

FP 1

KURZE HALBWERTSZEIT

Alexander Fromm
&
Martin Hörner
Gruppe 7

21. September 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	4
2	Theorie	4
2.1	Radioaktiver Zerfall	4
2.1.1	α -Zerfall	4
2.1.2	β -Zerfälle	5
2.1.3	γ -Zerfall	5
2.2	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	5
2.2.1	Photoeffekt	6
2.2.2	Compton-Effekt	6
2.2.3	Paarbildung	7
2.2.4	Rückstreuung	7
2.3	Messapparatur	7
2.3.1	Szintillationszähler	7
2.3.2	Vielkanalanalysator (VKA)	9
2.3.3	Time - Amplitude - Converter (TAC) und Vielkanalanalysator (MCA)	10
2.4	Messmethode	10
2.4.1	Koinzidenzmethode	10
2.5	Theorie der Auswertung von Spektren	10
3	Versuchsbeschreibung	11
4	Versuchsergebnisse	14
4.1	Energie-Kanaleichung	14
4.2	Zeit-Kanal-Eichung	14
4.2.1	Zeit-Kanal-Eichung mit gesplittetem Signal	15
4.2.2	Zeit-Kanal-Eichung mit Annihilierungsphotonen	16
4.3	Koinzidenzmessung	16
5	Zusammenfassung	19
5.1	Anmerkungen	19
6	Handschriftliches	21

Abbildungsverzeichnis

1	Prinzip des α -Zerfalls	4
2	links: Darstellung des Photoeffekts, mitte: Darstellung des Compton-Effekts, rechte: Darstellung der Paarbildung	6
3	Schema eines Szintillationszählers	7
4	Bänderstruktur des NaJ-Szintillatorkristalls	8
5	Schema eines Photomultipliers (<i>Quelle: www.microscopy.fsu.edu</i>)	9
6	10DM-Schein mit C.F. Gauß	11
7	Natrium-Spektrum zur Energie-Kanal-Eichung	14
8	oben links: Ergebnis der Zeit-Kanal-Eichung mit gesplittetem Signal, oben rechts: Lineare Regression zur Zeit-Kanal-Eichung mit gesplittetem Signal, unten links: Ergebnis der Zeit-Kanal-Eichung über Annihilierungsphotonen, unten rechts: Lineare Regression zur Zeit-Kanal-Eichung über Annihilierungsphotonen	15
9	Spektrum der zufälligen Koinzidenzen	16
10	Koinzidenz-Spektrum nach kanalweisem Abzug der zusätzlich gemessenen zufälligen Koinzidenzen	17
11	Koinzidenz-Spektrum nach Abzug des direkt aus der Messung erhaltenen Untergrunds	18
12	Koinzidenz-Spektrum nach Abzug des gemittelten extra gemessenen Untergrunds	19

Tabellenverzeichnis

1	Wechselwirkungsarten und ihre charakteristischen Energien	6
2	Einstellung bei der Energie-Kanal-Eichung und der zugehörigen Untergrundmessung	12
3	Einstellung für die Koinzidenzmessung	12
4	Einstellung für die Zeiteichung des TAC mit gesplittetem Signal	13
5	Einstellung für die Zeiteichung des TAC über Annihilierungsphotonen	13

1 Aufgabenstellung

In diesem Versuch sollen die Halbwertszeit und die mittlere Lebensdauer des 14,4keV-Zustandes von ^{57}Fe bestimmt werden.

2 Theorie

2.1 Radioaktiver Zerfall

Man unterscheidet bei radioaktiven Zerfällen zwischen α -, β - und γ -Zerfällen. Alle drei Zerfälle sind statistische Prozesse und zeichnen sich durch die zeitlich exponentielle Abnahme der Aktivität und der Elementmenge aus. Diese werden beschrieben durch Gleichungen 1 und 2.

