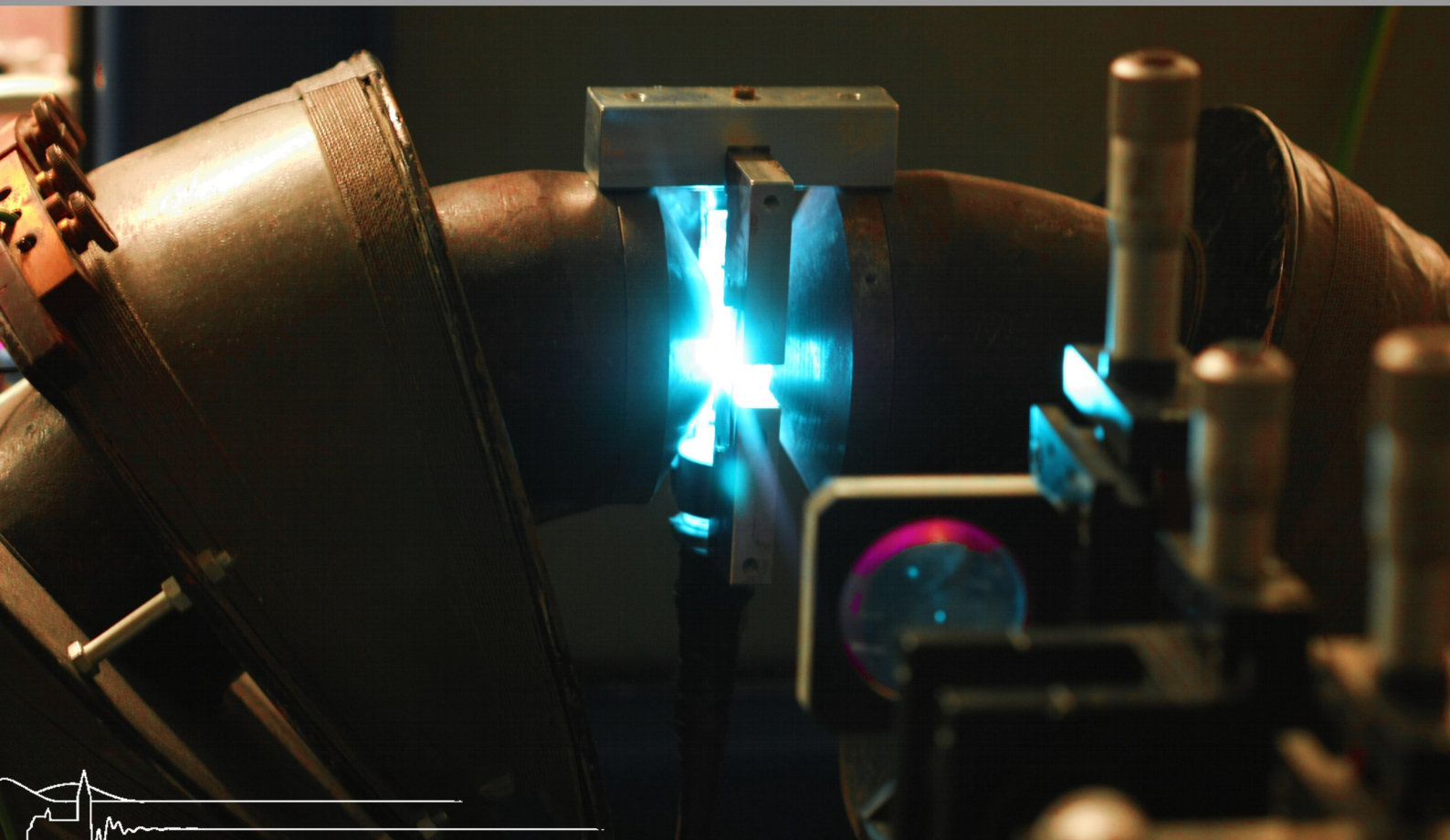




Universität Freiburg

**Versuchsanleitung**  
**Fortgeschrittenen**  
**Praktikum**  
Teil I

# Kurze Halbwertszeiten



# Kurze Halbwertszeiten

INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT  
FREIBURG IM BREISGAU

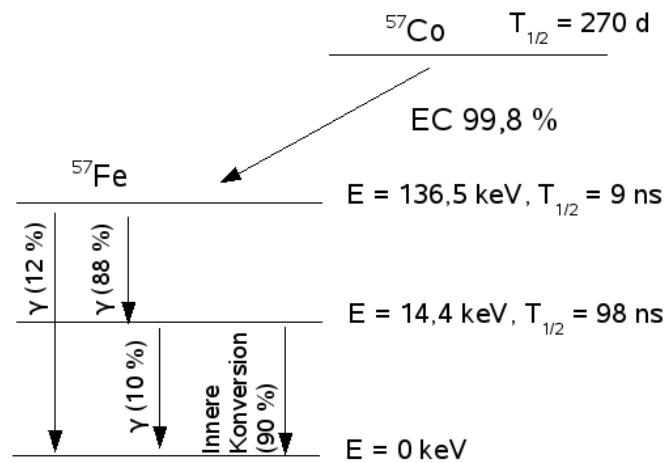
11. APRIL 2011

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel des Versuchs</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Aufgabenstellung</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
3.1	Radioaktive Zerfälle . . . . .	3
3.1.1	$\alpha$ -Zerfall . . . . .	3
3.1.2	$\beta$ -Zerfall . . . . .	3
3.1.3	Elektroneneinfang (Electron Capture, EC) . . . . .	3
3.1.4	$\gamma$ -Zerfall . . . . .	3
3.1.5	Innere Konversion (Internal Conversion, IC) . . . . .	3
3.2	Prozesse in der Atomhülle . . . . .	4
3.3	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie . . . . .	4
3.3.1	Photoeffekt . . . . .	4
3.3.2	Comptoneffekt . . . . .	4
3.3.3	Paarbildung . . . . .	4
<b>4</b>	<b>Messprinzip</b>	<b>5</b>
4.1	Methode der verzögerten Koinzidenzen . . . . .	5
4.2	Nachweis von $\gamma$ -Strahlung . . . . .	6
4.2.1	Szintillator . . . . .	6
4.2.2	Photomultiplier . . . . .	6
4.2.3	Gemessenes Energiespektrum . . . . .	6
<b>5</b>	<b>Hinweise zur Durchführung</b>	<b>9</b>
5.1	Vermessung der Signale mit dem Oszilloskop . . . . .	9
5.2	Aufnehmen der Energie-Spektren . . . . .	9
5.3	Setzen der Energiefenster . . . . .	10
5.4	Messung der verzögerten Koinzidenzen . . . . .	11
5.5	Messung der zufälligen Koinzidenzen . . . . .	11
5.6	Zeitkalibration des TAC . . . . .	11
5.7	Fragen zur Vorbereitung . . . . .	12
<b>6</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>13</b>
<b>7</b>	<b>Literatur</b>	<b>14</b>

# 1 Ziel des Versuchs

Ziel dieses Versuchs ist es, die Halbwertszeit des 14,4 keV-Zustands von  $^{57}\text{Fe}$  mit Hilfe der Methode der verzögerten Koinzidenzen zu bestimmen. Der 14,4 keV-Zustand entsteht durch Zerfall von  $^{57}\text{Co}$  (siehe Abb. 1).



