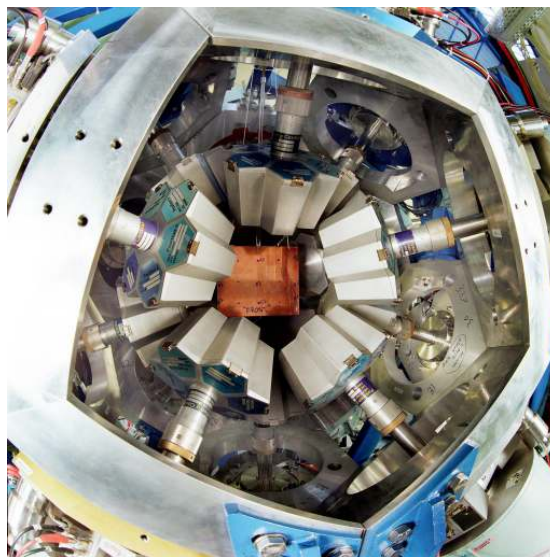


Gamma Spektroskopie

C. Hinke, L. Fabbietti
Lehrstuhl E12, Physik Department, TU-München
15. April 2007

In diesem Versuch werden Grundkenntnisse über die Spektroskopie angeregter Kernzustände vermittelt. Im praktischen Teil erlernen die Studenten den Umgang mit Gamma Detektoren, Messelektronik und entsprechender Software zur Datenauswertung. Die Ergebnisse einer Gamma-Gamma Winkelkorrelationsmessung sollen im Rahmen einer häuslichen Ausarbeitung mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden.



Das Titelbild zeigt die Fotografie eines modernen Spektrometers für Gamma Strahlung: Die fünfzehn siebenfach segmentierten Germanium Detektoren der RISING Kollaboration bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt befinden sich in der sogenannten Stopped Beam Konfiguration. Zuvor erzeugte exotische Kerne werden in einer zentriert montierten Kupferplatte implantiert. Die nach deren Zerfall von den Tochterkernen emittierten Gamma Quanten werden durch die umliegenden Germanium Detektoren, die einen möglichst großen Raumwinkel abdecken, nachgewiesen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
2	Theorie	3
2.1	Zusammenhang zwischen der Winkelverteilung des Gamma-Strahlungsfeldes und den Drehimpulsen der Kernzustände	3
2.2	Die Gamma-Gamma Winkelkorrelation	7
2.3	Der allgemeine Fall der Winkelkorrelation einer Gamma-Gamma Kaskade in kompakter Form	8
2.4	Die Winkelkorrelation am Beispiel einer $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ Kaskade	9
3	Praktischer Teil	11
3.1	Problemstellung	11
3.2	Detektoren und Elektronik	14
3.2.1	Wechselwirkung der Gamma Strahlung mit Materie	14
3.2.2	Wirkungsweise der Germanium - Halbleiterdetektoren	16
3.2.3	Elektronischer Aufbau zur Verarbeitung der Signale	18
4	Bemerkungen zum Strahlenschutz	22
5	Ausarbeitung	24
6	Literatur	25
7	Anhang	25

1 Einführung

Befindet sich ein Kern in seinem Grundzustand, dann besetzen alle Nukleonen unter Berücksichtigung des Pauli Prinzips die tiefstmöglichen Energiezustände des Mehrteilchensystems. Die Anregungsmöglichkeiten dieses komplexen Systems gebundener Nukleonen sind sehr vielfältig. Das Spektrum reicht von der alleinigen Anregung eines einzelnen Nukleons in einen energetisch höher liegenden Bindungszustand bis hin zu kollektiven Anregungen, an denen eine große Anzahl von Nukleonen beteiligt ist (z.B. Rotationen oder Vibrationen des Kerns). Das Studium angeregter Kernzustände sowie der Übergänge zwischen diesen liefert daher wichtige Informationen zur Strukturaufklärung der Atomkerne. Da Kerne nur sehr beschränkte Möglichkeiten besitzen, mit Ihrer Umgebung in Wechselwirkung zu treten, besteht unterhalb der Schwelle für Teilchenemission lediglich die Möglichkeit über einen Prozess der elektromagnetischen Wechselwirkung einmal aufgenommene Anregungsenergie wieder abzugeben. In den meisten Fällen geschieht dies durch Emission von Gamma Quanten, falls diese Möglichkeit nicht durch Auswahlregeln verboten ist. Die Gamma Spektroskopie ist daher ein wichtiges Werkzeug der Kernstrukturphysik.

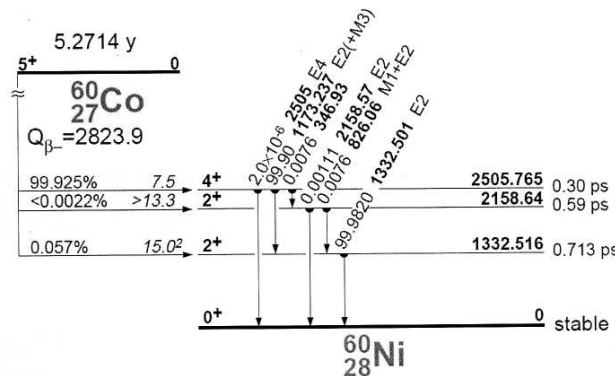


Abbildung 1: Niveau Schema der bevölkerten Zustände in ^{60}Ni nach dem Zerfall von ^{60}Co .

Abbildung 1 zeigt beispielhaft das Anregungsspektrum des Tochterkerns ^{60}Ni , das im radioaktiven Zerfall von ^{60}Co bevölkert wird. Der Übergang in den Grundzustand kann dabei in einem Schritt und/oder stufenweise erfolgen. In diesem Fall spricht man von Gamma-Kaskaden. Bei höheren Anregungszuständen sind meist mehrere Wege möglich, um den Grundzustand zu erreichen. Die relative Häufigkeit (das sogenannte Verzweungsverhältnis) der einzelnen Wege hängt von den Quantenzahlen der beteiligten Zustände d.h. von deren Spin und Parität sowie von den Energien der emittierten Gamma Quanten ab. Die Gamma Spektroskopie ermöglicht prinzipiell u.a. die Bestimmung der Energien und Quantenzahlen (Spin, Parität) sowie der Lebensdauer bzw. Zerfallswahrscheinlichkeit der Anregungszustände eines Kerns.

2 Theorie

2.1 Zusammenhang zwischen der Winkelverteilung des Gamma-Strahlungsfeldes und den Drehimpulsen der Kernzustände

Die Anregungszustände eines Kerns, zwischen denen ein Übergang durch Emission eines Gamma-Quants erfolgt, sind als Eigenfunktion ihres Drehimpulses L und der Parität π gegeben. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, die Lösungen der Wellengleichung in Form von Eigenfunktionen des Drehimpulses darzustellen. Die sich ergebenden Lösungen nennt man Multipolfelder und klassifiziert sie nach dem Betrag L des vom Photon aufgenommenen Drehimpulses. Der zugehörige mathematische Formalismus ist die Multipolentwicklung. Klassisch gesehen repräsentieren die Multipolfelder das Strahlungsfeld eines 2^L -Pols ($L=1$ Dipol, $L=2$ Quadrupol usw.). Man nennt daher L auch die Multipolordnung des Strahlungsfeldes. Es sei schon an dieser Stelle erwähnt, dass die beim Übergang eines Kerns von einem Zustand in einen anderen emittierte Strahlung eine Linearkombination aus verschiedenen Multipolordnungen ist, wobei allerdings die kleinste erlaubte Ordnung meist dominiert. Da sowohl schwingende elektrische (oszillierende Ladungsverteilung) als auch magnetische (veränderlicher Strom) Multipole Strahlung emittieren können, unterscheidet man zwischen elektrischer (EL) und magnetischer (ML) Multipolstrahlung. Experimentell kann man lediglich zwischen den beiden Strahlungsarten unterscheiden, wenn der physikalische Effekt, der zur Messung verwendet wird, sensitiv auf die Polarisation der Strahlung ist, da die Winkelverteilung der beiden Strahlungsarten der jeweiligen Multipolordnung sich nicht unterscheidet.

Um nun die Winkelabhängigkeit der Strahlungsintensität eines elektromagnetischen Feldes zu erhalten, kann man von den Maxwellgleichungen im Vakuum ausgehen.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \operatorname{div} \vec{E} = \operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1)$$

Nimmt man an, dass die elektrischen Felder die folgende Zeitabhängigkeit besitzen $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{-i\omega t}$ und analog dazu die magnetischen Felder $\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r}) \cdot e^{-i\omega t}$, so kann man nach Einführen der Wellenzahl mit folgender Dispersionsrelation $k = \frac{\omega}{c}$ und dem Einsetzen der beiden ersten Maxwellgleichungen ineinander unter Berücksichtigung der Quelfreiheit der Felder die (bekannten) Wellengleichungen im Vakuum herleiten.

$$(\Delta + k^2)\vec{E} = 0; (\Delta + k^2)\vec{B} = 0 \quad (2)$$

Entsprechend der sphärischen Symmetrie der Gleichungen suchen wir nun nach Lösungen, die Eigenfunktionen des Bahndrehimpulsoperators L und seiner Projektion $m = L_z$ sind. Ein vollständiger Satz von Lösungen, die diese Bedingungen erfüllen, ist durch das Produkt der sphärischen Besselfunktionen $j_L(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} J_{l+1/2}(kr)$ ($J_{l+1/2}$ sind die gewöhnlichen Besselfunktionen) mit den Kugelflächenfunktionen $Y_{LM}(\theta, \phi)$ gegeben. Die sphärischen Besselfunktionen beschreiben

