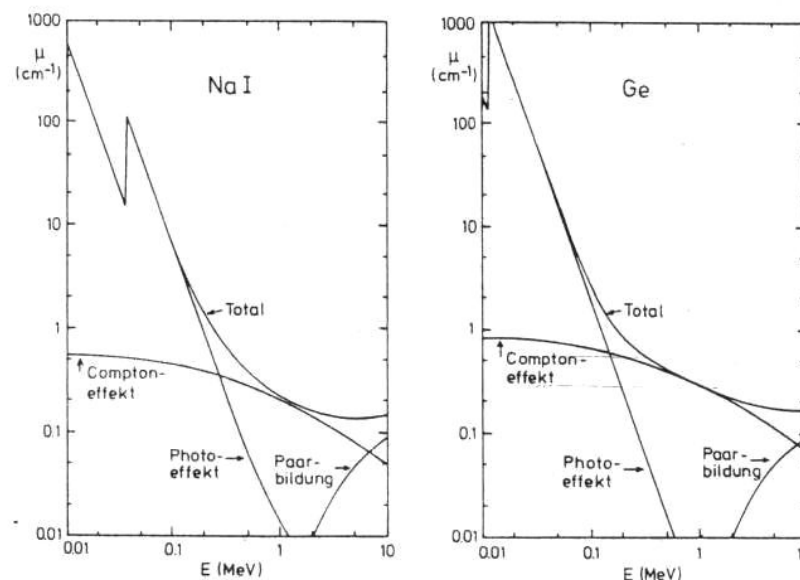


Abb. 2.9 Absorptionskoeffizienten für NaI und Ge

Detektoren. Die durch Photo- oder Compton-Effekt freigesetzten Elektronen werden zum eigentlichen Nachweis verwendet. Sie können z.B. mit einem Szintillator oder Halbleiterdetektor nachgewiesen werden.

Der schematische Aufbau eines Szintillationsdetektors ist aus Abbildung 2.10 ersichtlich. Beim Szintillationsdetektor laufen folgende Prozesse hintereinander ab:

- Das durch Photo- oder Compton-Effekt erzeugte Primärelektron wird abgebremst und bewirkt dadurch
- eine Ionisation (oder Anregung) der Szintillatoratome; die Anzahl der ionisierten Atome ist proportional zu E_γ .
- Diese rekombinieren unter Emission von Licht.
- Das Licht löst Elektronen aus der Photokathode aus.
- Die Elektronenlawine wird an den Dynoden des Sekundärelektronen-Vervielfachers verstärkt.

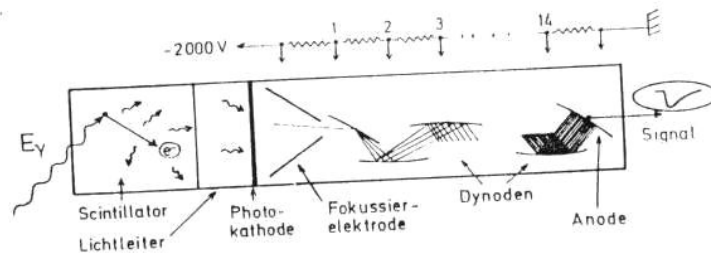
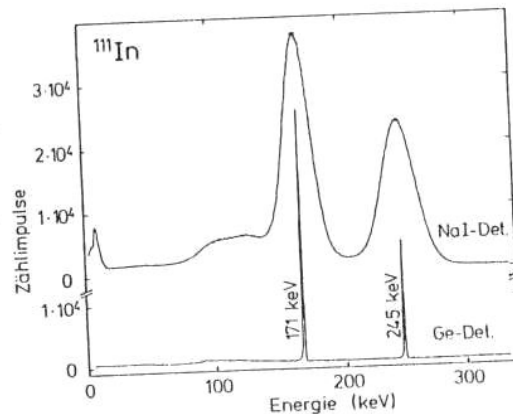


Abb. 2.10 Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors

Gebräuchliche Szintillatoren sind:

NaI(Tl)-Szintillator: Dieser Szintillator besitzt wegen des Jod-Anteils eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Photoeffekt. Die Dotierung mit Tl dient zur Erzeugung von Leuchtzentren. Ein NaI-Detektor besitzt nur eine mäßig gute Energieauflösung ($\Delta E \approx 50$ keV bei 1 MeV) und die Zeitauflösung erreicht bei etwa 2 ns seine Grenze. Ein typisches Energiespektrum ist in Abbildung 2.11 gezeigt.