**Abbildung 1:** Vereinfachtes Zerfallsschema von  $^{57}\text{Co}$  nach M.R. Bhat, *Nuclear Data Sheets* 85, 415 (1998).

## 2 Aufgabenstellung

**Vermessung der Signale mit dem Oszilloskop** Machen Sie sich mit dem Versuchsaufbau vertraut und legen Sie eines der benötigten radioaktiven Präparate ( $^{57}\text{Co}$  oder  $^{241}\text{Am}$ ) zwischen die Szintillatoren. Sehen Sie sich mit dem Oszilloskop die Signale des Vorverstärkers (Preamplifier, PA) sowie des bipolaren und des unipolaren Ausgangs des Hauptverstärkers (Main Amplifier, MA) an. Fertigen Sie von Hand eine Skizze der Signale an und fügen Sie diese dem Protokoll bei. Vermessen Sie grob die Anstiegszeiten (Zeit zwischen 10% und 90% des Maximalwertes), die Abfallzeiten (90%  $\rightarrow$  10%) und die Signal-Amplituden. Es ist ausreichend, dies exemplarisch für ein Präparat, einen Zweig des Aufbaus und eine Einstellung der Parameter am Hauptverstärker durchzuführen.

**Aufnehmen der Energie-Spektren** Nehmen Sie die Energie-Spektren von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  mit dem Multi Channel Analyser (MCA) auf (Messzeit jeweils ca. 5 min bis 10 min, je nach Quelle). Das  $^{57}\text{Co}$ -Spektrum sollte mit beiden Detektoren für beide möglichen Orientierungen der Quelle gemessen werden. Damit soll entschieden werden, welcher Detektor (mit welcher Orientierung der Quelle) in den weiteren Messungen am Besten für den 14,4 keV-Peak oder den 122 keV-Peak verwendet werden sollte. Messen Sie das Spektrum von  $^{241}\text{Am}$  nur mit einem der Detektoren, der ein gut erkennbares  $^{57}\text{Co}$ -Spektrum liefert.

Führen Sie in der Auswertung für diesen gewählten Detektor mit charakteristischen Peaks von beiden Quellen eine Energie-Kalibration durch und interpretieren Sie damit das  $^{241}\text{Am}$ -Spektrum und das mit dem gleichen Detektor aufgenommene  $^{57}\text{Co}$ -Spektrum (in der optimalen Orientierung der Quelle). Vergleichen Sie erkennbare und erwartete charakteristische Strukturen im Spektrum (siehe 4.2.3).

Die weiteren gemessenen Spektren sollten dem Protokoll ebenfalls beigelegt werden, eine Interpretation ist aber nicht erforderlich.

**Setzen der Energiefenster** Stellen Sie die Energiefenster der beiden Single Channel Analyser (SCA) ein, sodass sie jeweils für ein Signal eines 14,4 keV Photon bzw. eines 122 keV Photon einen Ausgangspuls erzeugen.

**Messung der verzögerten Koinzidenzen** Nehmen Sie mit dem MCA das Spektrum der verzögerten Koinzidenzen auf. Richten Sie den Aufbau so ein, dass die Messungen des TAC durch ein 14,4 keV  $\gamma$  gestartet und durch ein verzögertes Signal des 122 keV  $\gamma$  gestoppt werden.

Werten Sie die gemessenen Spektren auf zwei Arten aus: Fitten Sie (a) eine Exponentialfunktion an das linear aufgetragene Spektrum und (b) eine lineare Funktion an das logarithmierte Spektrum. Zuvor muss das Spektrum der zufälligen Koinzidenzen (s.u.) subtrahiert werden. Bestimmen Sie aus den Fits jeweils die Lebensdauer des 14,4 keV-Zustandes und vergleichen Sie das Ergebnis mit Literaturwerten.

**Messung der zufälligen Koinzidenzen** Da das Start- und das Stopp Signal am TAC nicht zwangsläufig von  $\gamma$ -Quanten der gleichen Kerne stammt, muss der Einfluss der zufälligen Koinzidenzen gemessen werden. Führen Sie eine Messung wie für die verzögerten Koinzidenzen durch, jedoch ohne das 122 keV-Signal zu verzögern. Dadurch wird gewährleistet, dass der TAC durch Photonen unterschiedlicher Kerne gestartet und gestoppt wird.

**Zeitkalibration des TAC** Bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen (s.o.) wird vom Time to Amplitude Converter (TAC) ein Puls geliefert, dessen Amplitude proportional zur Zeitdifferenz der beiden  $\gamma$ -Signale ist. Kalibrieren Sie den TAC, indem Sie die Pulse eines Single Channel Analysers (SCA) aufteilen und einen Zweig über die Delay-Box verzögern. Führen Sie das unverzögerte Signal in den Start-Eingang des TAC und das verzögerte Signal in den Stopp-Eingang. Stellen Sie das TAC-Ausgangssignal mit dem Multi Channel Analyser (MCA) am PC dar und führen Sie Messungen für verschiedene Delays durch.

Tragen Sie in der Auswertung den jeweils ansprechenden Kanal des MCA gegen das eingestellte Delay auf und führen Sie eine Zeiteichung durch.

## 3 Theoretische Grundlagen

### 3.1 Radioaktive Zerfälle

Instabile Nuklide zerfallen unter Aussendung charakteristischer radioaktiver Strahlung. Die einzelnen nachweisbaren Strahlungsarten haben ihren Ursprung in Prozessen, die sich im Atomkern oder in der Atomhülle abspielen.

#### 3.1.1 $\alpha$ -Zerfall

Schwere Kerne können durch  $\alpha$ -Zerfall zerfallen. Dabei wird ein Helium-4-Atomkern (bestehend aus jeweils zwei Neutronen und Protonen) ausgesendet. In diesem Versuch ist der  $\alpha$ -Zerfall von untergeordneter Bedeutung.

#### 3.1.2 $\beta$ -Zerfall

**$\beta^-$ -Zerfall:** Ein Neutron wandelt sich unter Aussendung eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos in ein Proton um. Dabei erhöht die Ordnungszahl um eine Einheit:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

**$\beta^+$ -Zerfall:** Ein im Kern gebundenes Proton wandelt sich unter Aussendung eines Positrons und eines Elektron-Neutrinos in ein Neutron um. Dabei vermindert sich die Ordnungszahl um eine Einheit:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

Das Positron vereinigt sich nach seiner Abbremsung in Materie mit einem Elektron zu einem Positronium-Atom, das mit einer mittleren Lebensdauer von  $10^{-9}$  s bis  $10^{-7}$  s zerfällt, wobei zwei Gammaquanten zu je 511 keV emittiert werden.