$$dN = -\lambda N dt \quad \Rightarrow \quad N(t) = N_0 \exp(-\lambda \cdot t) \quad (1)$$

$$\text{ebenso für die Aktivität } A \quad A(t) = A_0 \exp(-\lambda \cdot t) \quad (2)$$

mit der Elementmenge N und der Zerfallswahrscheinlichkeit λ , welche die Halbwertszeit über $T_{1/2} = \frac{-\ln 2}{\lambda}$ und ebenso den Kehrwert der Zerfallskonstanten, die mittlere Lebensdauer τ definiert. Für die gemessene Aktivität gilt außerdem:

$$A = 4\pi \frac{\dot{Z}}{\Omega \varepsilon},$$

wobei $\frac{\Omega}{4\pi}$ das vom Detektor abgedeckte Raumwinkelement, \dot{Z} die Zählrate und ε der Wirkungsgrad der Apparatur sind.

2.1.1 α -Zerfall

Die sogenannten α -Teilchen sind vollständig ionisierte Heliumkerne. Aufgrund der Ladung und der hohen Masse hat die α -Strahlung eine sehr geringe Reichweite und kann deshalb leicht abgeschirmt werden. In diesem Versuch ist der α -Zerfall aber nicht von Belang.

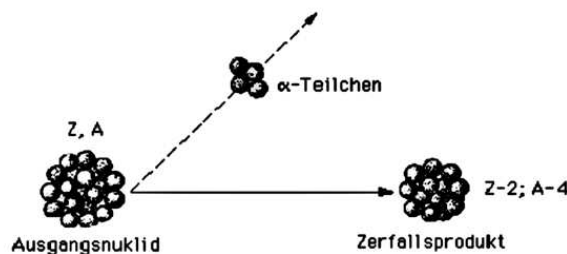


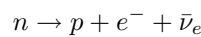
Abbildung 1: Prinzip des α -Zerfalls

2.1.2 β -Zerfälle

Beim β -Zerfall unterscheidet man zwischen drei Arten, dem β^- - und β^+ -Zerfall und dem Bahnelektroneneinfang. In allen Fällen bleibt die Nukleonenzahl des Ausgangselement erhalten, die Ordnungszahl ändert sich um eins.

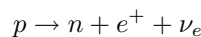
2.1.2.1 β^- -Zerfall

Ist das Verhältnis von Neutronen und Protonen stark auf die Seite der Neutronen verschoben, so wandelt sich ein Neutron unter Aussendung eines Elektrons und eines Antielektron-Neutrinos zu einem Proton um.



2.1.2.2 β^+ -Zerfall

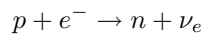
Ist das Verhältnis stark auf die Seite der Protonen verschoben, so wandelt sich unter Aussendung eines Positrons und eines Elektron-Neutrinos das Proton in ein Neutron um.



Bei diesem Zerfall treten außerdem zwei γ -Quanten aus der Vernichtungreaktion des Positrons mit einem aus der Umgebung vorhandenen Elektron auf. Diese haben eine Energie von 511keV, die der Masse des Elektrons bzw. Positrons entspricht.

2.1.2.3 Bahnelektroneneinfang (Inverser β^+ -Zerfall)

Aufgrund einer endlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Bahnelektronen am Kern, kann es zu einem Einfang durch ein Proton kommen. Dieses wandelt sich unter Aussendung eines Elektron-Neutrinos zu einem Neutron um.



Das so entstandene „Loch“ in der meist untersten Schale wird durch ein Elektron einer höheren Schale unter Aussendung eines Photons oder strahlungslos unter Abgabe eines Auger-Elektrons gefüllt.

2.1.2.4 Innere Konversion

Ähnlich zum Bahnelektroneneinfang kann sich ein angeregter Kern durch Abgabe von Energie direkt an ein Hüllenelektron abregen. Dabei wird das Elektron emittiert. Es trägt dabei die kinetische Energie $E_{kin} = E_{abreg} - E_{bind}$. Die Innere Konversion ist somit ein Alternativprozeß zur γ -Emission und erhöht somit die Übergangswahrscheinlichkeit. Im Fall ^{57}Fe beträgt das Ratenverhältnis ($e^-:\gamma$) = (10:1).