2.1 Zusammenhang zwischen der Winkelverteilung des Gamma-Strahlungsfeldes und den Drehimpulsen der Kernzustände

allerdings eine reine Radialabhängigkeit, die für unsere Zwecke nicht weiter interessant ist. Die gesuchten Lösungen - ohne explizite Herleitung - der Vektorgleichungen lauten nun (siehe z.B. P. Ring, P. Schuck, The Nuclear Many Body Problem, Springer Verlag, S. 580ff):

$$\vec{E}_l^m \sim X_l^m \cdot j_L(kr); X_l^m = \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \vec{L} \cdot Y_{Lm}(\theta, \phi); \vec{L} = -i(\vec{r} \times \nabla) \quad (3)$$

$$\text{und } \vec{B}_l^m \sim -\frac{i}{kc} \text{rot}(\vec{E}_l^m)$$

$$\vec{B}_l^m \sim X_l^m \cdot j_L(kr); X_l^m = \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \vec{L} \cdot Y_{Lm}(\theta, \phi); \vec{L} = -i(\vec{r} \times \nabla) \quad (4)$$

$$\text{und } \vec{E}_l^m \sim \frac{ic}{k} \text{rot}(\vec{B}_l^m)$$

Diese Gleichungen stellen sowohl für einen elektrischen als auch für einen magnetischen 2^L -Pol die Multipolfelder dar. Durch Summation über alle möglichen m und L lässt sich eine **vollständige Multipolentwicklung** des elektromagnetischen Strahlungsfeldes durchführen, d.h. alle möglichen Felder, die Lösungen der Wellengleichung sind, lassen sich in der eben dargestellten Form als Linearkombination schreiben.

Führt man eine Quantisierung des Multipolstrahlungsfeldes durch, so folgt daraus, dass ein emittiertes Quant stets einen Drehimpuls vom Betrag $L\hbar$ ($L > 0$) mit der Projektion $m\hbar$ tragen muss. Aufgrund der Drehimpulserhaltung beim Emissionsprozess muss die Vektorsumme aus den Drehimpulsen I_1 und I_2 des Anfangs- und des Endzustandes sowie des Photons L konstant bleiben.

Das führt zu folgenden Auswahlregeln für die Quantenzahlen:

$$|I_1 - I_2| \leq L \leq I_1 + I_2; m = m_1 - m_2 \text{ mit } |m| \leq L \quad (5)$$

Übergänge von einem Zustand mit Drehimpuls 0 in einen anderen Zustand mit Drehimpuls 0 sind nicht erlaubt.

Experimentell werden jedoch fast nur Übergänge mit dem kleinst möglichen L beobachtet, da die Übergangswahrscheinlichkeit, die proportional zu $(2\pi R/\lambda)^{2L}$ ist, mit wachsendem L gegen Null geht. R ist hier der Kernradius und Lambda die Wellenlänge der Strahlung. Natürlich ist die Übergangswahrscheinlichkeit und damit die beobachtete Intensität auch von der beim Übergang zur Verfügung stehenden Energie (Phasenraumvolumen) abhängig (die Übergangswahrscheinlichkeit ist proportional zu E_γ^{2L+1}).

Die Parität ist beim Strahlungsprozess ebenfalls eine Erhaltungsgröße. Durch Anwenden des Paritätsoperators auf die Multipolfelder ergibt sich, dass die elektrische Multipolstrahlung die Parität $(-1)^L$ und die magnetische Multipolstrahlung die Parität $(-1)^{L+1}$ besitzt. Daraus folgt sofort, dass für einen bestimmten Anfangs- und Endzustand nicht elektrische und magnetische Multipolstrahlung derselben Ordnung

2.1 Zusammenhang zwischen der Winkelverteilung des Gamma-Strahlungsfeldes und den Drehimpulsen der Kernzustände

emittiert werden können. Ein Strahlungsübergang ist daher nur möglich, wenn zwischen den Paritäten π_1 und π_2 der beiden Zustände folgende Beziehung besteht:

$$\pi_1 = (-1)^L \cdot \pi_2 \text{ bei } EL - \text{Strahlung und } \pi_1 = (-1)^{L+1} \cdot \pi_2 \text{ bei } ML - \text{Strahlung} \quad (6)$$

Ohne explizite Herleitung sei erwähnt, dass magnetische Multipolstrahlung gegenüber elektrischer Multipolstrahlung derselben Ordnung von der Übergangswahrscheinlichkeit stark unterdrückt ist. Elektrische Multipolstrahlung der Ordnung $L+1$ spielt daher ebenfalls eine dominante Rolle, falls magnetische Multipolstrahlung der Ordnung L emittiert wird. Als Beispiel betrachte man einen Übergang, bei dem sich der Drehimpuls um eine Einheit ändert. Falls sich die Parität beim Übergang ändern soll, so hat die bevorzugte Multipolstrahlung E1 Charakter und die ebenfalls mögliche M2 Strahlung ist stark unterdrückt. Falls sich die Parität nicht ändert, konkurrieren allerdings M1 und E2 Strahlung miteinander. Die magnetische Multipolstrahlung hat zwar das kleinere L , allerdings ist sie generell gegenüber der elektrischen Multipolstrahlung unterdrückt; es ist soweit davon auszugehen, dass die elektrische Multipolstrahlung eine dominante Rolle beim Übergang spielen kann.

Die Übergangswahrscheinlichkeit ist nach Fermis Goldener Regel abhängig von der Endzustandsdichte, also dem zur Verfügung stehenden Phasenraumvolumen (\rightarrow Energieabhängigkeit), und natürlich dem Kernmatrixelement für den entsprechenden Übergang, in dem die interessante Information über die Kernstruktur steckt. Die Kernmatrixelemente bestimmen also das Mischungsverhältnis möglicherweise konkurrierender Multipolordnungen. Da die räumliche Verteilung der Strahlung sensitiv auf diese Multipolmischungen ist, können prinzipiell Mischungsverhältnisse gemessen werden wodurch die Möglichkeit besteht wichtige Rückschlüsse auf die Kernstruktur zu ziehen.

Wenn es also gelingt, aus einer Gamma-Strahlung die Multipolordnung und den Charakter der Strahlung zu entnehmen, so kann man auf die Kernspin- und Paritätsänderung des emittierenden Kerns schließen. Die Multipolordnung kann man prinzipiell durch Untersuchung der Winkelabhängigkeit des Strahlungsfeldes herausbekommen - wie das genau funktioniert wird im Folgenden anhand der Gamma-Gamma Winkelkorrelation beschrieben - den Charakter (E oder M) der Strahlung bestimmt man durch eine Polarisationsmessung; dies geht aber über den vorliegenden Versuch hinaus. Wie bereits erwähnt, tragen im Prinzip immer mehrere Multipolordnungen zum Strahlungsfeld bei. Wir gehen im Folgenden allerdings davon aus, dass bei den Übergängen jeweils **nur eine Multipolordnung** stark dominiert, dies entspricht meist in guter Näherung der Realität.

Die emittierte Strahlungsintensität ist proportional dem Pointing Vektor, der als Kreuzprodukt des elektrischen und magnetischen Feldstärkevektors definiert ist. Nach obigen Formeln der Multipolentwicklung (3, 4) ergibt sich die Winkelverteilung der Multipolstrahlung aus den Eigenschaften der vektoriellen Kugelfunktionen \vec{X}_L^m , da die in Richtung (θ, ϕ) gemessene Intensität proportional zu $|\vec{X}_L^m|^2$ ist. Aus der Gestalt der Kugelfunktionen erkennt man sofort, dass \vec{X}_L^m proportional zu $e^{im\phi}$ ist und daher bei der Betragsbildung der Feldstärken die ϕ -Abhängigkeit herausfällt.

2.1 Zusammenhang zwischen der Winkelverteilung des Gamma-Strahlungsfeldes und den Drehimpulsen der Kernzustände

Letztlich ist die Strahlungsintensität eine Funktion des Winkels θ zwischen der Ausbreitungsrichtung des Gamma Quants und der Quantisierungsachse des Kerns.

$$|\vec{X}_L^m(\theta)|^2 = \frac{1}{2L(L+1)} ([L(L+1) - m(m+1)] |Y_L^{m+1}(\cos\theta)|^2 + [L(L+1) - m(m-1)] |Y_L^{m-1}(\cos\theta)|^2 + 2m^2 |Y_L^m(\cos\theta)|^2) \quad (7)$$

Da der Ausdruck nur geradzahlige Potenzen von $\cos(\theta)$ enthält, ist die Winkelverteilung symmetrisch zu 90° , d.h. bei Messungen ist es ausreichend, einen Winkelbereich von $\pi/2$ bis π zu erfassen.

Für den Spezialfall der Dipolstrahlung mit $L=1$ beispielsweise ergeben sich in Abhängigkeit der magnetischen Quantenzahl m des emittierten Quants folgende Formeln.

$$|\vec{X}_1^0(\theta)|^2 = \frac{3}{8\pi} \sin^2\theta ; |\vec{X}_1^{\pm 1}(\theta)|^2 = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2\theta) \quad (8)$$

Entlang der Quantisierungsachse des Kerns, also der z -Achse oder Projektionsachse, wird lediglich für $m \neq 0$ Strahlung emittiert (siehe Abb. 2).