#### 3.1.3 Elektroneneinfang (Electron Capture, EC)

Der Elektroneneinfang führt im Kern zu den gleichen Änderungen wie der  $\beta^+$ -Zerfall. Die Ordnungszahl des Kerns wird durch Einfang eines Bahnelektrons meistens aus der Kern-nächsten K-Schale unter Aussendung eines Neutrinos um eine Einheit vermindert. Die auf der Elektronenschale entstandene Lücke wird durch ein meistens aus der L-Schale stammendes Elektron aufgefüllt, wobei dann die freiwerdende Energie in Form von Röntgenstrahlung oder Auger-Strahlung (s.u.) auftritt. Dieser Prozess wiederholt sich auf den weiter vom Kern entfernt liegenden Schalen mit einer für die entsprechende Schale charakteristischen Röntgenstrahlung. Fast sämtliche schweren instabilen Kerne mit Protonenüberschuß wandeln sich durch EC-Prozesse in stabile Kerne um.

#### 3.1.4 $\gamma$ -Zerfall

Der  $\gamma$ -Zerfall ist eine Begleiterscheinung der oben diskutierten Kernzerfälle. Der Kern geht bei diesen Zerfällen meist in einen angeregten Zustand des Tochterkerns über, der dann unter  $\gamma$ -Emission in Zustände geringerer Energieniveaus bis zum Grundzustand zerfallen kann. Die entsprechende Energie der elektromagnetischen  $\gamma$ -Strahlung liegt in der Größenordnung einiger keV bis MeV.

#### 3.1.5 Innere Konversion (Internal Conversion, IC)

Ein mit dem  $\gamma$ -Zerfall konkurrierender Prozess, der besonders bei schweren Kernen und geringen Zerfallsennergien auftritt, ist die innere Konversion. Sie stellt einen strahlungslosen Übergang eines angeregten Kernzustands in einen tieferen Zustand dar, wobei die freiwerdende Energie an eines der Hüllenelektronen übertragen und dieses ausgesendet wird. Dieser Energie-Übertrag findet direkt statt, es wird also nicht erst ein reelles  $\gamma$ -Quant erzeugt, welches dann später vom Elektron in der Atomhülle absorbiert wird. Die so erzeugten Konversionselektronen zeigen kein kontinuierliches Spektrum wie beim  $\beta$ -Zerfall,

sondern ein monoenergetisches, das von der Schale des emittierten Elektrons abhängt. Die entstehende Lücke wird unter Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen (s.u.) aufgefüllt.

### 3.2 Prozesse in der Atomhülle

Als Folge eines Elektroneneinfangs oder einer Inneren Konversion befindet sich in der Atomhülle ein unbesetzter Elektronen-Zustand. Diese Lücke wird in der Regel durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt. Die beim Elektronen-Übergang freiwerdende Differenz der Bindungsenergien aus der höheren und der niedrigeren Schale wird entweder durch die Emmission eines Röntgenquants ('charakteristische Röntgenstrahlung') oder durch ein Auger-Elektron abgeführt. Beim Auger-Effekt wird (analog zur Inneren Konversion) die frei werdende Differenz der Bindungsenergien direkt an ein Elektron einer anderen Schale übertragen. Dieses Auger-Elektron wird dann aus der Atomhülle herausgeschlagen. Da wiederum Leerstellen in der Atomhülle entstehen und mit Elektronen aus höheren Schalen aufgefüllt werden können, kann wiederholt charakteristische Röntgenstrahlung oder ein Auger-Elektron emittiert werden.

### 3.3 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Um Gammastrahlung nachzuweisen, wird die Wechselwirkung mit Materie (in diesem Versuch z.B. im Szintillationskristall) ausgenutzt. Im Wesentlichen existieren drei Wechselwirkungs-Mechanismen, deren Wirkungsquerschnitt von der  $\gamma$ -Energie  $E_\gamma$  und der Kernladungszahl  $Z$  des betreffenden Materials abhängt:

- Photoeffekt, dominierend für  $E_\gamma < 200 \text{ keV}$  (bei  $Z \approx 50$ )
- Comptoneffekt, dominierend für  $200 \text{ keV} < E_\gamma < 5 \text{ MeV}$  (bei  $Z \approx 50$ )
- Paarbildung, möglich für  $E_\gamma \geq 1,022 \text{ MeV}$

Gammastrahlen werden in der Materie nach dem Exponentialgesetz  $I_d = I_0 e^{-\mu d}$  absorbiert. Dabei ist  $I_d$  die Intensität der nach der Strecke  $d$  im Absorber,  $I_0$  die Intensität der Gammastrahlen vor dem Absorber und  $\mu$  der Absorptionskoeffizient der absorbierenden Materie. Dieser hängt von der  $\gamma$ -Energie und dem Absorber-Material ab.

#### 3.3.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt überträgt ein in die Atomhülle eindringendes Gammaquant seine Energie vollständig an ein Elektron aus einer der inneren Elektronenschalen des Atoms. Das Elektron wird aus der Atomhülle befreit und erhält kinetische Energie. Die frei gewordene Leerstelle wird durch Elektronen höherer Schalen wieder aufgefüllt, was zur Freisetzung von charakteristischer Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen führen kann (siehe 3.2). Der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt verhält sich wie  $\sigma_{\text{Photo}} \propto Z^5 E_\gamma^{-7/2}$ .

#### 3.3.2 Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt überträgt ein einfallendes Gammaquant beim Zusammenstoß mit freien bzw. leicht gebundenen Elektronen nur einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Das Gammaquant wird an einem Elektron gestreut: Es wird abgelenkt und setzt mit verminderter Energie seine Bahn fort.

#### 3.3.3 Paarbildung

Paarbildung entsteht, wenn ein Gammaquant mit dem elektromagnetischen Feld eines Atomkerns oder eines Elektrons in Wechselwirkung tritt. Das Gammaquant wird vollständig absorbiert und erzeugt dabei im Feld des Atomkerns ein Positron-Elektron-Paar. Die über 1,022 MeV hinausgehende Energie des Gammaquants wird auf die beiden entstehenden Teilchen als kinetische Energie verteilt, der überschüssige Impuls wird vom Kern aufgenommen. Das entstehende Positron kann nicht lange allein existieren, es vereinigt sich mit einem Elektron und zerstrahlt dann zu zwei Gammaquanten zu je 0,511 MeV.



## 4 Messprinzip

In diesem Kapitel werden Grundlagen zur Methode der verzögerten Koinzidenzen sowie zu dem in diesem Versuch angewendeten Nachweisverfahren von  $\gamma$ -Strahlung erläutert. Detaillierte Hinweise zu den verschiedenen Versuchsteilen sowie die Versuchsaufbauten finden sich in Kapitel 5 ('Hinweise zur Durchführung').