Abb. 2.11 Energiespektrum einer ^{111}In Quelle aufgenommen mit einem NaI(Tl)- (oben) und einem i-Ge-Detektor (unten)

BaF₂-Szintillator: Die Nachweisempfindlichkeit dieses Systems ist etwas besser und die Energieauflösung etwas schlechter als beim NaI(Tl)-Szintillator. Wichtig ist, daß mit BaF₂ wegen einer schnellen Komponente im Szintillationslicht eine gute Zeitauflösung ($\Delta t \approx 300$ ps bei 511 keV) erreicht werden kann. Wegen des guten Zeitverhaltens kombiniert mit einer zwar mäßigen, aber in vielen Fällen hinreichenden Energieauflösung wird dieser Detektortyp in zunehmenden Maße eingesetzt. Da die schnelle Komponente des Szintillationslichtes im Ultravioletten liegt, ist die Verwendung eines Photoelektronen-Vervielfachers mit einem Quarzfenster erforderlich.

Plastikszintillator: Dieser Detektor wird benutzt, wenn man eine hohe Zeitauflösung erreichen will. Typische Werte dafür sind $\Delta t = 200$ ps. Dagegen muß man auf Energieauflösung weitgehend verzichten, da man wegen des Fehlens schwerer Elemente auf den Nachweis über den Compton-Effekt angewiesen ist.

Neben den Szintillatoren spielen die Halbleiterdetektoren zum γ -Nachweis eine wichtige Rolle. Sie sind Ionisationsdetektoren, bei denen die durch das einfallende γ -Quant freigesetzte Ladung an einer Elektrode aufgesammelt wird. Daher ist eine wesentliche Voraussetzung für das Funktionieren des Halbleiterdetektors eine verschwindend kleine Leitfähigkeit der Anordnung bei angelegter Spannung. Erst durch die Absorption von Strahlung und die damit verbundene Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren soll Leitfähigkeit hergestellt werden. Als Materialien eignen sich Germanium und Silizium. Silizium ist wegen seiner kleinen Kernladungszahl nur für relativ niedrige γ -Energien geeignet, so daß wir hier nur den Ge-Detektor diskutieren wollen.

Die geringe Leitfähigkeit des Ge-Materials kann auf folgende Weise erreicht werden:

Detektor mit intrinsischem Germanium (i-Ge-Detektor): Dabei verwendet man höchst reines Germanium mit einer Konzentration von elektrisch aktiven Verunreinigungen um $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Wenn das Material auch noch gekühlt wird (z.B. auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs von 77 K), so daß auch keine thermisch aktivierten Ladungsträger vorhanden sind, dann stellt das Material praktisch einen Isolator dar. Wenn allerdings durch Strahlung Ladungsträger erzeugt werden, dann fällt die über einen Arbeitswiderstand angelegte Spannung kurzzeitig ab. Dieser Span-

nungspuls wird zum Nachweis der Strahlung verwendet, da er zur Zahl der erzeugten Ladungsträger und damit im Fall des Photoeffekts der γ -Energie proportional ist. Wegen der hohen Anforderung an die Reinheit des Materials kann man allerdings nur verhältnismäßig kleine Ge-Kristalle herstellen.