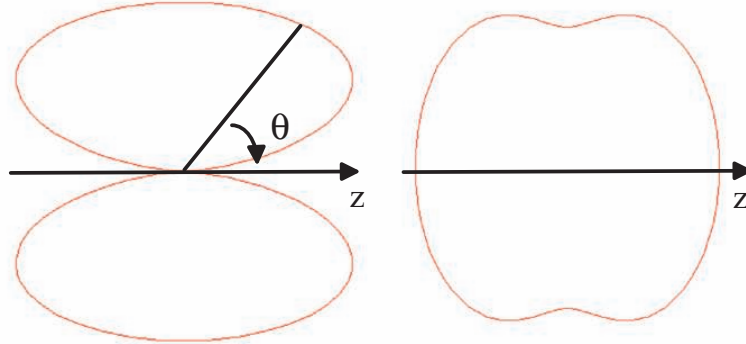


Abbildung 2: Winkelverteilung der Dipolstrahlung in Polardarstellung - links $|\vec{X}_1^0(\theta)|^2$, rechts $|\vec{X}_1^{\pm 1}(\theta)|^2$

Falls die magnetischen Unterniveaus m_I des Ausgangszustandes mit Drehimpuls I vor der Emission des Gamma Quants jeweils gleichwahrscheinlich besetzt waren, so ist die emittierte Strahlung jeder Multipolordnung L , die sich aus der Linearkombination der $|\vec{X}_L^m(\theta)|^2$ zusammensetzt, **isotrop** über den gesamten Raumwinkel verteilt. Dies kann man sich z.B. explizit für die Dipolstrahlung durch aufsummieren der einzelnen Komponenten ($m_L = -1, 0, +1$) veranschaulichen. Es ist also notwendig für eine **Ungleichbesetzung der magnetischen Unterzustände** des zerfallenden Zustandes zu sorgen, um eine Winkelverteilung bei der Emission messen zu können.

Es besteht auch noch eine weitere Schwierigkeit. Man kann nur auf den Multipolcharakter des Strahlungsfeldes schließen, wenn man die Winkelverteilung der Strahlung

relativ zu einer vom emittierenden Kern festgelegten Achse bestimmt. Dies ist allerdings keine triviale Aufgabe, da die emittierenden Kerne einer radioaktiven Probe nicht orientiert sind, so dass die typische Winkelabhängigkeit bei der notwendigen Mittelung über eine große Zahl von Emissionsakten verschwindet. Falls der zu untersuchende Kern ein magnetisches Moment besitzt, kann man die Kerne in der Probe durch Kühlen und Anlegen starker Magnetfelder orientieren. Diese Methode wäre allerdings mit sehr hohem technischem Aufwand verbunden und ist daher für den Studentenversuch ungeeignet. Die im Folgenden diskutierte Winkelkorrelationsmessung bietet eine elegante Lösung des gerade diskutierten Ungleichbesetzungs- und Orientierungsproblems.

2.2 Die Gamma-Gamma Winkelkorrelation

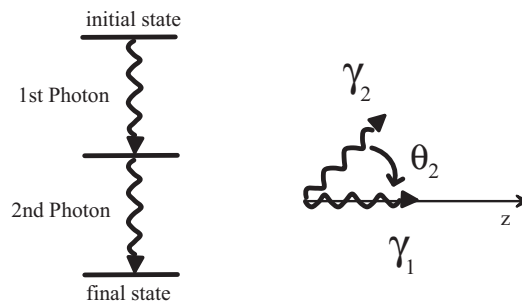


Abbildung 3: Die Beobachtung der korrelierten Photonen eines Kaskadenzerfalls erlaubt es Aussagen über die Quantenzahlen von Anfangs-, Zwischen- und Endzustand zu machen.

Die diesem Versuch zu Grunde liegende Idee zur Messung der Winkelverteilung der emittierten Gamma Strahlung beruht auf dem Nachweis von korrelierten Gamma Quanten. Wir beobachten einen Kaskadenzerfall, d.h. von einem Anfangsniveau (initial state) findet unter Gammaemission ein Übergang in einen Zwischenzustand statt, der unter Emission eines weiteren Quants in den Endzustand (final state) zerfällt (siehe Abb. 3). **Wesentlich dabei ist, dass die Lebensdauer des Zwischenzustandes so gering ist (Zeitskala $< ms$), dass der instabile Kern sich in dieser Zeit nicht umorientieren kann.**

Wird das erste Quant der Kaskade nachgewiesen, so ist dessen Emissionsrichtung bekannt und dient im Folgenden als Quantisierungsachse (z-Achse). Die Wahl der Quantisierungsachse ist aufgrund der Rotationsinvarianz beliebig; wir legen sie in die Emissionsrichtung des ersten Quants, also gilt $\theta_1 = 0^\circ$. Der Restkern befindet sich nach der Emission in einem ausgerichteten Zustand.

Da das erste Quant per Definition in z-Richtung emittiert wurde, ist allerdings die **Bevölkerung der magnetischen Unterniveaus des Zwischenzustandes im Allgemeinen nicht mehr gleichwahrscheinlich**. Dies kann man sich leicht

2.3 Der allgemeine Fall der Winkelkorrelation einer Gamma-Gamma Kaskade in kompakter Form

veranschaulichen: für Dipolstrahlung (siehe Abbildung 2) gilt z.B. dass unter einem Winkel von $\theta = 0^\circ$ keine Strahlung mit magnetischer Quantenzahl $m = 0$ abgestrahlt wird. Die Beobachtung des ersten Photons unter $\theta = 0^\circ$ schließt also die Besetzung der magnetischen Unterzustände des Zwischenzustandes über diesen Zerfallskanal aus. Gegenüber isotroper Abstrahlung des ersten Quants ergibt sich folglich eine Ungleichbesetzung der magnetischen Unterzustände des Zwischenniveaus.

Die magnetischen Komponenten der emittierten Strahlung des zweiten Quants tragen aufgrund der Ungleichbesetzung des Zwischenzustandes mit unterschiedlichem Gewicht zur Gesamtintensität bei und die Winkelabhängigkeit der einzelnen Terme hebt sich nicht mehr gegenseitig auf. Damit ist die Emission der Strahlung des zweiten Quants selbst nicht mehr isotrop, wenn diese in Bezug auf die Emissionsrichtung des ersten Quants in Koinzidenz mit diesem gemessen wird. Dies sollte sich letztlich in einer winkelabhängigen Koinzidenzzählrate beobachten lassen.

Bevor wir diese Gedanken an einem einfachen Beispiel konkreter erläutern, folgt zunächst die genaue Theorie unter der schon genannten Voraussetzung, dass bei jedem Übergang nur exakt eine Multipolordnung zur Strahlung beiträgt.

2.3 Der allgemeine Fall der Winkelkorrelation einer Gamma-Gamma Kaskade in kompakter Form

Der Anfangszustand $|I_i, m_i\rangle$ geht unter Emission von $\gamma_1(L_1, m_1)$ in den Zwischenzustand $|I, m\rangle$ über. Dieser zerfällt unter Emission von $\gamma_2(L_2, m_2)$ in den Endzustand $|I_f, m_f\rangle$. Die magnetischen Niveaus des Anfangszustands seien gleichverteilt besetzt. Falls das erste Photon unter $\theta = 0^\circ$ (z-Achse) nachgewiesen wurde, lautet die Wahrscheinlichkeit für die Bevölkung eines magnetischen Unterzustandes m des Zwischenniveaus:

$$OccupationProbability(m) \sim \sum_{m_i} |\vec{X}_{L_1}^{m_1}(\theta_1 = 0^\circ)|^2 \cdot (I_i, m_i; I, m | L_1, m_1)^2 \quad (9)$$

wobei natürlich gilt: $m_1 = m_i - m$

Die Abstrahlcharakteristik $|\vec{X}_L^m(\theta)|^2$ beschreibt, wie wahrscheinlich die Emission des ersten Gamma Quants unter dem entsprechenden Winkel in Bezug auf die Quantisierungsachse ist. Der Klebsch-Gordon Koeffizient $(I_i, m_i; I, m | L_1, m_1)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der der entsprechende Übergang überhaupt stattfindet (\rightarrow Vektorkopplung in der Drehimpulsalgebra). Die Besetzungswahrscheinlichkeit der Niveaus des Zwischenzustandes ist nun im Allgemeinen nicht mehr gleichmäßig, so dass die Emission des zweiten Gamma Quants nicht mehr isotrop erfolgt.

Für die Winkelverteilung des zweiten Photons in der Koinzidenzmessung ergibt sich folgende Abhängigkeit:

$$W(\theta_2) \sim \text{const.} \cdot \left(\sum_{m_i, m_f} \text{OccupationProbability}(m) \cdot |\vec{X}_{L_2}^{m_2}(\theta_2)|^2 \cdot (I, m; I_f, m_f | L_2, m_2)^2 \right) \quad (10)$$

mit: $m_2 = m - m_f$

θ_2 ist hier der Winkel zwischen der Emissionsrichtung des ersten Photons und des zweiten Photons der Kaskade. Diese Gleichung beschreibt die Winkelkorrelation.

Es ist wichtig anzumerken, dass die Messung der Winkelkorrelation einer Kaskade die Quantenzahlen des Anfangs-, Zwischen- und Endzustands **nicht eindeutig** festlegt. Das System hat zu viele Freiheitsgrade und ist durch die Information der einen Messung nicht eindeutig bestimmt. Viele verschiedene Kombinationen verschiedener Spins des Anfangs-, Zwischen- und Endzustandes können auf dieselbe Winkelverteilung führen. Daher müssen durch vorausgehende Messungen schon Informationen vorliegen, um anhand der Winkelkorrelation eine eindeutige Bestimmung vornehmen zu können.

