

Physikalisches Fortgeschrittenenpraktikum

Gamma-Koinzidenzspektroskopie

– Vorbereitung –

Armin Burgmeier

Robert Schittny

1 Grundlagen

1.1 Gammastrahlung

Gammastrahlung ist die durchdringendste radioaktive Strahlung, also Strahlung, die beim Zerfall von Atomkernen entsteht. Der Name (auch γ -Strahlung) stammt aus der Einteilung der bei radioaktivem Zerfall entstehenden ionisierenden Strahlung in Alpha-, Beta-, und Gammastrahlung nach ihrer Fähigkeit, Materie zu durchdringen.

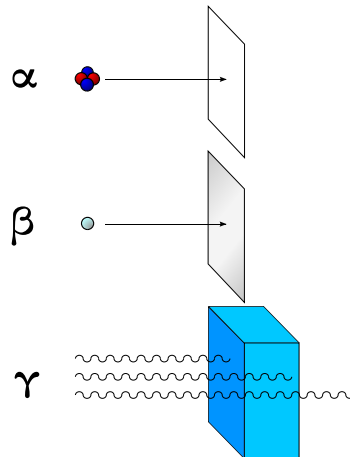


Abbildung 1: Eindringtiefe radioaktiver Strahlung

Die Quantenenergien liegen bei Gammastrahlung im Bereich über 200 keV.

1.1.1 Entstehung

Gammastrahlung entsteht als Folge eines vorhergehenden radioaktiven Zerfalls eines Atomkerns. Der Kern befindet sich dabei nach dem Zerfall in einem angeregten Zustand und kann die Anregungsenergie in Form von Gammastrahlung wieder abgeben, wenn er in den Grundzustand zurückkehrt. Dabei kann nur Strahlung ganz bestimmter Energieniveaus abgegeben werden, weshalb Gammastrahlung durch ein *diskretes Energiespektrum* ausgezeichnet ist.

Der angeregte Zustand eines Atomkerns, der zur Entstehung von γ -Strahlung führt, kann außerdem auch auf andere Weise wie Neutroneneinfang oder vorherige Absorption eines Gammaquants herbeigeführt werden.

1.1.2 Unterscheidung zwischen Gamma- und Röntgenstrahlung

Da Röntgenstrahlung ebenfalls aus Photonen besteht und „harte“ Röntgenstrahlung und „weiche“ Gammastrahlung im gleichen Energiebereich liegen, ist es sinnvoll, die Unterscheidung der beiden Strahlungsarten zu präzisieren:

Gammastrahlung entsteht im Atomkern, während Röntgenstrahlung bei Vorgängen in der Atomhülle entsteht (z.B. *Bremsstrahlung*).

1.1.3 Wechselwirkung mit Materie

Man unterscheidet drei fundamentale Wechselwirkungsprozesse von Gammastrahlung mit Materie:

1. *Comptoneffekt*

Beim *Comptoneffekt* (auch *Comptonstreuung*) stößt ein γ -Quant mit einem Hüllenelektron, welches eine im Vergleich zur Energie des γ -Quants geringe Bindungsenergie hat und daher auch *quasifrei* genannt wird. Dabei überträgt das Photon einen Teil seiner Energie auf das Elektron und ändert somit Wellenlänge und Richtung. Das Elektron löst sich dabei aus dem Atom, seine Energie lässt sich dann mit einem Nachweissystem messen.

Der Comptoneffekt kann als klassischer Stoßprozess zweier Teilchen betrachtet werden, woraus folgende Formel für die Veränderung der Wellenlänge $\Delta\lambda$ des γ -Quants folgt:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \varphi) \quad (1)$$

wobei h das *Plancksche Wirkungsquantum*, m die Masse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Die Wellenlängenänderung zeigt also eine Winkelabhängigkeit vom Streuwinkel φ des Photons und ist maximal bei *Rückwärtsstreuung* mit $\varphi = \pi$, was einem maximalen Energieübertrag auf das Elektron entspricht.

Die Wahrscheinlichkeit für Comptonstreuung steigt linear mit der Kernladungszahl der wechselwirkenden Materie (höhere Kernladungszahl = mehr Elektronen) und sinkt mit zunehmender Energie der Quanten.