2.1.3 γ -Zerfall

Als γ -Strahlung bezeichnet man elektromagnetische Strahlung mit Wellenlängen unter 0,5nm bzw. Energien ab 2,5keV. Sie tritt auch in Verbindung mit α - und β -Strahlung auf, welche häufig angeregte Kerne hinterlassen. Diese regen sich über Abstrahlung von γ -Quanten ab.

2.2 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Die Wechselwirkung der γ -Strahlung mit Materie lässt sich in drei verschiedene Effekte unterteilen, die sich durch ihre charakteristischen Energiebereiche (vergl. Tabelle 1) unterscheiden lassen. Die Eindringtiefe d der γ -Quanten lässt sich aus

$$I_d = I_0 \exp(-\mu d)$$

mit material- und energieabhängigem Absorptionskoeffizient μ und Intensität I berechnen.

Art der Wechselwirkung	Energiebereich
Photoeffekt	$< 200\text{keV}$
Compton-Effekt	$200\text{keV} - 5\text{MeV}$
Paarbildung	$> 1,022\text{MeV}$

Tabelle 1: Wechselwirkungsarten und ihre charakteristischen Energien

2.2.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt (siehe Abb. 2) wird durch das eintreffendes γ -Quant ein Elektron (meist aus der K-Schale) herausgeschlagen. Dabei erhält das Elektron die kinetische Energie des Photons abzüglich seiner Bindungsenergie.

$$E_{kin}^{e^-} = h\nu - E_{bind.}$$

Dabei ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Photoeffekts proportional zu $Z^5/E^{3,5}$. Das Eintreten des Photoeffekts ist also bei kleinen Energien und großen Kernen am wahrscheinlichsten. Durch das in einer der unteren Schalen entstandene Loch kann nun entweder der oben beschriebene Auger-Effekt oder Röntgenstrahlung beobachtet werden. Verlässt diese Röntgenstrahlung den Szintillator ohne weitere Wechselwirkung, so kann man einen sogenannten Satellitenpeak im Spektrum beobachten.

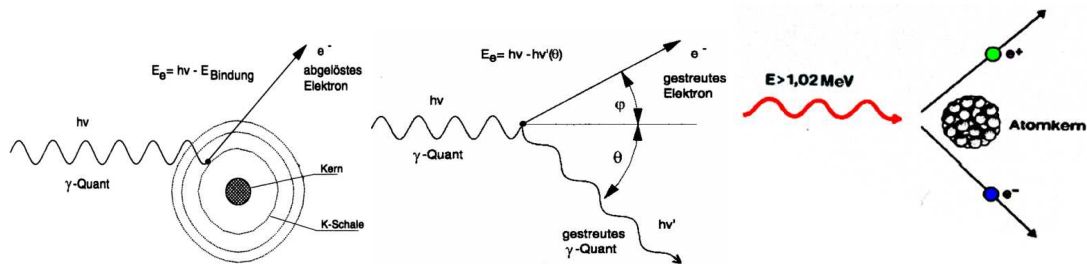


Abbildung 2: links: Darstellung des Photoeffekts, mitte: Darstellung des Compton-Effekts, rechte: Darstellung der Paarbildung

2.2.2 Compton-Effekt

Wie aus Tabelle 1 ersichtlich, dominiert der Compton-Effekt (siehe Abb. 2) in einem Energiebereich zwischen ca. 200keV und 5MeV. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Compton-Effekts nimmt mit höherer Energie der γ -Strahlung ab, bei kleineren Energien dominiert der Photoeffekt.

Die Photonen geben im Gegensatz zum Photoeffekt nicht ihre Gesamtenergie $E_{ges}^\gamma = h\nu$ ab, sondern werden am Potential der Hüllenelektronen oder freier Elektronen elastisch gestreut. Das so gestreute Photon mit der verminderten Energie

$$h\nu_{nach} = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \theta + \frac{m_0 c^2}{h\nu}} \stackrel{\theta=\pi}{=} \frac{m_0 c^2}{1 + \frac{m_0 c^2}{h\nu}} = E_{\theta=\pi}^{max} \quad (3)$$

bleibt im Szintillatorkristall erhalten und kann somit weiter wechselwirken. Das Elektron erhält dabei die Energie $E_{kin}^{e^-} = h\nu - h\nu_{nach}$.