2.4 Die Winkelkorrelation am Beispiel einer $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ Kaskade

Der eben erläuterte Sachverhalt soll nun konkret an einem einfachen Beispiel diskutiert werden:

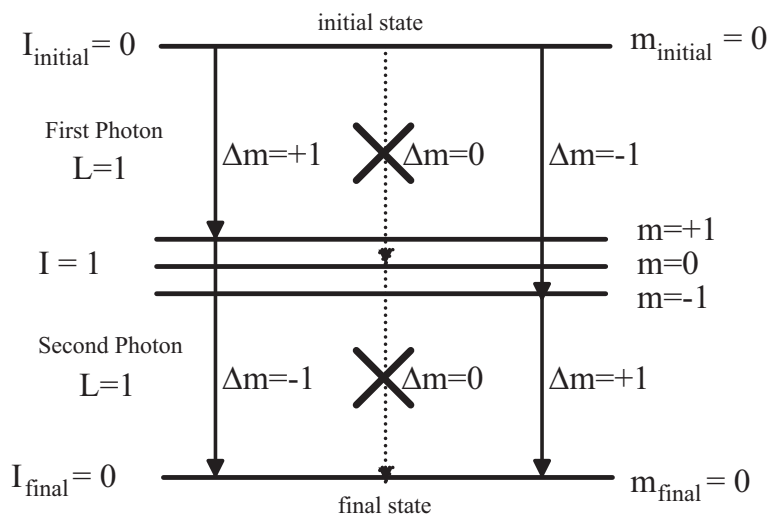


Abbildung 4: Beispiel zur Winkelkorrelation anhand einer $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ Kaskade

Gegeben sei eine Gamma-Gamma-Kaskade mit der Kernspinfolge $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ (Abb. 4). Wir gehen grundsätzlich davon aus, dass die magnetischen Unterzustände des Ausgangsniveaus (Initial state) immer gleich besetzt sind (physikalisch vernünftige Annahme). Da es in diesem konkreten Beispiel nur einen Zustand gibt, ist hier diese Annahme nicht von Bedeutung.

Da sich der Kernspin I jeweils um den Betrag 1 ändert, liegt bei jedem Übergang gemäß der Auswahlregeln reine Dipolstrahlung, also Strahlung mit der Multipolordnung $L = 1$ vor. Das Zwischenniveau mit dem Kernspin $I = 1$ besitzt 3 magnetische Unterzustände mit den Projektionsquantenzahlen $m = -1, 0$ und $+1$, die ohne zusätzliche magnetische Felder von außen natürlich energetisch entartet sind, also nicht aufspalten.

Bei dem ersten Übergang beobachtet man nur Quanten, die in z -Richtung, also unter $\theta_1 = 0^\circ$, emittiert werden. Aus diesem Grund können keine Quanten, die von einem Übergang von $m_{initial} = 0$ nach $m = 0$ stammen, nachgewiesen werden, da die Strahlungsintensität $|\vec{X}_1^0(\theta)|^2 = \frac{3}{8\pi} \sin^2\theta$ der Dipolstrahlung für die Projektion $m=0$ des Drehimpulses L eines Photons, das in z -Richtung emittiert wird, verschwindet. Das beobachtete Photon muss also entweder die Projektion $m = +1$ oder $m = -1$ haben.

Das führt dazu, dass im Zwischenzustand das magnetische Niveau mit $m = 0$ nicht besetzt sein kann. Die magnetischen Unterzustände des Zwischenzustandes sind also nicht mehr gleichwahrscheinlich besetzt.

Die Besetzungswahrscheinlichkeit der magnetischen Unterniveaus des Zwischenzustandes (unter Beachtung der noch verbleibenden Übergangsmöglichkeiten) ist proportional der Summe aus dem Produkt der Abstrahlungscharakteristik $|\vec{X}_L^m(\theta = 0^\circ)|^2$ und dem Betragquadrat des entsprechenden Clebsch-Gordon Koeffizienten $(I_{initial}, m_{initial}; I, m | L_{Photon}, m_{Photon})^2$ für jede mögliche Projektion des Drehimpulses des Photons (siehe Formel 9). Die Clebsch-Gordon Koeffizienten repräsentieren quantenmechanisch im Rahmen der Drehimpulsalgebra die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die entsprechende Vektorkopplung realisiert wird.

Für das konkrete Beispiel gilt $(0, 0; 1, \pm 1 | 1, \pm 1)^2 = 1$ und $|\vec{X}_1^{\pm 1}(\theta_1 = 0^\circ)|^2 = 3/8\pi$, d.h. die Niveaus $I = 1, m = +1$ und $m = -1$ werden gleichwahrscheinlich bevölkert und das Niveau $I = 1, m = 0$ ist, wie schon erläutert, nicht besetzt.

Man kann nun analog die möglichen Übergänge (L, m) - unter Beachtung der Besetzungswahrscheinlichkeit - vom Zwischenniveau mit $I = 1$ in den Endzustand mit $I_{final} = 0$ konstruieren und Formel 10 anwenden um die Winkelabhängigkeit der Strahlungsintensität des in Koinzidenz emittierten zweiten Photons zu erhalten.

Für das betrachtete einfache Beispiel ergibt sich qualitativ folgende Winkelverteilung / Anisotropie (siehe auch Abb. 5):

$$W(\theta_2) \sim 1 + \cos^2\theta \quad (11)$$

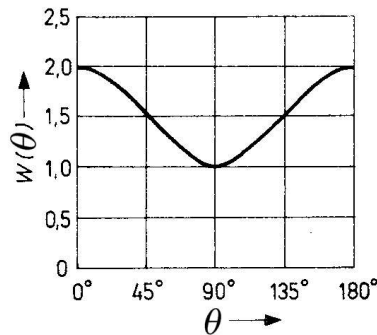


Abbildung 5: Relative Winkelverteilung der Strahlungsintensität des zweiten Photons der $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ Kaskade

3 Praktischer Teil

3.1 Problemstellung

Im vorliegenden Experiment sollen die angeregten Tochterkerne aus dem radioaktiven Zerfall von ^{152}Eu (\rightarrow finden Sie heraus, wie dieses Isotop zerfällt!) spektroskopisch untersucht werden.

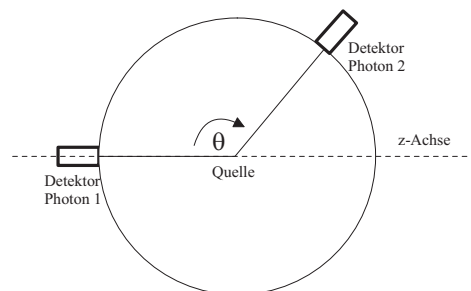


Abbildung 6: Schematischer Versuchsaufbau

Der Ablauf des Versuchs soll sich an folgenden Schritten orientieren:

a) Zunächst wird jeweils einzeln mit den beiden zur Verfügung stehenden Germanium Detektoren (siehe Abb. 6) ein Spektrum (Zählrate gegen Energie) der emittierten Gamma Quanten aufgezeichnet (zuvor lineare Energieeichung durchführen!). Die sich ergebenden Linien (Untergrund beachten!) werden mit einer Gaußkurve angefitet und ihre Position sowie ihre volle Halbwertsbreite (FWHM = Full Width Half Maximum) in Abhängigkeit von der Energie bestimmt. Die volle Halbwertsbreite ist ein Maß für die Auflösung des Detektors. Im Allgemeinen geht man davon aus, dass man zwei Peaks noch voneinander getrennt wahrnehmen kann, falls sie wenigstens um eine volle Halbwertsbreite auseinander liegen. Außerdem soll die relative Effizienz (Verhältnis von registrierten Quanten zu in den Detektor einfallenden Quanten)

normiert auf einen Peak im Spektrum in Abhängigkeit der Energie für jeden Detektor durch einen Vergleich mit tabellierten Verzweungsverhältnissen des Zerfalls (siehe Anhang) von ^{152}Eu bestimmt werden (jeweils Peakinhalt ohne Untergund bestimmen).

b) Um dem Ziel der Festlegung eines Termschemas für die Tochterkerne näher zu kommen, werden die beiden Detektoren jetzt in Koinzidenz betrieben. Die bevölkerten Niveaus der Tochterkerne haben jeweils eine Lebensdauer, die höchstens im Nanosekundenbereich liegt. Die Anstiegszeit der Signale der Germaniumdetektoren ist allerdings um ein Vielfaches größer. Damit ist die Zeitauflösung unserer Messeinrichtung viel zu schlecht, um die Gamma Quanten einer Kaskade zeitlich getrennt voneinander auflösen zu können. Falls die Quanten einer Kaskade beide von einem Detektor registriert werden, so wird dieser daher die Summenenergie messen (Pile-Up). Um zwei emittierte Gammas einem Kaskadenzerfall zuzuordnen zu können, benötigt man daher einen zweiten Detektor, der in zeitlicher Koinzidenz zum ersten Detektor anspricht.

Ein messtechnisches Problem ist hier allerdings die Trennung der echten Koinzidenzen (Koinzidenzen, die von den zwei Quanten eines Kaskadenzerfalls erzeugt werden) von den zufälligen Koinzidenzen (zwei Gamma Quanten die von verschiedenen Kernen emittiert werden und zufällig gleichzeitig in beide Detektoren eindringen). Auf die Methode, die die zufälligen Koinzidenzen herausfiltert und die Koinzidenzzählrate entsprechend korrigiert, kommen wir später zurück.

Die echten Koinzidenzen $N_k = \kappa_1 \kappa_2 A$ hängen linear von der Aktivität A der Quelle ab. Die κ_i sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren (1,2) einschließlich des Geometriefaktors. Die Rate der zufälligen Koinzidenzen $N_Z = \tau \cdot \kappa_1 \kappa_2 A^2$ steigt, wie man leicht nachvollziehen kann, quadratisch mit der Aktivität A an, so dass sich für das Verhältnis der echten zu den zufälligen Koinzidenzen $N_K/N_Z = (\tau \cdot A)^{-1}$ ergibt. τ ist hier Länge des betrachteten Koinzidenzzeitfensters. Um also ein möglichst günstiges Verhältnis von echten zu zufälligen Koinzidenzen zu erhalten, sollte das Koinzidenzfenster τ möglichst kurz sein, allerdings deutlich größer als die Zeitauflösung des Messaufbaus, da sonst echte Koinzidenzen verloren gehen. Im Übrigen wirkt sich auch eine Erhöhung der Aktivität der verwendeten Strahlenquelle auf dieses Verhältnis ungünstig aus, so dass die Erhöhung der Aktivität der Quelle nicht unbedingt einer längeren Messdauer vorzuziehen ist.