### 4.1 Methode der verzögerten Koinzidenzen

Die Methode der verzögerten Koinzidenzen bietet sich an, um Halbwertszeiten im Bereich von Nanosekunden bis Millisekunden zu bestimmen. Dabei werden die Zeitdauern zwischen Beginn und Ende der Existenz eines Zustandes gemessen. In diesem Experiment wird ausgenutzt, dass der Existenz-Beginn des 14,4 keV Zustandes von  $^{57}\text{Fe}$  zeitlich mit der Emission eines  $\gamma$ -Quants der Energie 122 keV und der Zerfall des Zustandes mit einem 14,4 keV- $\gamma$  zusammenfällt. Die Zeiträume  $\Delta t$  zwischen der Emission von  $\gamma$ -Quanten beider Energien werden gemessen und in ein Zeitspektrum einsortiert. Der radioaktive Zerfall ist ein statistischer Prozess, die Anzahl  $N(t)$  der nach einer Zeit  $t$  noch vorhandenen Kerne verhält sich gemäß

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (1)$$

( $N_0$ : Zahl der vorhandenen Kerne zur Zeit  $t = 0$ ,  $\tau$ : Lebensdauer). Die gemessenen Zeiten  $\Delta t$  folgen also ebenfalls dieser exponentiell abfallenden Verteilung mit der Zeitkonstante  $\tau$ . Abbildung 2 zeigt ein simuliertes Spektrum mit der Anzahl der gemessenen Zerfälle in Abhängigkeit von der Zeit  $\Delta t$  zwischen Erzeugung und Vernichtung des 14,4 keV-Zustandes.

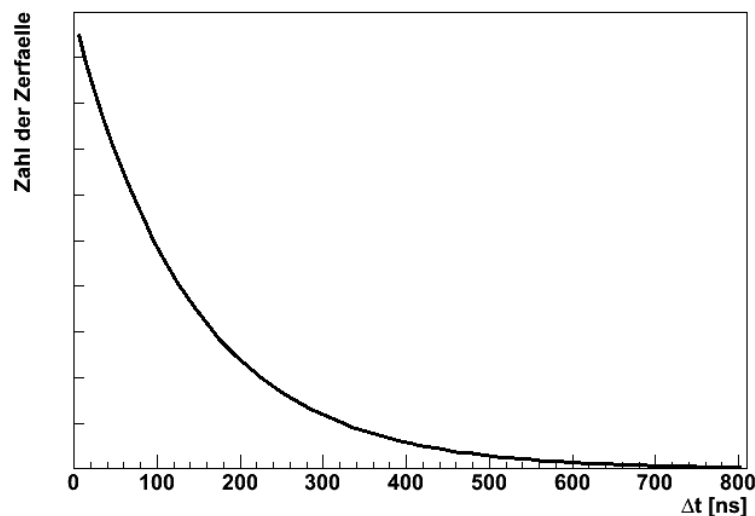


Abbildung 2: Simuliertes Zeitspektrum des Zerfalls des 14,4 keV-Zustandes.

Beim Zerfall des 14,4 keV-Zustandes wird nur in 10 % der Fälle ein  $\gamma$ -Quant ausgesendet, in den restlichen 90 % findet Innere Konversion statt (siehe Abb. 1). Der vorgesehene Messaufbau ist jedoch so konzipiert, dass die Zerfälle aus Innerer Konversion nicht registriert werden können. Würde man die Messungen der Lebensdauer mit dem 122 keV- $\gamma$  starten und mit dem 14,4 keV- $\gamma$  beenden, würde also nur für jede zehnte gestartete Messung auch ein Stopp-Signal geliefert. Dadurch würde die Totzeit deutlich erhöht werden, da die Elektronik für jedes Start-Signal bis zur eingestellten maximalen Messzeit wartet und während dieser Zeit keine neuen Messungen beginnen kann. Daher sollen in diesem Versuch die Messungen mit dem 14,4 keV- $\gamma$  gestartet werden und mit dem verzögerten Signal des 122 keV- $\gamma$  gestoppt werden - das in Abb. 2 gezeigte Spektrum verändert sich dadurch. Die Versuchsdurchführung wird im Kapitel 5 im Detail erklärt.



## 4.2 Nachweis von $\gamma$ -Strahlung

Um die  $\gamma$ -Quanten zu unterscheiden, die von der Erzeugung und dem Zerfall des 14,4 keV-Zustandes stammen, muss ein Energie-sensitiver Detektor verwendet werden. Hier wird eine Kombination aus Szintillator und Photomultiplier verwendet. Beim Durchgang hochenergetischer Photonen erzeugt der Szintillator Photonen im sichtbaren oder im UV-Bereich. Diese werden vom Photomultiplier vervielfacht und der resultierende Puls wird weiter verarbeitet. Die zur weiteren Verarbeitung verwendeten Komponenten werden in Kapitel 5 beschrieben. In diesem Versuch ist lediglich der Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung von Interesse, da  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Strahlung ohnehin weitgehend in der Ummantelung der Quelle oder im Eintrittsfenster des Szintillators absorbiert wird.

### 4.2.1 Szintillator

Szintillatoren werden in zwei Gruppen eingeteilt: Anorganische und organische Szintillatoren. Bei den organischen Szintillatoren spielen hauptsächlich die einzelnen Moleküle eine Rolle bei der Lichtemission, während bei den anorganischen Szintillatoren das Gitter des Ionenkristalls für die Lichtemission verantwortlich ist.

In diesem Versuch wird ein anorganischer NaI(Tl)-Szintillator verwendet. Er zeichnet sich durch eine hohe Lichtausbeute aus, hat jedoch längere Abklingzeiten als z.B. zu den organischen Szintillatoren gehörende Plastikszintillatoren. Mit Hilfe des Bändermodells lässt sich das Verhalten der Ionenkristalle im anorganischen Szintillator beschreiben. Dringt ein Photon in den Kristall ein, gibt es seine Energie (im hier relevanten Bereich) durch Photo- oder Comptoneffekt ganz oder teilweise an Elektronen ab. Die Elektronen werden in das Leitungsband angeregt und können später unter Emission von niederenergetischen Photonen wieder abgeregt werden. Die Dotierung mit Thallium (Tl) als Aktivatorzentren führt zu zusätzlichen Energie-Niveaus in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Diese können Elektronen aufnehmen und verhindern, dass die Energie der niederenergetischen Photonen gerade der Breite der Bandlücke entspricht und die Photonen direkt wieder zur Erzeugung weiterer Elektron-Loch-Paare absorbiert würden.

### 4.2.2 Photomultiplier

Das Licht des Szintillators wird meist über einen Lichtleiterstab z.B. aus Quarzglas oder Plexiglas zum Photomultiplier geleitet. Diese Lichtleiter weisen gute Transmissions- und Totalreflexions-Eigenschaften auf. Um die Lichtverluste möglichst gering zu halten, muss ein guter optischer Kontakt an den Grenzflächen zwischen Szintillationskristall, Lichtleiter und Photomultiplier vorhanden sein und der Brechungsindex der einzelnen Stoffe möglichst übereinstimmen. Die Aufgabe des Photomultipliers ist es, die ihm zugeleiteten Szintillationslichtimpulse in zur Lichtintensität proportionale elektrische Impulse umzuwandeln und durch Elektronenvervielfachung zu verstärken. Das zur Photokathode des Multipliers gelangte Licht schlägt dort durch Photoeffekt Elektronen heraus, deren Anzahl sehr stark von der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode und ihrer Anpassung an das vom Szintillator emittierte Licht abhängt. Für ein Gammaquant können an der Photokathode mehrere Elektronen befreit werden. Diese Elektronen werden durch die anliegende Spannung zur ersten Dynode beschleunigt und befreien dort mehrere Sekundärelektronen, die nun zur zweiten Dynode hin beschleunigt werden. Dieser Prozess wiederholt sich an allen folgenden Dynoden, da sich jeweils die Dynodenspannung erhöht. Für einen zehnstufigen Photomultiplier beträgt eine typische Verstärkung  $10^6$ .