Die Maximale Energie aus Gleichung 3 zeichnet die sogenannte Comptonkante aus.

2.2.3 Paarbildung

Ab einer Photonenenergie, die der Ruheenergie zweier Elektronen entspricht ($E = 1,022\text{MeV}$), kann es zur sogenannten Paarbildung (siehe Abb. 2) kommen. Das γ -Quant zerstrahlt im elektromagnetischen Feld eines Atoms zu einem Elektron und einem Positron, auf welche die Energie des γ -Quant willkürlich verteilt wird. Der Atomkern nimmt dabei den restlichen Impuls auf.

Das Positron kann nicht in Anwesenheit von Materie existieren. Es bildet mit einem Elektron ein sogenanntes Positronium, welches wieder in zwei Photonen gleicher Energie (511keV) zerfällt und im 180° -Winkel abgestrahlt werden, die eventuell den Szintillator ohne weitere Wechselwirkung verlassen können. Diese Energiedifferenzen führt zum Escape- (nur ein Photon wird im Szintillator detektiert) bzw. zum Double-Escape-Peak (kein Photon wird detektiert). Diese liegen bei $E^\gamma - 511\text{keV}$, bzw. bei $E^\gamma - 1022\text{keV}$.

2.2.4 Rückstreuung

Gammaquanten, die an der Umgebung, wie zum Beispiel der Bleiabschirmung des Szintillators gestreut werden beeinflussen das Spektrum. Nachdem sie einen Teil ihrer Energie abgegeben haben, geben sie im Szintillator ihre Restenergie

$$E_R = E_\gamma - \overline{E}_{ab}$$

ab. Dabei ist E_γ die ursprünglich Energie des Gammaquants und \overline{E}_{ab} die mittlere Energieabgabe an die Umgebung. Dadurch entsteht im Spektrum bei der Energie E_R ein weiterer Peak.

2.3 Messapparatur

2.3.1 Szintillationszähler

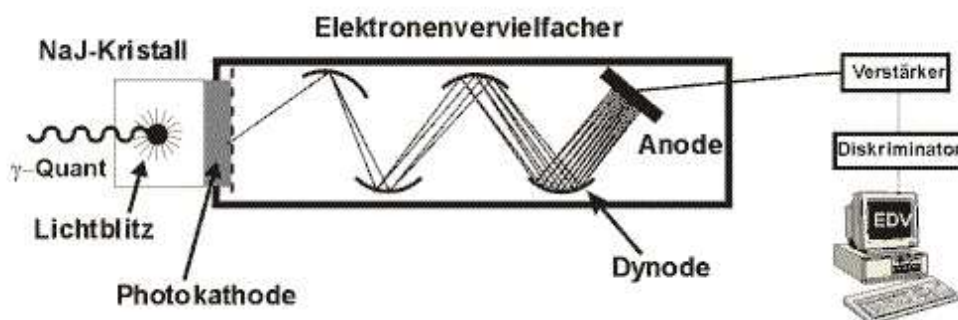


Abbildung 3: Schema eines Szintillationszählers

Ein Szintillationszähler ist wie in Abbildung 3 dargestellt aus einem Szintillator und einem Photomultiplier zusammengesetzt.

2.3.1.1 Szintillator

In einem Szintillator werden hochenergetische Photonen in Photonen einer materialabhängigen, niedrigeren Wellenlänge umgewandelt. Man unterscheidet hierbei zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren.

2.3.1.1.1 organische Szintillatoren

Organische Szintillatoren besitzen eine geringere Lichtausbeute, geringere Dichte und geringere Ordnungszahl Z als anorganische Szintillatoren. Auf Grund der Z^5 -Abhängigkeit des Photoeffekts, kann der Photopeak nicht oder nur mit geringer Auflösung gemessen werden. Aus diesem Grund sind die organischen Szintillatoren nur bedingt zur Aufnahme von Energiespektren geeignet.