Die Darstellung der in der Koinzidenzmessung ermittelten Zählraten in Abhängigkeit von den zugehörigen Energien $E(\text{Detektor 1})$ und $E(\text{Detektor 2})$ in einem dreidimensionalen Plot (sog. Koinzidenzmatrix) verrät, welche Übergänge zu einer Kaskade gehören.

c) Mit Hilfe der Methode der Gamma-Gamma Winkelkorrelation soll schließlich für zwei ausgewählte Kaskaden (Abbildung 7) eine Aussage über die Paritäten der jeweiligen Anregungszustände getroffen werden. Die genaue Theorie der Gamma-Gamma Winkelkorrelation wurde in Abschnitt 2 bereits ausführlich diskutiert.

Wenn man die Emission des zweiten Gamma Quants der Kaskade relativ zur Emissions-

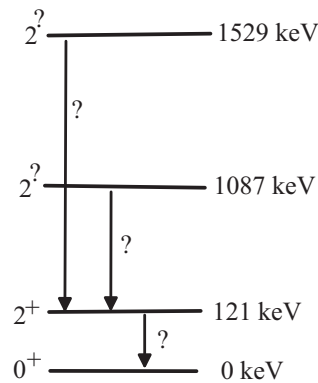


Abbildung 7: Für diese Kaskade sollen die fehlenden Paritäten π der $I = 2$ Zustände sowie die Angaben über die emittierte Multipolstrahlung EL bzw. ML durch Messen der Winkelkorrelation bestimmt werden.

richtung des ersten Quants beobachtet, so ist dessen Emission im Allgemeinen nicht mehr isotrop sondern besitzt eine Winkelabhängigkeit. Eine Messung der Zählrate der echten Koinzidenzen in Abhängigkeit vom Winkel zwischen den Detektoren (siehe Abbildung 6) erlaubt es, Aussagen über die Spins und Paritäten der beteiligten Anregungszustände zu machen.

Im Versuch soll jeweils für die Winkel 90° , 135° und 180° die Zählrate der echten Koinzidenzen für beide in Abbildung 7 gezeigten Kaskaden gemessen werden und anhand der theoretisch berechneten Winkelverteilungen (Abbildung 8) entschieden werden, ob es sich bei den Niveaus um einen Zustand positiver oder negativer Parität handelt.

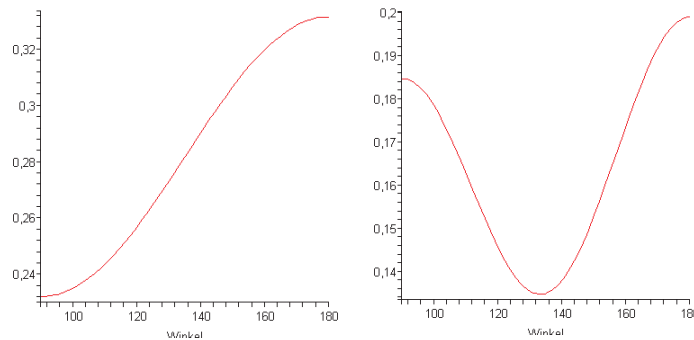


Abbildung 8: Relative Zählraten in beliebigen Einheiten in Abhängigkeit des Winkels zwischen den beiden Detektoren für den Fall negativer Parität (links) bzw. positiver Parität (rechts) der Spin 2 Zustände in Abbildung 7.

Man selektiert nun die aufgezeichneten Koinzidenzen nach der Bedingung, dass Detektor 1 das eine Gamma Quant der Kaskade und Detektor 2 das andere registriert hat und umgekehrt. Für die Auswertung ist die Bestimmung der echten Koinzidenzen wesentlich. Aus diesem Grund erfasst die Datenaufnahme zusätzlich zu den beiden Energien für jedes Koinzidenzereignis auch die Zeitdifferenz zwischen dem

Eintreffen der Quanten im Detektor. Für eine Kaskade ist das in Abbildung 9 dargestellt. Die gesamte dargestellte Zeitdauer entspricht dem Koinzidenzfenster τ . In diesem Zeitraum sind die zufälligen Koinzidenzen in etwa gleichverteilt, da es sich nur um unkorrelierte Pulse handelt, zwischen denen jeder beliebige Zeitabstand möglich ist. In der Mitte befindet sich ein Peak, der die echten Koinzidenzen repräsentiert. Die hier nachgewiesenen Quanten sind korreliert, da sie aus dem Kaskadenzerfall stammen und daher in einer festen Zeitbeziehung zueinander stehen. Die Lage des Maximums hängt von der genauen Einstellung der Verzögerungsglieder ab. Der Peak sollte im Idealfall sehr schmal sein, seine endliche Breite ist dagegen ein Maß für die Zeitauflösung der Messapparatur. Angenommen die Zeitauflösung wäre deutlich besser, dann müsste nach dem Zerfallsgesetz eine exponentiell abfallende Kurve erscheinen - dies würde es möglich machen die Lebensdauer des Zwischenzustandes zu messen.

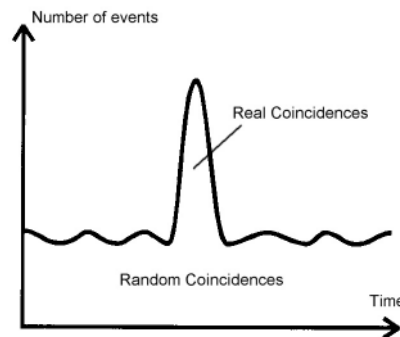


Abbildung 9: Zeitdifferenz der in den beiden Detektoren nachgewiesenen Quanten innerhalb des Koinzidenzfensters

Für die weitere Auswertung ist es nötig, aus den Zeitspektren durch Abzug der zufälligen Koinzidenzen die echten Koinzidenzen bzw. die echte Koinzidenzrate (anschaulich den Flächeninhalt des Peaks) zu extrahieren.

3.2 Detektoren und Elektronik

3.2.1 Wechselwirkung der Gamma Strahlung mit Materie

Um die emittierte Gamma Strahlung zu messen, werden im Versuch Germanium Halbleiter Detektoren verwendet.

Die Energieabsorption von Gammaquanten in Materie erfolgt durch Photo-, Compton- und Paarbildungseffekt. Durch diese Wechselwirkungsmechanismen wird die Bildung von Sekundärelektronen hervorgerufen, die dann mittels einer geeigneten Messanordnung nachgewiesen werden.

Das Gamma-Energiespektrum ist prinzipiell ein Linienspektrum, allerdings werden

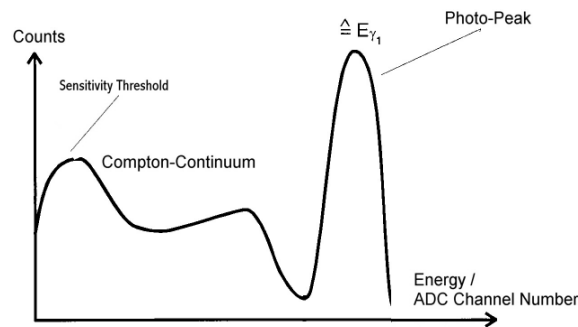


Abbildung 10: Schematische Darstellung des sich ergebenden Spektrums bei Beobachtung von monoenergetischen Gamma Quanten der Energie E_{γ_1} . Die Breite des Photopeaks ist übertrieben dargestellt. Die Auflösung von Germanium Detektoren ist wesentlich besser.

mit den Detektoren nicht nur diese reinen Linien gemessen. Das beruht auf den unterschiedlichen Reaktionen der Gammaquanten mit der Materie des Detektors aufgrund der genannten Wechselwirkungseffekte. Geht man von einer idealen Quelle aus, die lediglich eine Gamma-Linie emittiert, so entsteht bei der vollen Energie im gemessenen Spektrum der Photopeak. Hierbei wird das Strahlungsquant von einem Hüllenelektron des Detektormaterials vollständig absorbiert. Die Energie des Elektrons ist gleich der Energie des Photons vermindert um dessen Bindungsenergie, letztere ist aber im Vergleich zur Energie der Gammaquanten vernachlässigbar.

Wird das Photon bei der Wechselwirkung nicht absorbiert, so tritt nur ein elastischer Stoß mit dem Hüllenelektron auf (Compton-Effekt). Lediglich ein Teil der Energie des Photons wird auf das Hüllenelektron übertragen, das Photon wird gestreut und verlässt mit verminderter Energie den Detektor.

Bei einem Streuwinkel von 180° findet der maximal mögliche Energieübertrag statt. Dieser Maximalenergie des Comptoneffektes entspricht die Comptonkante im Spektrum. Zu niedrigeren Energien schließt sich das Plateau des Compton-Kontinuums an, entsprechend einem Energieübertrag unter anderen Streuwinkeln $0^\circ < Winkel < 180^\circ$. Die Wahrscheinlichkeit für Stöße mit kleinem Streuwinkel ist allerdings bei Gamma Energien oberhalb von einigen hundert keV wesentlich größer als für große Streuwinkel, so dass die Anzahl der registrierten Elektronen mit kleinen Energien dominiert.