### 4.2.3 Gemessenes Energiespektrum

Die gemessenen Energien werden in ein Spektrum einsortiert und auf einem Computer dargestellt (siehe Kapitel 5). Dabei sind charakteristische Strukturen im Spektrum zu erkennen, einige davon werden unten beschrieben. Ein typisches  $^{57}\text{Co}$ -Spektrum, gemessen mit einem NaI(Tl)-Szintillator, ist in Abb. 3 zu sehen. Bei den hier verwendeten Quellen ( $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$ ) sind auf Grund der niedrigen  $\gamma$ -Energien lediglich der Photoeffekt und Comptoneffekt als Wechselwirkungs-Mechanismen von Photonen mit Materie von Bedeutung.

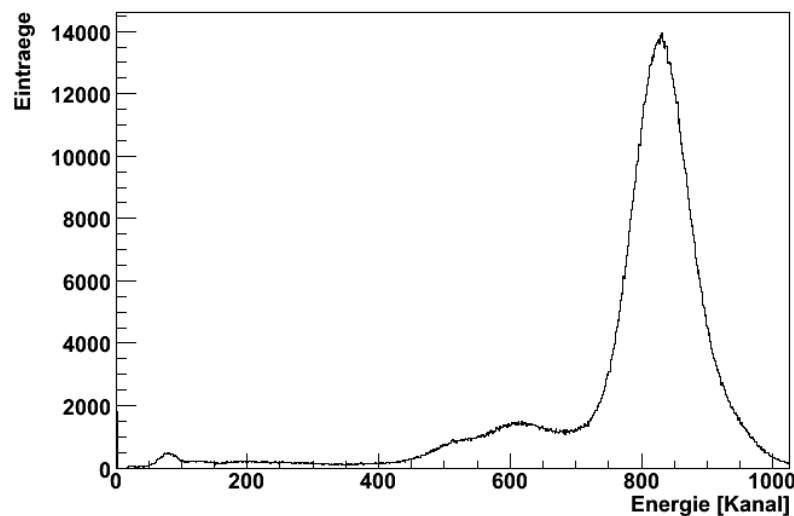


Abbildung 3: Gamma-Spektrum von  $^{57}\text{Co}$ , gemessen mit einem  $\text{NaI(Tl)}$ -Szintillator.

**Photopeak** Deponiert ein eindringendes Photon seine Energie im Szintillator über den Photoeffekt, so gibt es immer seine gesamte Energie an den Kristall ab. Die freiwerdende Lücke in der Hülle des Atoms im Szintillators wird durch Elektronen höherer Schalen gefüllt (siehe Abschnitt 3.2). Wird die dabei emittierte charakteristische Röntgenstrahlung oder das Auger-Elektron ebenfalls vom Szintillator absorbiert, so hat der Szintillator die gesamte Energie des ursprünglichen  $\gamma$ -Quants absorbiert. In diesem Fall findet im Spektrum ein Eintrag im Photopeak statt (vorausgesetzt, beide Prozesse ereignen sich innerhalb der Integrationszeit des Verstärkers). Einträge im Photopeak finden ebenfalls statt, wenn das Photon zunächst einen Teil seiner Energie über den Comptoneffekt an ein Elektron im Szintillator abgibt und schließlich seine Rest-Energie über den Photoeffekt im Szintillator deponiert.

**Escapepeak** Während ein Auger-Elektron in der Regel immer vom Szintillator absorbiert wird, kann das Röntgenquant den Kristall ohne weitere Wechselwirkung verlassen. In diesem Fall geht die Differenzenergie der Ausgangsschale und der neuen Schale des Elektrons für den Nachweis verloren. Dann findet ein Eintrag im Escapepeak statt, der um die Differenz der Bindungsenergien zum Photopeak versetzt ist. Da das Iod im  $\text{NaI(Tl)}$ -Szintillator eine deutlich höhere Kernladungszahl als das Natrium besitzt, findet der Photoeffekt vorzugsweise mit Iod statt. Die Differenz der Bindungsenergien von K- und L-Schale beträgt hier 28 keV, daher ist im Spektrum ein Escape-Peak bei  $E_\gamma - 28 \text{ keV}$  zu erwarten.

**Compton-Kante** Bei Wechselwirkungen über den Comptoneffekt kann ein breites Spektrum der  $\gamma$ -Energie an den Szintillator übertragen werden. Verlässt das gestreute Photon den Detektor ohne weitere Wechselwirkung, so finden sich im Energiespektrum Einträge in einem weiten Bereich bis zur sogenannten Compton-Kante. Diese Kante entspricht der maximalen Energie, die ein Photon auf ein Elektron durch den Comptoneffekt übertragen kann (bei einem Stoßwinkel von  $180^\circ$ ). Auflösungseffekte und Rauschen des Detektors und der Elektronik führen dazu, dass diese scharfe Kante im gemessenen Spektrum ausgewaschen erscheint.

**Rückstreupeak** Gammaquanten, die in der Umgebung (Blei-Abschirmung, Glasschichten etc.) des Szintillators gestreut werden, können ebenfalls einen Einfluß auf das Spektrum ausüben. Nach Abgabe eines Teils ihrer Energie können sie in den Szintillationskristall gelangen und den Rest ihrer Energie durch Absorption abgeben. Beträgt die wahrscheinlichste Energieabgabe in der Abschirmung  $E_a$ , so wird im Spektrum ein zusätzlicher Peak bei  $E_\gamma - E_a$  auftreten, der sogenannte Rückstreupeak.

**Röntgen-Fluoreszenzpeak** In der Quelle selber oder in der Ummantelung können Wechselwirkungen von  $\gamma$ -Quanten mit Elektronen stattfinden, ohne dass die beteiligten Elektronen im Detektor nachgewiesen werden. Beim Übergang von Elektronen höherer Schalen in die Schale, aus der ein Elektron freigesetzt wurde, wird charakteristische Röntgenstrahlung oder ein Auger-Elektron freigesetzt. Im gemessenen Spektrum kann ein zusätzlicher Peak bei der Energie der charakteristischen Röntgenstrahlung auftreten.

## 5 Hinweise zur Durchführung

Neben Hinweisen zur Versuchsdurchführung werden in diesem Kapitel die wesentlichen verwendeten Komponenten erläutert.