1 Grundlagen

2. Photoelektrischer Effekt

Beim photoelektrischen Effekt wird die Energie eines γ -Quants komplett auf ein Hüllenelektron eines Atomkerns übertragen, welches die Atomhülle hiernach verlässt. Da das Photon bei diesem Prozess verschwindet, das Elektron jedoch in beliebige Richtungen weiterfliegen kann, muss an dem Prozess noch ein dritter Partner beteiligt sein, damit der Impulserhaltungssatz nicht verletzt wird. Dies ist der Kern, der den sog. „Rückstoß“ aufnimmt. Da dies umso wahrscheinlicher ist, je höher die Kopplung des Kerns an das Elektron ist, tritt der Photoeffekt vornehmlich in den inneren Schalen auf, wo die Bindungsenergie der Elektronen groß ist.

Die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt nimmt ebenfalls mit der Kernladungszahl zu, allerdings nicht linear sondern mit einer höheren Potenz. Ebenso wie beim Comptoneffekt nimmt die Wahrscheinlichkeit mit höheren Quantenenergien ab, Voraussetzung ist jedoch, dass die Quantenenergie größer als die Bindungsenergie der Elektronen ist.

3. Paarbildung

Unter Paarbildung versteht man die Bildung eines *Teilchen-Antiteilchen-Paares* aus einem energiereichen Photon. Die Energie des Photons muss dabei mindestens der Summe der Ruheenergien der zu erzeugenden Teilchen entsprechen. Übersteigt die Energie der γ -Quanten die dafür aufzubringende Ruheenergie von 1,02 MeV (das Zweifache der Ruheenergie von Elektron bzw. Positron), können γ -Quanten Elektron-Positron – Paare erzeugen, die beide wiederum Atome anregen können.

Als Antiteilchen des Elektrons zerstrahlt ein Positron allerdings nach kurzer Zeit, wodurch zwei antiparallele Photonen emittiert werden, die ihrerseits wiederum Compton- oder Photoeffekt hervorrufen können.

1.2 Die im Versuch verwendeten Detektoren

1.2.1 Halbleiter-Detektor

Halbleiterdetektoren beruhen wie Ionisationskammern auf der Bewegung und Sammlung der in einem elektrischen Feld freigesetzten Ladungen. Die am häufigsten verwendeten Halbleiterdetektoren sind dabei dotiert, wobei Art und Stärke der Dotierung die Eigenschaften der Detektoren ausmachen.

Das grundsätzliche Arbeitsprinzip ist dabei, dass ankommende ionisierende Teilchen (in unserem Fall also Elektronen, die nach der Wechselwirkung der γ -Quanten mit Materie entstanden) in einem in Sperrichtung gepolten pn-Übergang Elektronen ins Leitungsband anheben. Die so entstandenen Elektron-Loch-Paare werden beschleunigt und driften zu den Elektroden, wo sie als kurzer Stromimpuls nachgewiesen werden können, sofern sie nicht vorher spontan rekombinieren.

Mit dotierten Halbleitern lassen sich Detektoren mit sehr dünnen Sperrschichten bauen, die kurze Driftstrecken und somit hohe Energieauflösung bieten.

1.2.2 NaJ-Szintillationszähler

Ein Szintillationszähler besteht zunächst aus einem Szintillationskristall. Dieses ist ein Material, welches beim Durchgang von geladenen Teilchen oder γ -Quanten angeregt wird und die Anregungsenergie in Form von Licht wieder abgibt (*Szintillation* von lat. *scintillare*: funkeln / flackern). Die im Szintillator deponierte Energiemenge kann durch die Messung der Lichtmenge bestimmt werden, die Intensität der Strahlung aus der Anzahl der Szintillationen pro Zeit.

Ein typischer Detektor sieht schematisch wie folgt aus:

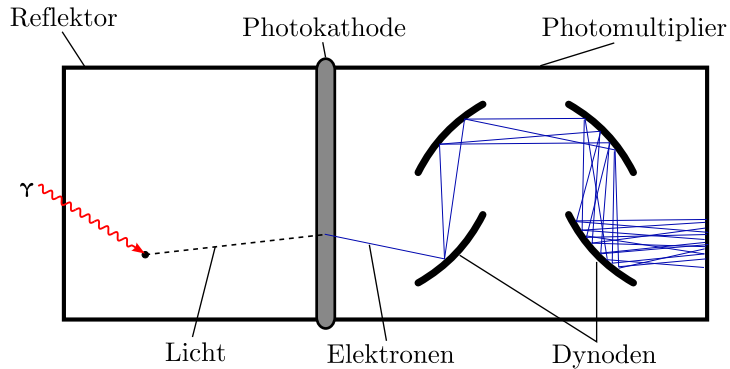


Abbildung 2: Szintillationszähler

Links ist der Szintillationskristall, umgeben von einer diffus reflektierenden Schicht, die möglichst viele Lichtquanten Richtung Photokathode leiten soll. In der Photokathode erzeugen die Lichtquanten, die durch Szintillation entstehen, wiederum durch Photoeffekt Elektronen.

Um diese Elektronen messen zu können, wird hinter der Photokathode ein *Sekundärelektronenvervielfacher* oder auch *Photomultiplier* angebracht, der aus einer Serie von Parallelelektroden, den Dynoden, besteht. Jede Dynode liegt dabei gegenüber der vorangehenden auf einem ca. 100 V höheren Potential, sodass auftreffende Elektronen daraus drei- bis fünfmal mehr Elektronen auslösen und das Signal so verstärken, dass es gut messbar wird.

1.2.3 Energie- und Zeitauflösung

Die Energieauflösung eines Detektors beschreibt die Trennschärfe zweier Peaks im Spektrum. Sie steigt mit der Anzahl der Ladungsträgerpaare, die bei einer festern Energie E erzeugt werden und steigt somit auch mit wachsender Energie. Halbleiterdetektoren haben von allen Detektoren die beste Energieauflösung, da hier nur ca. 3 eV pro Ionenpaar aufgebracht werden muss, während bei Zählrohren oder Szintillatoren 25-35 eV nötig ist.

Die Zeitaufklärung bestimmt die minimale Zeitspanne, die zwischen zwei Ereignissen vergehen muss, damit der Detektor sie als zwei getrennte Ereignisse wahrnimmt.

1.3 „Fehler“ im Spektrum

Da Gammastrahlung selbst nicht direkt gemessen werden kann, muss die spektrale Analyse über Umwege erfolgen, genauer über die bei Wechselwirkung mit Materie entstehenden Elektronen. Folglich ist das gemessene Spektrum kein γ -Spektrum, sondern ein Elektronenspektrum, von dem auf das ursprüngliche Spektrum des radioaktiven Isotops geschlossen werden muss. Daher erscheinen die Peaks in diesem Spektrum nicht scharf, sondern in einem gewissen Bereich „verschmiert“. Durch die unterschiedlichen Wechselwirkungen kann es außerdem zu „Fehlern“ im Elektronenspektrum kommen, die im Gammaspektrum nicht zu erwarten wären.

1.3.1 Comptonkante und Rückstreupeaks

Wie zuvor beschrieben, enthält die Comptonstreuung eine Winkelabhängigkeit. Dabei entsteht für Winkel kleiner π eine kontinuierliche Verteilung, das sog. Compton-Kontinuum, das beim Winkel $\varphi = \pi$ abrupt abbricht. Diese sog. Comptonkante entspricht gerade der Rückstreuung, bei der ein maximaler Energieübertrag der Gammaquanten auf die Elektronen erfolgt, weshalb es im Detektor keine energetisch höheren Elektronen geben kann.

Außerdem kann es vorkommen, dass Gammaquanten von Materie außerhalb des Szintillationskristalls in diesen zurückgestreut werden. Dies geschieht vornehmlich durch Rückstreuung, wodurch diese Quanten nur noch mit geringer Energie in den Szintillationskristall eindringen. Sie wechselwirken hauptsächlich im Photoeffekt mit dem Kristall, was im gemessenen Elektronenspektrum sog. *Rückstreupeaks* erzeugt, die energetisch unter der Comptonkante liegen.

1.3.2 Escape-Peaks

Wie zuvor beschrieben, tritt *Paarbildung* als Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie auf. Dabei ist es möglich, dass ein oder beide der antiparallel ausgesandten Quanten die Detektormaterie ohne weitere Wechselwirkungen verlassen und zur Photokathode gelangen, was in sog. *Escape-Peaks* im gemessenen Elektronenspektrum mündet.