Schließlich bleibt noch der Effekt der Paarbildung, der allerdings erst bei Gamma Quanten mit einigen MeV an Bedeutung gewinnt. Ein Photon, dessen Energie die doppelte Ruhemasse des Elektrons überschreitet, kann sich im Coulombfeld des Kerns in ein Elektron-Positron Paar umwandeln. Die beiden erzeugten Teilchen tragen die Energie des Photons und deponieren diese durch Abbremsvorgänge sowie nach Zerstrahlen des Positrons mit einem weiteren Elektron durch Photoeffekt in der Detektormaterie. Allerdings besteht hier auch eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass Teilchen den Detektor verlassen und nicht registriert werden, wodurch nicht die volle Energie im Detektor nachgewiesen wird.

Das Verhältnis des Auftretens der einzelnen Effekte zueinander hängt von der Energie des Photons sowie dem Material des Detektors ab. Grundsätzlich dominiert der

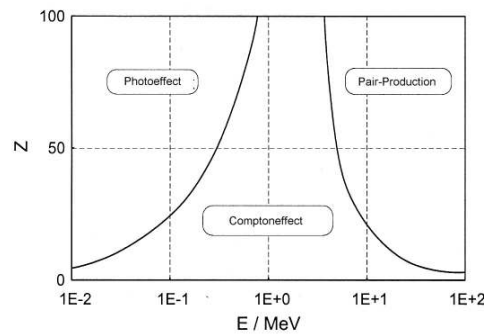


Abbildung 11: Konkurrierende Prozesse bei der Wechselwirkung von Gamma Strahlung mit Materie

Photoeffekt bei niedrigen Energien in Materialien mit großer Ordnungszahl Z . Der Comptoneffekt tritt bei mittleren Gammaenergien, etwa im Energiebereich von 500 keV bis hin zu 3 MeV, stark in Erscheinung. Treten in einem Zerfall mehrere Gammaenergien auf, so kommt es zu einer Überlagerung der verschiedenen Effekte für jede Linie, so dass die Identifikation deutlich erschwert werden kann.

3.2.2 Wirkungsweise der Germanium - Halbleiterdetektoren

Der dem Halbleiterdetektor zugrunde liegende Mechanismus ist relativ einfach. Ein geladenes Teilchen, hier z.B. ein Photoelektron, das sich durch einen Festkörper bewegt (und gestoppt wird), erzeugt eine gewisse Anzahl von Elektron-Loch Paaren, die durch den Quotienten aus der Energie des Teilchens und der notwendigen Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch Paares festgelegt ist. Werden die Elektron-Loch Paare in einem äußeren elektrischen Feld getrennt und die gesamte Ladung gesammelt und gemessen, so kann die Energie des geladenen Teilchens bestimmt werden. Die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch Paares liegt in Germanium bei etwa 2.9eV (bei 77K). Dieser Energiewert ist so niedrig, da die Anregung nicht von einem Atomniveau ins Kontinuum sondern vom Valenzband in das Leitungsband des Halbleiters erfolgt (genaugenommen beträgt die Bandlücke lediglich 0.67eV, der Rest der Energie geht in die Anregung von Phononen). Bei Zimmertemperatur würde die thermische Anregung (thermisch angeregte Gitterschwingungen) einen unerwünschten Strom liefern, daher werden meistens Halbleiterdetektoren auf tiefe Temperaturen heruntergekühlt. Der niedrige Energiewert zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares und die meist vollständige Sammlung aller erzeugten Ladungsträger sind verantwortlich für die hohe Energieauflösung der Halbleiterdetektoren. Die Auflösung wird dabei als die Halbwertsbreite eines Peaks definiert, d.h. die Breite des Peaks in seiner halben Höhe (FWHM = Full Width Half Maximum). Die Auflösung charakterisiert die Möglichkeit, auch dicht beieinander liegende Peaks noch als getrennte Peaks identifizieren zu können. Allerdings ist prinzipiell die Nachweiseffizienz eines Halbleiterdetektors gegenüber typischen Szintillationsdetektoren (BCO, NaJ, BaF) deutlich niedriger. Außerdem ist die Anstiegszeit der von Halbleiterdetektoren pro-

duzierten Stromimpulse relativ lang, d.h. in der Größenordnung von etwa 100ns, da die vollständige Sammlung der produzierten Ladung relativ langsam erfolgt. Halbleiterdetektoren liefern also bei exzellenter Energieauflösung lediglich eine schlechte Zeitauflösung und sind daher nur zur genauen Messung von Zeitdifferenzen bei langsamen Ereignissen geeignet (zum Vergleich: Signale von Szintillationsdetektoren haben Anstiegszeiten von etwa 200ps). Die Energieauflösung und die Zeitauflösung hängen mit der am Halbleiterdetektor angelegten Spannung zusammen. Je höher diese ist, desto schneller werden die Ladungsträger gesammelt und desto vollständiger ist auch die Sammlung, da die produzierten Elektron-Loch Paare weniger Zeit haben, wieder zu rekombinieren.

Letztlich ist aber natürlich die erreichbare Auflösung schon dadurch beschränkt, dass es sich bei der Produktion der Ladungsträger sowie bei deren Sammlung um statistische Prozesse handelt.

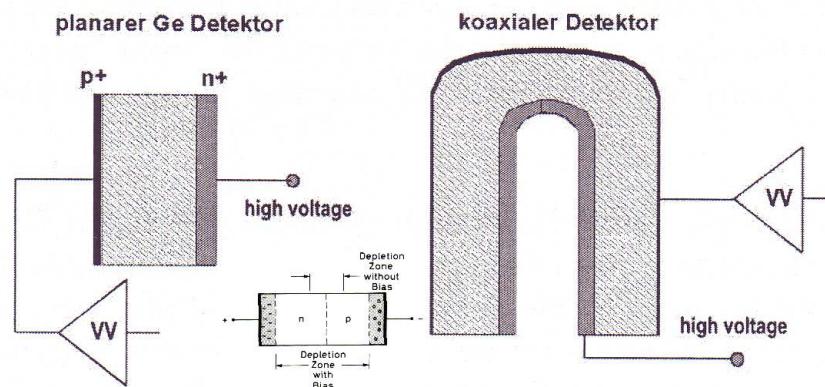


Abbildung 12: Illustration des Germanium Detektors als Diode die in Sperrrichtung betrieben wird

Der Germaniumdetektor ist im wesentlichen eine Halbleiterdiode. Im Detektorkristall existieren zwei aneinander grenzende Bereiche, die p- bzw. n-dotiert sind. Die beweglichen Ladungsträger (Elektronen und Löcher) diffundieren bei endlicher Temperatur durch die Grenzfläche zwischen den beiden unterschiedlich dotierten Bereichen hindurch und rekombinieren dort. In der Umgebung der Grenzfläche bildet sich daher eine an Ladungsträgern verarmte Zone aus. Zurück bleiben in der p Schicht die ortsfesten Akzeptoren und in der n Schicht die ortsfesten Donatoren. Sie stellen somit eine negative bzw. positive Raumladung dar. Diese erzeugen ein inneres elektrisches Feld, welches die Diffusion der beweglichen Ladungsträger schließlich unterbindet. Die Breite der ladungsträgerarmen Zone beträgt einige Mikrometer. Sie läßt sich vergrößern, wenn man an den n und p dotierten Bereich in Sperrrichtung der Diode eine äußere Spannung (Reverse Bias) anlegt. Die durch den Einfall von γ -Strahlung freigesetzten energiereichen Sekundärelektronen geben, wie schon erläutert, ihre kinetische Energie durch das Anheben von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband ab. Die Elektronen und Löcher werden nun auf getrennten Elektroden gesammelt bevor sie rekombinieren. Die Ladungssammlung

ist allerdings nur möglich, wenn die Ladungsträger innerhalb der Verarmungszone (Sperrschicht) erzeugt werden, da nur dort ein entsprechend hohes Feld herrscht, das die Elektronen und Löcher hinreichend schnell trennt. Die Absorptionswahrscheinlichkeit eines γ -Quants hängt allerdings exponentiell von der Dicke des Absorbers ab. Bei der Konstruktion eines Detektors ist es daher von großer Bedeutung, eine möglichst breite Verarmungszone (Depletion Zone) zu erreichen. Durch eine geeignete Wahl von der Sperrspannung und der Dotierung lässt sich diese wesentlich vergrößern (bis hin zu einigen cm!).

Für die Güte des Ladungssignals ist es außerdem wesentlich den Detektor stark herunterzukühlen. Bei Zimmertemperatur ist es leicht thermisch Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband zu heben. Damit addiert sich auf jedes Ladungssignal eines einfallenden Photons ein thermisches Rauschen, das die Auflösung deutlich verschlechtert.

Die Germanium Detektoren sind sehr empfindliche Geräte. Dadurch, dass auf einem relativ kleinen Bereich hohe Spannungen anliegen und damit hohe Feldstärken auftreten und auf die Kristallstruktur einwirken ist der Halbleiterdetektor sehr empfindlich gegen plötzliche Änderungen der angelegten Spannung. Desweiteren stellt der Halbleiterdetektor aus der Sicht des empfindlichen Vorverstärkers nichts anderes als eine Kapazität dar. Abrupte Spannungsschwankungen führen zu einem schnellen Laden / Entladen dieser Kapazität. Diese Stromspitzen können den Vorverstärker zerstören.

3.2.3 Elektronischer Aufbau zur Verarbeitung der Signale

Die folgende Diskussion orientiert sich an dem schematischen Schaltplan in Abb. 13.

Die in den beiden Detektoren gesammelte Ladung wird mit Hilfe von ladungssensitiven Vorverstärkern (PA=Preamplifier) in ein Spannungssignal umgewandelt und verstärkt (Größenordnung mV). Die Höhe des Signals ist proportional der gesammelten Ladung. Die Anstiegszeit ist relativ kurz (etwa 100ns), gefolgt von einem langsameren exponentiellen Abfall des Vorverstärkersignals (Aufladen eines Kondensators, der sich über einen Widerstand entlädt). Fallen zwei Gammaquanten mit entsprechend kurzer Zeitdifferenz in den Detektor ein, so dass sich deren Signale überlagern, spricht man von Pile-Up Ereignissen (siehe Abb. 14). Typischerweise misst man dabei die Summe der Energien der beiden Photonen.