### Hinweise:

- Zu dem Versuch sollte ein USB-Stick mitgebracht werden, um die mit dem Computer aufgenommenen Daten zu kopieren.
- Die Deckel an beiden Seiten der  $^{57}\text{Co}$ -Quelle müssen für die Messungen abgeschraubt werden.
- Am Hauptverstärker muss korrekt eingestellt werden, ob der Vorverstärker positive oder negative Signale liefert.
- Bei Problemen immer mit dem Oszilloskop an den Eingängen der verschiedenen Geräte überprüfen, ob die Eingangssignale vorhanden sind und ob diese die erwartete Polarität zeigen.
- Integrationszeit (Shaping Time) am Hauptverstärker: 0,5  $\mu\text{s}$
- Amplitude des TAC ca. 25 %

### 5.1 Vermessung der Signale mit dem Oszilloskop

Der Photomultiplier (PM) liefert für vom Szintillator kommende Signale einen Strompuls. Dieser wird im Vorverstärker (Preamplifier, PA), der in den Photomultiplier integriert ist, in ein messbares Spannungssignal umgewandelt. Dieses Signal wird an den Hauptverstärker (Main Amplifier, MA) geleitet und dort rauscharm weiter verstärkt, wobei sich die Pulsform ändert. Durch Differentiation und Integration des Vorverstärker-Signals liefert der Hauptverstärker rauscharme Pulse mit möglichst kurzer und Amplituden-unabhängiger Dauer. Dabei ist die Pulshöhe weitgehend proportional zur im Szintillator deponierten Ladungsmenge. Der Hauptverstärker besitzt zwei Ausgänge, die bipolare Signale (ein positiver Peak gefolgt von einem negativen Peak) bzw. unipolare Signale (ein positiver Peak) liefern. Die bipolaren Signale sollten für besonders zeitkritische Messungen verwendet werden, da der Nulldurchgang immer zur selben Zeit stattfindet, unabhängig von der Pulshöhe. Die unipolaren Signale werden für Messungen der Signalhöhe (also für die Aufnahme der Spektren) verwendet, da dessen Proportionalität zur deponierten Ladungsmenge besser ausgeprägt ist.

### 5.2 Aufnehmen der Energie-Spektren

Verbinden Sie den unipolaren Ausgang des Hauptverstärkers mit dem Vielkanalanalysator (Multi Channel Analyser, MCA), siehe Abb. 4. Nehmen Sie die Spektren mit dem Computer auf. Das MCA ordnet jeden Eingangspuls abhängig von dessen Pulshöhe einem Kanal zu. Das Energie-Spektrum kann somit auf dem Computer als Histogramm dargestellt werden.

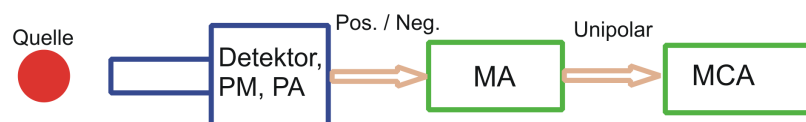
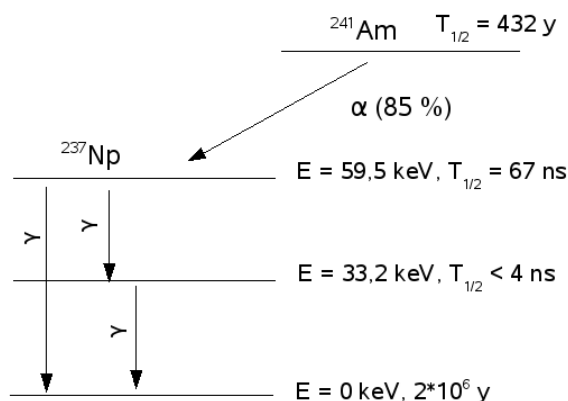


Abbildung 4: Versuchsaufbau zum Aufnehmen der Energiespektren.

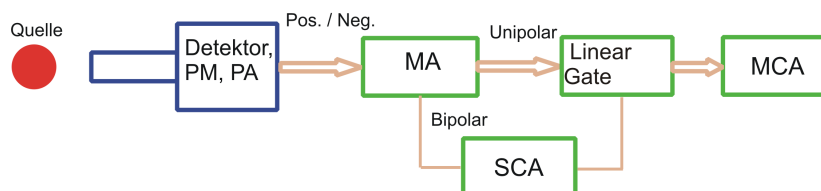
Für die Interpretation der Spektren muss eine Energie-Eichung des MCA durchgeführt werden. Dazu werden Gauß-Kurven an die charakteristischen Peaks der verwendeten Quellen gefittet und die daraus ermittelten Kanal-Nummern gegen die Energien der betreffenden Peaks aufgetragen. Es sollten mindestens drei erkennbare Peaks mit bekannten Energien verwendet werden. Die Funktion der Zuordnung Energie-Kanal soll als linear angenommen werden. Für die Zuordnung der Peaks der  $^{241}\text{Am}$ -Messung ist in Abb. 5 das Zerfallsschema mit den hier relevanten Übergängen gezeigt.



**Abbildung 5:** Vereinfachtes Zerfallsschema von  $^{241}\text{Am}$  nach Y.A. Akevali, *Nuclear Data Sheets* 74, 461 (1995).

### 5.3 Setzen der Energiefenster

Ein Single Channel Analyser (SCA) erzeugt für Signale, die in einem einstellbaren Energiefenster liegen, einen Ausgangspuls. Der Ausgangspuls ist dabei ein Standardsignal, das unabhängig von der Signalhöhe des Eingangssignals ist, und liefert somit nur die Information, *dass* ein Signal im eingestellten Energiefenster registriert wurde. Für die Messung der verzögerten Koinzidenzen soll das Energiefenster des einen SCA auf etwa 14,4 keV eingestellt werden (damit dieser das Start-Signal liefert) und das Energiefenster des anderen auf etwa 122 keV (für das Stopp-Signal).



**Abbildung 6:** Versuchsaufbau zum Setzen der SCA-Energiefenster.

Verwenden Sie dazu einen Aufbau gemäß Abb. 6. Das Linear Gate leitet die unipolaren Signale des Hauptverstärkers nur an das MCA weiter, wenn am Enable-Eingang ein Puls des SCA registriert wird. Dabei ist es wichtig, dass der Ausgangspuls des SCA und der zugehörige unipolare Ausgangspuls des Hauptverstärkers gleichzeitig am Linear Gate ankommen, damit der unipolare Puls vollständig vom Linear Gate transmittiert wird. Daher muss die am SCA einstellbare Verzögerung auf den minimalen Wert gesetzt werden. Gegebenenfalls kann mit dem Oszilloskop die Gleichzeitigkeit und die Pulsform der transmittierten Pulse überprüft werden.

An das MCA werden unipolare Signale des Hauptverstärkers geleitet, da für das Energiespektrum die besser ausgeprägte Proportionalität zur Energie wichtig ist. Dagegen wird das SCA mit dem bipolaren Ausgang des Hauptverstärkers verbunden, da bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen Signale von Vorteil sind, deren zeitliche Struktur möglichst wenig von der gemessenen Energie abhängt.