1.4 Koinzidenzspektroskopie

Unter einer Koinzidenzmessung versteht man, Ereignisse nur dann zu zählen, wenn *gleichzeitig* (koinzident) ein weiteres Ereignis auftritt. Damit lässt sich beispielsweise bestimmen, ob zwei radioaktive Übergänge unabhängig voneinander passieren oder zu einer Kaskade gehören, sich also gegenseitig bedingen.

Die Koinzidenzmessung wird durch zwei Detektoren realisiert, wobei nur dann Ereignisse gezählt werden, die in beiden Detektoren gleichzeitig auftreten.

In unserem Fall wird ein NaJ-Szintillationszähler als *Trigger* an einem linearen Gate verwendet. Somit werden Ereignisse des Ge-Detektors nur gezählt, wenn ein Impuls des NaJ-Detektors am Gate anliegt.

2 Versuchsdurchführung

Langsame Koinzidenz Im Fall der langsamen Koinzidenz wird über einen Einkanal-Diskriminator am NaJ-Detektor eine bestimmte Energie ausgewählt und deren Impulse an das lineare Gate weitergegeben. Die Koinzidenzbedingung ist für solche Signale erfüllt, die eintreffen, während der Gate-Impuls anliegt. Somit definiert die Länge des Gate-Impulses die Auflösungszeit der Koinzidenz und kann daher nicht beliebig kurz gemacht werden. Sie muss mindestens der Signalimpulslänge entsprechen, was mit einigen Mikrosekunden für eine Koinzidenzmessung eine lange Zeit ist. Man spricht daher von *langsamer Koinzidenz*.

Langsam-Schnelle Koinzidenz Bei der langsam-schnellen Koinzidenz werden zwei Koinzidenzen verwendet, um die Auflösungszeit zu verringern. Eine schnelle Koinzidenz stellt sicher, dass nur solche Impulse aus dem Ge-Detektor gezählt werden, für die innerhalb weniger Nanosekunden auch ein Ereignis im NaJ-Detektor vorliegt. Eine dazugeschaltete langsame Koinzidenz stellt wie zuvor sicher, dass die Ereignisse von einem bestimmten Übergang stammen, also eine bestimmte Energie haben.

2 Versuchsdurchführung

2.1 Kalibrierung des Vielkanalanalysators

Um die Energiekalibrierung des Vielkanalanalysators (VKA) durchzuführen, werden zunächst die Spektren der Nuklide ^{22}Na , ^{57}Co und ^{137}Cs aufgenommen, da deren γ -Energien bekannt sind und die im Spektrum markanten Photopeaks leicht zu analysieren sind. Die Energien sind dabei:

Nuklid	γ -Energie in keV
^{22}Na	1275
^{22}Na	511
^{57}Co	122
^{137}Cs	662

2.2 Aufnahme und Auswertung des ^{60}Co -Spektrums

Wir nehmen nun das Spektrum des Nuklids ^{60}Co auf und identifizieren Photopeaks, Comptonkanten und Rückstreupeaks. Die Energie der Comptonkanten berechnet sich dabei nach

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

die der Rückstreupeaks nach

$$E_R = E_\gamma - E_C. \quad (3)$$

Wir erhalten somit folgende Werte, die dem Spektrum zugeordnet werden müssen:

2 Versuchsdurchführung

Typ	Energie in keV
Photopeak 1	1173
Comptonkante 1	963
Rückstreupeak 1	210
Photopeak 2	1332
Comptonkante 2	1117
Rückstreupeak 2	214

Tabelle 1: Charakteristische Energien des ^{60}Co -Spektrums

2.3 Bestimmung der Energieauflösung

Um die Energieauflösung der beiden Detektoren zu vergleichen, vermessen wir jeweils die Breite der Photolinien in allen aufgenommenen Spektren und tragen sie über der reziproken Wurzel der Energie auf (die Energieauflösung sollte proportional zu $1/\sqrt{E}$ sein). Wir erwarten hier eine Gerade, deren Steigung die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Energie beschreibt.

2.4 Koinzidenzmessungen

Anschließend werden an der ^{60}Co -Quelle Koinzidenzmessungen, zunächst mit einer langsamen und dann mit einer langsam-schnellen Koinzidenz, durchgeführt. Diese sollten uns Aufschluss darüber geben, ob die beiden Zerfälle von ^{60}Co unabhängig voneinander oder in einer Kaskade ablaufen.