Die Vorverstärker sollten selbst dem Signal des Detektors möglichst wenig Rauschen hinzufügen. Außerdem ist dieser direkt am Detektor montiert, um eine Dämpfung des Signals durch die Kabellänge sowie mögliche Störeinflüsse von außen zu minimieren.

Nach den Vorverstärkern (PA) teilt sich das Signal in einen langsamen Zweig, der zur Extraktion der Energieinformation dient, und einen schnellen Zweig auf, der zur Erzeugung des Auslesetriggers und zur Messung von Zeitdifferenzen verwendet

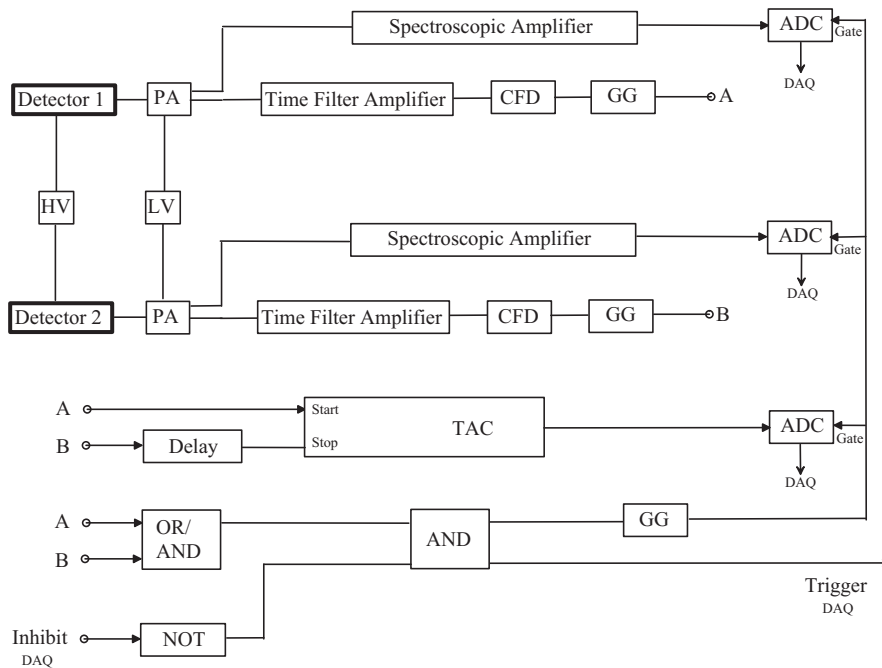


Abbildung 13: Schematischer Schaltplan für den elektronischen Aufbau zur Messung von Koinzidenzen - Legende: HV = High Voltage, Hochspannungsvorsorgung; LV = Low Voltage, Niederspannungsvorsorgung; PA = Pre-Amplifier, Vorverstärker; CFD = Constant Fraction Discriminator; GG = Gate Generator; TAC = Time to Amplitude Converter; ADC = Analog to Digital Converter; DAQ = DataAcquisition

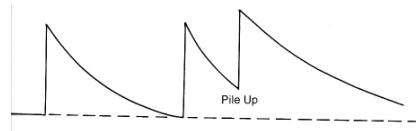


Abbildung 14: Vorverstärkersignal mit einem Pile-Up Ereignis

werden soll. Der Hauptverstärker (Spectroscopic Amplifier) im langsamen Zweig verstärkt das Vorverstärkersignal weiter. Da es in diesem Zweig darauf ankommt, letztlich die Energieinformation, also die Pulshöhe, auszulesen, muss der Verstärker eine exakte Proportionalität zwischen Eingangs- und Ausgangssignal gewährleisten. Außerdem wird das Signal des Vorverstärkers neu geformt, so dass der lange Abfall des Vorverstärkersignals deutlich verkürzt sowie das Signal zu Rausch Verhältnis durch einschränken der transmittierten Bandbreite optimiert wird.

Im schnellen Zweig wird ein sogenannter Time Filer Amplifier eingesetzt. Da es hier im Wesentlichen um die Zeitinformation geht, ist es wichtig, die schnelle Anstiegszeit des Signals zu erhalten. Führt man eine Fouriertransformation eines schnell ansteigenden Signals durch, so sieht man, dass dieses in eine große Zahl unterschiedlicher Frequenzen zerlegt werden kann und bei Beschneiden dieses Frequenzspektrums der schnelle Anstieg verloren geht. Diese Verstärkerart muss also eine große Bandbreite

durchlassen, um die schnelle Anstiegszeit des Signals zu erhalten.

Am Ende des Energiezweigs befindet sich ein ADC, ein Analog Digital Wandler, der bei anliegen eines Gates, also einer logischen Information, das Maximum des einlaufenden Signals in einen entsprechenden Digitalen Wert umsetzt und der Datenaufnahme (DAQ=Data Acquisition) zur Verfügung stellt.

Der Constant Fraction Discriminator (CFD) (siehe Abb. 15), der dem Time Filter Amplifier nachgeschaltet ist, dient der Selektion guter Signale, die oberhalb des Rauschens der Detektoren liegen. Immer dann, wenn ein gutes Signal im CFD registriert wird, gibt dieser einen kurzen logischen Impuls ab. Die Schwierigkeit beim Einstellen der Triggerschwelle liegt darin, nicht auf das Rauschen zu triggern, aber für möglichst kleine Signale sensitiv zu sein.

Eine Besonderheit des CFD ist, dass dieser nicht einfach auf das Überschreiten einer feststehenden Schwelle triggert. Der CFD spricht bei unterschiedlich hohen Impulsen, die allerdings eine gewisse eingestellte Höhe überschreiten, immer bei Erreichen eines bestimmten konstanten Bruchteils der Maximalamplitude des Signals an. Der große Vorteil dieser Methode liegt in der wesentlich besseren Zeitauflösung, die erreicht wird, weil das Ansprechen des CFD von der Signalhöhe weitgehend unabhängig ist. Die Anstiegszeit der verschiedenen zu verarbeitenden Signale sollte sich allerdings mit der Pulshöhe nicht verändern.

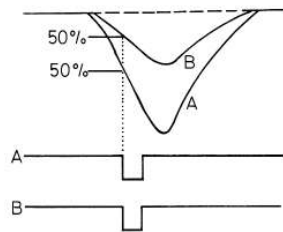


Abbildung 15: Illustration der Arbeitsweise des Constant Fraction Discriminators (Quelle: Leo)

Die den Constant Fraction Discriminatoren (CFD) nachgeschalteten Gate Generatoren (GG) dienen im wesentlichen der Verlängerung des logischen Signals, so dass die gewünschte Zeitdauer des Koinzidenzfensters (τ) eingestellt werden kann. Die verlängerten logischen Signale der beiden Detektoren (A, B) laufen in eine Koinzidenzeinheit (siehe Abb. 16), die ein logisches AND produziert, d.h. nur bei gleichzeitigem Anliegen der Signale wird ein Ausgangssignal generiert.

Dieses Ausgangssignal aktiviert (triggert) die Datenaufnahme und stellt den ADCs das entsprechende Gate zur Verfügung, um das Energiesignal der Hauptverstärker (Spectroscopic Amplifier) zu digitalisieren. Es ist entscheidend, dass das Maximum des Energiesignals in dem entsprechenden Gate liegt, da die Energieinformation durch die Höhe des Peaks repräsentiert wird (Abb. 17). Die verwendeten ADCs sind Peak sensing, d.h. sie digitalisieren den maximalen Wert des Signals der während des Gates an ihrem Eingang anliegt.

Die schnellen Ausgangssignale des Zeitzweigs werden ebenfalls auf die Eingänge ei-

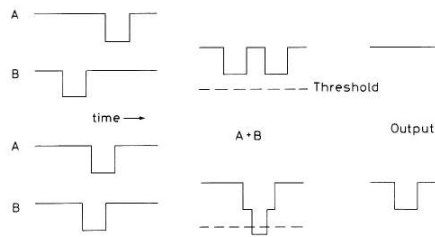


Abbildung 16: Illustration der Funktionsweise der Koinzidenzeinheit (logisches AND)
(Quelle: Leo)

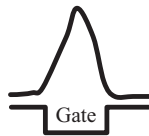


Abbildung 17: Richtige Anpassung des Gates an das zu digitalisierende Signal

nes TAC (Time to Amplitude Converter) gegeben. Dieses Bauteil (siehe Abb. 18) setzt die Zeitdifferenz zwischen einem Signal am START Eingang und einem Signal am STOP Eingang in eine dazu proportionale Amplitude um und stellt diese an seinem Ausgang zur Verfügung. Die Höhe dieses Signals, d.h. die Information über die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen der Gamma-Quanten in den Detektoren, wird ebenfalls von einem ADC digitalisiert.

Die Verzögerungsstrecke (Delay Line) wurde vor dem STOP Eingang eingefügt, damit es keinen Unterschied macht, welcher Detektor letztlich das erste Gamma Quant registriert, so dass in jedem Fall eine Zeitdifferenz gemessen wird.

Für jedes Ereignis im Koinzidenzfenster werden letztlich zwei Energien (Detektor 1 und Detektor 2) sowie ein Zeitdifferenz Signal digitalisiert und der Datenaufnahme (DAQ) zur Verfügung gestellt.