Zu Beginn sollten die Energiefenster des SCA maximal geöffnet werden, dazu wird die untere Schwelle auf das Minimum und die obere Schwelle auf das Maximum gestellt. Auf dem Computer ist nun das gesamte Energiespektrum zu sehen. Die Schwellen für die Energiefenster sollen nun so weit verringert (obere Schwelle) bzw. erhöht (untere Schwelle) werden, bis nur noch der gewünschte Peak des Spektrums zu sehen ist. Dabei sollten die Energiefenster nicht zu schmal gewählt werden, um eine große Zählrate

zu gewährleisten. Auf der anderen Seite führen zu breite Energiefenster zu einem erhöhten Untergrund und zu größerer Totzeit, da in dem Fall auch vermehrt Signale registriert werden, die nicht von den gewünschten Photonen stammen. Bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen können die Schwellen der Energiefenster leicht verändert werden, wenn dadurch die Koinzidenzrate erhöht wird.

## 5.4 Messung der verzögerten Koinzidenzen

Dieser Versuchsteil wird mit einem Aufbau gemäß Abb. 7 durchgeführt. Für den Zeitbereich des TAC empfiehlt sich eine Einstellung von  $0,5 \mu\text{s}$ . Das  $122 \text{ keV}$ -Signal wird durch ein einstellbares Delay am betreffenden SCA verzögert. Diese Verzögerung sollte so eingestellt werden, dass der Peak des Zeitspektrums bei etwa  $4/5$  des MCA-Kanalbereichs liegt. Es empfiehlt sich aufgrund der niedrigen Zählrate mit beispielsweise 256 Kanälen zu arbeiten. Sind auch nach mehreren Minuten noch keine Anzeichen eines entstehenden Peaks zu erkennen, sollte die Einstellung der Energiefenster des SCA kontrolliert werden und evtl. modifiziert werden. Um eine ausreichende Statistik zu erhalten, sollte diese Messung mindestens 12 Stunden dauern. Ermitteln Sie die Lebensdauer (bzw. die Halbwertszeit) des  $14,4 \text{ keV}$ -Zustandes durch einen exponentiellen Fit an das linear aufgetragene Spektrum und einen linearen Fit an das logarithmisch aufgetragene Spektrum. Der im nächsten Versuchsteil ermittelte Untergrund wird von den Messwerten subtrahiert. Rechnen Sie die Ergebnisse der Fits unter Verwendung der Zeiteichung in eine Halbwertszeit bzw. Lebensdauer um. Interpretieren Sie statistische und systematische Fehler.

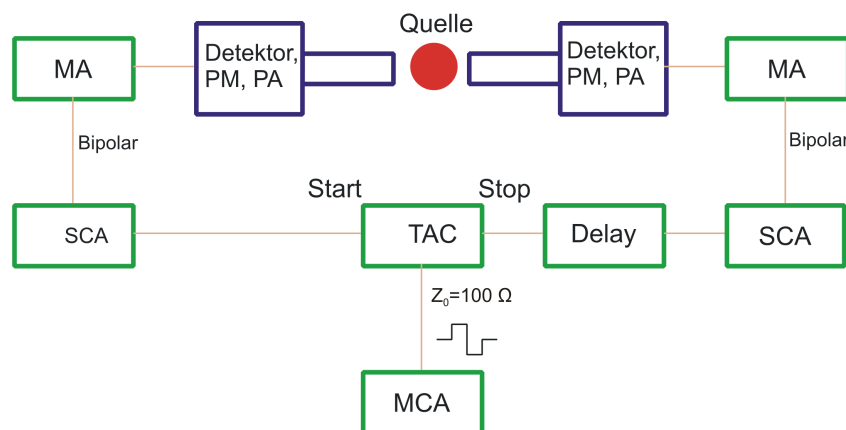


Abbildung 7: Versuchsaufbau zur Messung der verzögerten Koinzidenzen.

## 5.5 Messung der zufälligen Koinzidenzen

Diese Messung verwendet den gleichen Aufbau wie die Messung der verzögerten Koinzidenzen, jedoch werden die Delays an den SCAs verändert. Das Delay des SCA für das  $122 \text{ keV}$ -Signal wird auf Null gestellt, während am anderen SCA ein Delay von einigen hundert ns eingestellt wird. Die Messdauer sollte einige Stunden betragen. Mitteln Sie den Untergrund und subtrahieren Sie diesen von den Messwerten. Dabei muss beachtet werden, dass der Untergrund auf die Messzeit der Messung verzögerten Koinzidenzen skaliert wird.

## 5.6 Zeitkalibration des TAC

Der Zeit-Impulshöhen-Konverter (Time to Amplitude Converter, TAC) erzeugt einen Rechteckpuls, dessen Pulshöhe proportional zur Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal ist (siehe Abb. 8). Bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen wird durch das erste Signal ( $14,4 \text{ keV}$  Photon) eine Uhr gestartet, die durch das zweite Signal ( $122 \text{ keV}$  Photon) gestoppt wird.

Da das Spektrum der Zeitdifferenzen bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen auf dem MCA dargestellt werden soll, muss eine Eichung der Zuordnung Zeitdifferenz zu MCA-Kanal durchgeführt

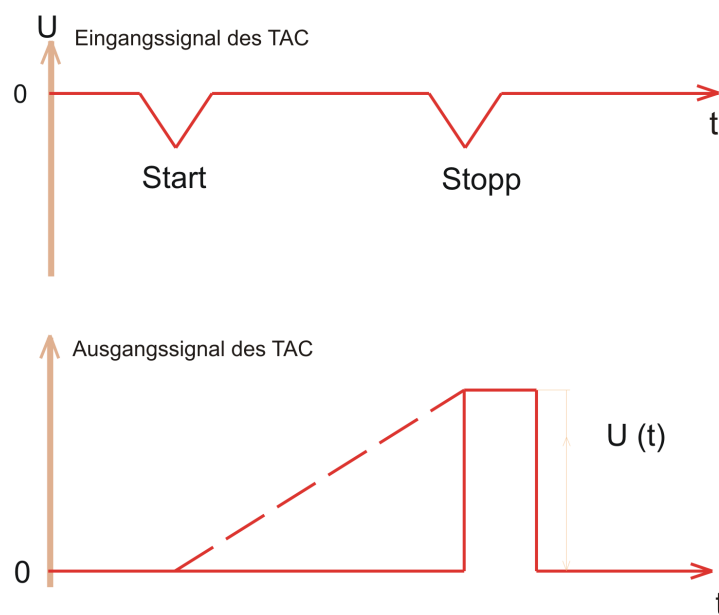


Abbildung 8: Prinzip des TAC.

werden. Verwenden Sie einen Aufbau gemäß Abb. 9. Splitten Sie das Ausgangssignal eines SCA mit einem T-Stecker auf und leiten Sie einen Zweig direkt an den TAC-Eingang. Der andere Zweig wird über eine Delay-Einheit verzögert und an den Stopp-Eingang des TAC geleitet. Führen Sie Messungen für verschiedene Verzögerungen durch und notieren Sie den Bereich der im MCA ansprechenden Kanäle. Normalerweise sprechen für eine definierte Verzögerung nur wenige Kanäle an, sodass für die Auswertung kein Gauß-Fit wie bei der Energie-Eichung notwendig ist. Stellen Sie Kanal gegen Verzögerung graphisch dar und berechnen Sie die Zuordnungsfunktion mit einem linearen Fit.