Ge(Li)-Detektor: Hierbei verwendet man eine Diodenstruktur mit einem großen intrinsischen Bereich (p-i-n Diode). Der intrinsische Bereich wird dabei durch Kompensation, d.h. durch Eindiffundieren von Donatoren in p-leitendes bzw. von Akzeptoren in n-leitendes Material erreicht. Ist die Zahl der Donatoren gleich der Zahl der Akzeptoren, so liegt vollständige Kompensation vor. Besonders große Volumen, bis zu 150 cm^3 , können durch zylindrische Anordnungen (Abb. 2.12) erreicht werden. Ausgehend von p-leitendem Germanium, diffundiert man vom Mantel her unter Anlegung einer Spannung Lithium ein. Der Diffusionsprozess wird solange aufrecht erhalten, bis nur noch an der Zylinderachse ein kleiner Kern p-leitenden Materials verbleibt, während der größte Teil des Zylinders kom-

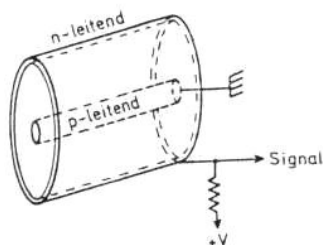


Abb. 2.12
Aufbau eines Ge(Li)-Detektors

pensiert ist. Am Rand bleibt eine n-leitende (Li-Überschuß) Schicht zurück. Ge-Detektoren zeichnen sich durch eine besonders gute Energieauflösung ($\Delta E \approx 2 \text{ keV}$ bei 1 MeV) aus (siehe Abb. 2.11). Die Zeitauflösung ist dabei typisch 5 ns .

3 Hyperfeinwechselwirkung

Bisher haben wir nur die elektromagnetischen Eigenschaften des Kerns und die Emission von γ -Strahlung betrachtet. Wir wollen uns nun der eigentlichen Fragestellung zuwenden, nämlich was mit dem Atomkern passiert, wenn er einem elektrischen oder magnetischen Feld ausgesetzt ist. Die in Frage kommenden Felder werden im Festkörper von den Elektronen und Atomrümpfen in der Umgebung des Kerns hervorgerufen; es sind aber auch externe Felder, wie das Magnetfeld eines Elektromagneten, zu betrachten. Die Wechselwirkung des Kerns mit diesen Feldern wird Hyperfeinwechselwirkung genannt; sie wurde zuerst in den Spektren der Atomhülle entdeckt und eingehend untersucht. Die Hyperfeinwechselwirkung hat aber auch Auswirkungen auf den Atomkern und eröffnet damit die Möglichkeit, über kernphysikalische Messungen die inneren Felder im Festkörper zu bestimmen. Die Hyperfeinwechselwirkung bildet die Grundlage für einen Teil der hier behandelten Methoden.

3.1 Magnetische Wechselwirkung

Das magnetische Kerndipolmoment $\vec{\mu}$ spürt die magnetische Flußdichte \vec{B} am Kernort. Die Wechselwirkungsenergie lautet

$$E_{\text{magn}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3.1)$$

Diese Zusatzenergie bewirkt einerseits eine Aufhebung der energetischen M -Entartung der Kernniveaus und andererseits eine zeitliche Veränderung der Kernspins. Beide Aspekte, die Niveaufspaltung und die Präzession, wollen wir im folgenden näher betrachten.

Niveaufspaltung. Die magnetische Energie, gegeben in Gleichung (3.1), hängt klassisch vom Winkel zwischen $\vec{\mu}$ und \vec{B} ab und wäre somit kontinuierlich. Quantenmechanisch gibt es aber wegen der Richtungsquantelung des Drehimpulses nur bestimmte Einstellmöglichkeiten für $\vec{\mu}$. Es gilt (z -Achse parallel zum \vec{B} -Feld)

$$\begin{aligned} E_{\text{magn}} &= \langle I, M | -\mu_z B_z | I, M \rangle = \\ &= -\gamma B_z \langle I, M | I_z | I, M \rangle = -\gamma B_z \hbar M \end{aligned} \quad (3.2)$$