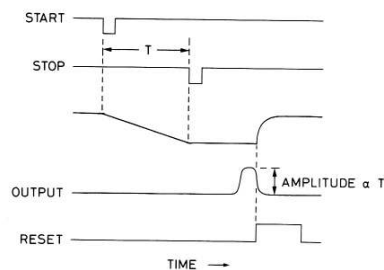


Abbildung 18: Funktionsweise des Time to Amplitude Converters (Quelle: Leo)

4 Bemerkungen zum Strahlenschutz

Als Maß für die **primäre physikalische Wirkung** von radiaktiven Strahlen wird die auf ein Massenelement durch die Strahlung übertragene Energie verwendet. Bei radioaktiven Strahlen bezeichnet man diese Energie als Energiedosis.

$$\text{Energiedosis} = \frac{\text{Energie durch Strahlung auf Materie uebertragen}}{\text{Masse der bestrahlten Materie}} \quad (12)$$

Die gesetzliche Einheit ist das Gray (1 Gy = 1 J/kg). Da es nicht einfach ist, die Energiedosis zu messen - hierzu sind empfindliche kalorimetrische Verfahren erforderlich - wird häufig die von der Strahlung in Luft hervorgerufene Ionisation als Dosismaß verwendet. Dabei wird die in einer definierten Luftmenge unter Einwirkung der Strahlung erzeugte Anzahl von Ionen gemessen. Diese Dosis bezeichnet man als Ionendosis.

$$\text{Ionendosis} = \frac{\text{elektrische Ladung erzeugt durch Strahlung in Luft}}{\text{Masse der durchstrahlten Luft}} \quad (13)$$

Die gesetzliche Einheit ist Coulomb/Kilogramm (C/kg). Hat man die Ionendosis gemessen so erhält man schließlich die eigentlich interessierende Energiedosis durch Multiplikation der Ionendosis mit dem sogenannten Dosisumrechnungsfaktor f .

$$\text{Energiedosis(Gy)} = \text{Ionendosis(C/kg)} \cdot \text{Dosisumrechnungsfaktor } f \quad (14)$$

Der Dosisumrechnungsfaktor f wird experimentell ermittelt und hängt von Strahlenart, -energie sowie der bestrahlten Materie ab. Im einfachsten Fall ist es die Ionisationsarbeit.

Die **biologische Wirkung** einer im lebenden Material absorbierten radioaktiven Strahlung ist von vielen Faktoren abhängig und keinesfalls mit der physikalischen Wirkung gleichzusetzen. Eine große Rolle spielt z.B. die Strahlenart. Für die biologische Wirkung ist es wichtig zu berücksichtigen, ob die Strahlungsenergie auf kurzem oder langem Weg absorbiert wird (man denke an die kurze Reichweite der geladenen α Strahlung im Gegensatz zur großen Reichweite der γ Strahlung in Materie). Man hat daher für Strahlenschutz Zwecke grob gültige Bewertungsfaktoren q ermittelt, die die biologische Wirkung verschiedener Strahlenarten bei der Bestrahlung des Menschen relativ zueinander kennzeichnen. Der Bewertungsfaktor für Röntgenstrahlung und γ -Strahlung wurde zu $q = 1$ festgesetzt. Neutronenstrahlung wurde ein Wert von $q = 10$ und α -Strahlung ein Wert von $q = 20$ zugewiesen.

Die Bewertungsfaktoren gehen in die sogenannte **Äquivalentdosis** ein, die ein Maß für die biologische Wirkung der radiaktiven Strahlung darstellt.

$$\text{Äquivalentdosis} = \text{Bewertungsfaktor} \cdot \text{Energiedosis} \quad (15)$$

Die Äquivalentdosis hat formal die gleiche Grundeinheit (1 J/kg) wie die Energiedosis, allerdings darf man diese natürlich nicht ohne weiteres als physikalische

Energiedosis interpretieren. Man bezeichnet 1 J/kg Äquivalentdosis auch als **1 Sievert (1 Sv)**. Unter dem Begriff der Dosisleistung versteht man die Angabe einer Dosis pro Zeit, also z.B. Gy/s. Ein anderer Aspekt ist die unterschiedliche Strahlensensibilität verschiedener Körperteile. Dies wird in einer sogenannten **effektiven Äquivalentdosis** berücksichtigt worauf wir allerdings nicht genauer eingehen.

Zur Abschätzung der Äquivalentdosisleistung beim Umgang mit unserer radioaktiven ^{152}Eu Quelle gehen wir von einer punktförmigen Quelle aus deren Strahlung in Luft nur wenig abgeschwächt wird. Die Abnahme der Strahlenintensität folgt bei γ -Strahlung in guter Näherung der $1/r^2$ Abhängigkeit. Die emittierte Betastrahlung vernachlässigen wir, da sie zum größten Teil in der Halterung und in der umgebenden Luft absorbiert wird. Gehen wir von einer Aktivität von 1 MBq aus und berücksichtigen nur die durch Emission von γ -Strahlung ($q = 1$) abgegebene Energie sowie einen angenommenen Abstand eines Normstudenten mit Standardmaßen von der Probe von einem Meter, so ergibt sich ein Wert für die Äquivalentdosisleistung von etwa $0.08 \cdot 10^{-6} \text{ Sv/h}$ (Quelle: RPA Information Sheet No 8, Radionuclide Data Sheet, University of Leeds). Bei ständigem Aufenthalt nahe der Probe wäre der Student folglich im Jahr 0.7 mSv ausgesetzt. Für nicht beruflich strahlenexponierte Personen darf die zur natürlichen Umgebungsstrahlung zusätzliche Strahlenexposition nach der Strahlenschutzverordnung einen Grenzwert von 1.5 mSv pro Jahr (Gesamtkörperdosis) nicht übersteigen. Dieser Wert ist vergleichbar mit der in Deutschland vorhandenen natürlichen Strahlenbelastung (stark ortsabhängig!) von 2.4 mSv im Jahr.

Fazit: Die Teilnahme an dem Versuch ist aufgrund der geringen Strahlenbelastung gesundheitlich unbedenklich.

Allerdings sollten folgende Regeln im Umgang mit Strahlung zur Minimierung der Strahlenbelastung befolgt werden:

- Abstand halten
- Möglichst schnell arbeiten
- Strahlung nach Möglichkeit abschirmen

Das Essen und Trinken in den Laborräumen ist grundsätzlich nicht erlaubt!

5 Ausarbeitung

Nehmen Sie anhand der theoretischen Beschreibung der Winkelkorrelation in dieser Anleitung eigene Berechnungen zu den gemessenen Kaskaden vor und verifizieren Sie die in Abbildung 8 dargestellten Winkelkorrelationen.

Schreiben Sie einen kompakten Bericht über den durchgeführten Versuch, vergleichen Sie die gemessenen Winkelverteilungen (unter Annahme eines rein statistischen Fehlers (Poissonverteilung)) mit den theoretischen Erwartungen (Mittelwert über entsprechende Winkelbereiche!) und diskutieren Sie die Ergebnisse kritisch. Wieso macht es keinen Sinn, mit dem vorliegenden Versuchsaufbau bei mehr als drei Winkeln zwischen 90° und 180° Messungen durchzuführen? Wie ist die geometrische Winkelauflösung?

Beantworten Sie außerdem folgende Fragen:

- Welche Möglichkeiten hat ein Kern, im Rahmen der Elektromagnetischen Wechselwirkung neben der Emission von Gamma Quanten nach den hier dargestellten Auswahlregeln seine Anregungsenergie wieder abzugeben?
- Wie könnte zusätzlich die Polarisation der Strahlung gemessen werden?
- Beschreiben Sie kurz, wie man basierend auf der Methode der Winkelkorrelation g-Faktoren des Zwischenzustandes einer Gamma-Gamma Kaskade messen könnte und welche Voraussetzungen hierzu erfüllt sein müssen.

- Schätzen Sie anhand der Faustformel in Abschnitt 2.1 ab, wie stark die L+1 Ordnung gegenüber der L Ordnung derselben Polarisation von der Übergangswahrscheinlichkeit her unterdrückt ist (z.B. für $E_\gamma = 0.5\text{MeV}$ und $R = 1.3\text{fm} \cdot A^{1/3}$ mit $A \approx 130$).

Wieso spielen dennoch Multipolübergänge höherer Ordnung wie z.B. E2 Übergänge in Kernen eine ebenso wichtige Rolle wie E1 Übergänge (denken Sie an die Schwingungsmoden der Kernmaterie die die jeweiligen Multipolübergänge repräsentieren)?

Nehmen Sie die gleiche Abschätzung für Übergänge in der Atomhülle vor und diskutieren Sie das Ergebnis.

- Wichtige Eigenschaften des Germanium Detektors sind seine Energieauflösung und die Effizienz (Nachweisvermögen). Erläutern Sie wieso die relative Energieauflösung ($FWHM/E_\gamma$) in etwa proportional zu $E_\gamma^{-1/2}$ ist. Warum nimmt die relative Effizienz des Detektors mit steigender Photonenenergie ab?

6 Literatur

- (1) T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner Verlag
- (2) W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag
- (3) G. Musiol, Kern und Elementarteilchenphysik, Verlag Harri Deutsch
- (4) Diverse Lehrbücher zur Elektrodynamik z.B. Jackson

WWW Link zu einem Online Rechner für Clebsch-Gordon Koeffizienten

<http://www.gleet.org.uk/cleb/cgjava.html>

7 Anhang

Energie E_γ [keV]	absolute Em.-Wahrsch. W [%]	relative Em.-Wahrsch. W [%] normiert auf 1408keV Peak
122	28.4	135.9
344	26.6	127.3
779	13.0	62.2
964	14.6	69.9
1086	10.1	48.3
1112	13.5	64.6
1408	20.9	100

Tabelle 1: Das Gamma-Spektrum des Nuklids ^{152}Eu (nur die wichtigsten Linien)