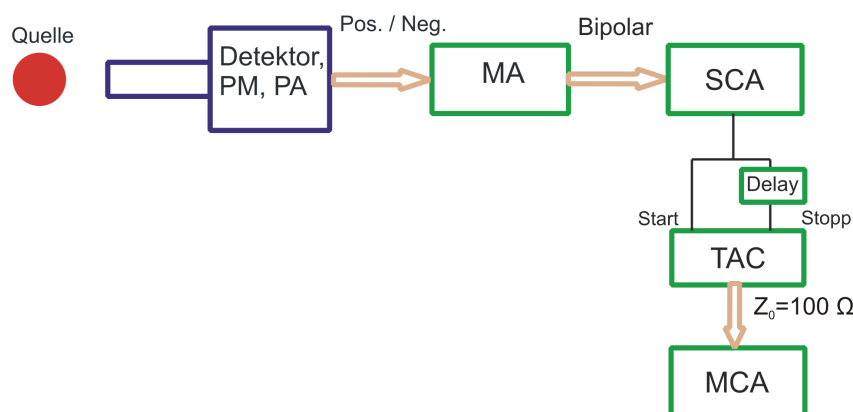


Abbildung 9: Versuchsaufbau zur Kalibration des TAC.

## 5.7 Fragen zur Vorbereitung

- Wie beeinflusst die Umkehrung des Signals für Start und Stopp das erwartete Spektrum bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen im Vergleich zu Abb. 2?
- Wie macht sich im Spektrum eine Veränderung der Verzögerung des 122 keV  $\gamma$ -Signals bemerkbar?
- Warum können die durch Innere Konversion stattfindenden Zerfälle des 14,4 keV-Zustandes nicht registriert werden?



## 6 Versuchsaufbau

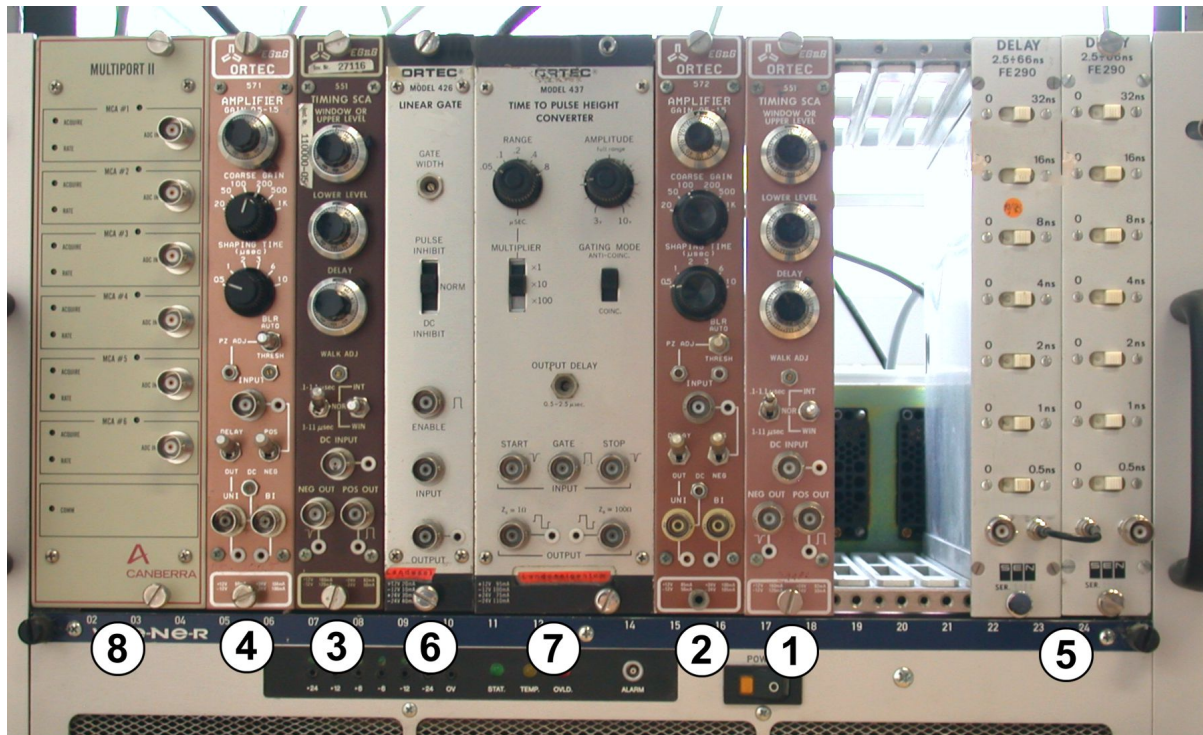


Abbildung 10: 1) und 2) Einkanalanalysator und Verstärker Szintillator A 3) und 4) Einkanalanalysator und Verstärker Szintillator B 5) Verzögerungseinheiten 6) Linear Gate 7) Time to Amplitude Konverter 8) Multi Channel Analyser

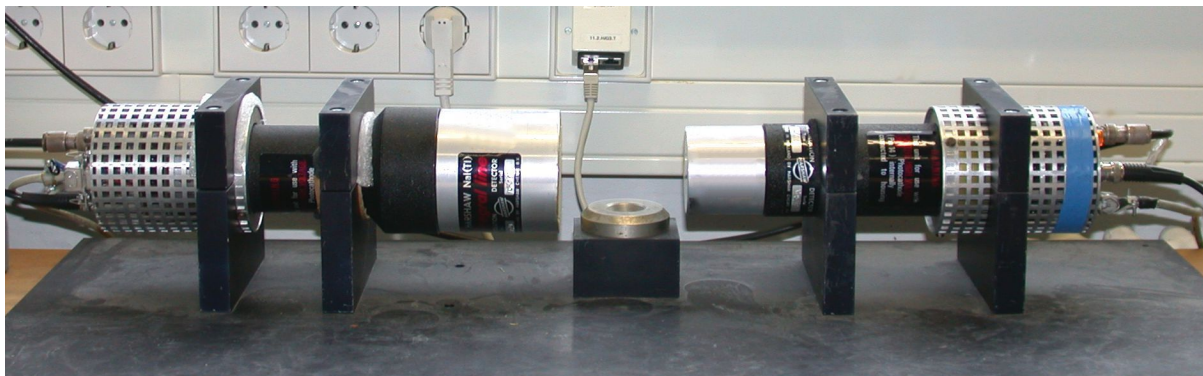


Abbildung 11: Szintillatoren des Versuches (ohne Präparat)

## 7 Literatur

- Allgemeine Bücher der Kernphysik (Zerfallsgesetz, radioaktive Zerfälle, Wechselwirkung von  $\gamma$ -Strahlung mit Materie etc.)
- Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung:  
LEO, W.R.: *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag, New York, 2.Aufl., 1994
- Methode der verzögerten Koinzidenzen:  
BODENSTEDT, E.: *Experimente der Kernphysik und ihre Deutung, Teil 2*, Bibliographisches Institut, Mannheim, 2. Aufl., 1978, ab S. 548