Ein großer Vorteil der organischen Szintillatoren ist aber ihre sehr kurze Ansprechzeit, sie spielen aber in diesem Versuch keine Rolle.

2.3.1.1.2 anorganische Szintillatoren

Anorganische Szintillatoren, wie der hier verwendete NaI-Kristall, der mit Tl dotiert wurde, haben eine weit größere Auflösung und sind somit für die Aufnahme der Energiespektren besser geeignet. Der NaI-Kristall hat eine Bandlücke von ca. 6 eV.

Das eintreffende Photon hebt Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband. Hierbei entstehen auch Elektron-

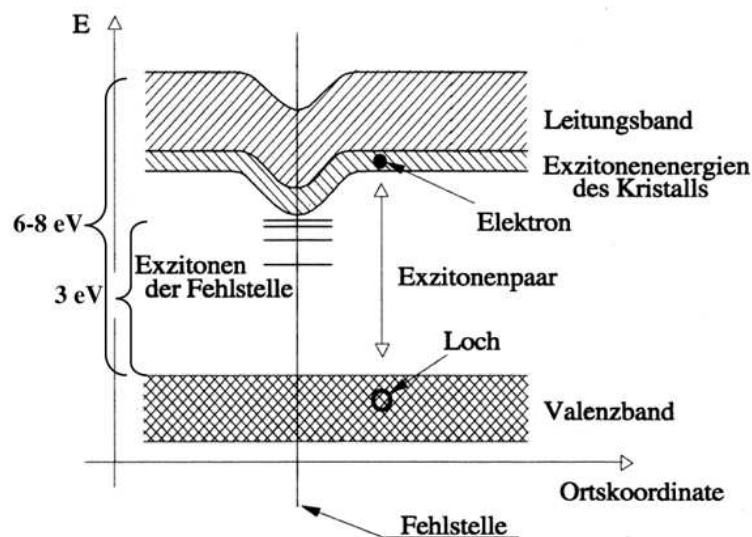


Abbildung 4: Bänderstruktur des NaI-Szintillatorkristalls

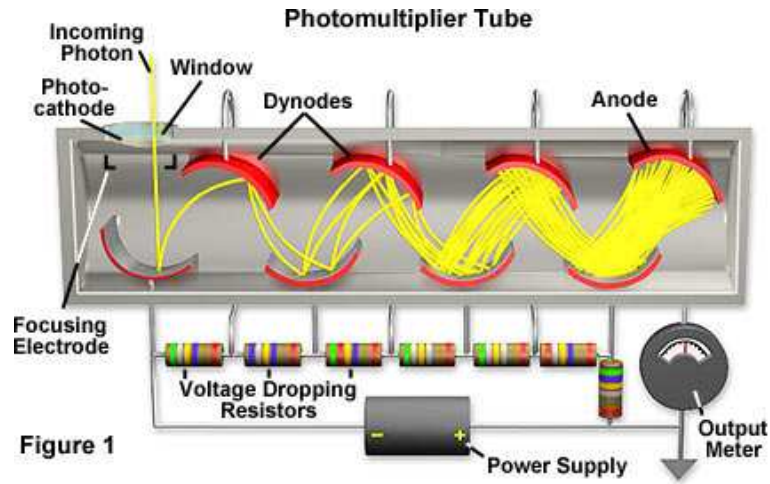
Loch-Paare, die sogenannten Exzitonen, die sich ebenfalls durch den Kristall bewegen können. Diese werden von den Dotierzentren, hier den Thallium-Atomen, eingefangen und rekombinieren wieder. Der Kristall ist durchlässig für das hierbei freiwerdende Licht. Es besitzt eine feste Wellenlänge von 410 nm.

Um die Zählausbeute zu optimieren muß das Präparat ausreichend dicht am Szintillator platziert werden.

2.3.1.2 Photomultiplier

Der Photomultiplier dient der Verstärkung der im Szintillatorkristall entstandenen Photonen in einen meßbaren Strom. Die aus dem Szintillator auf die Photokathode auftreffenden Photonen schlagen dort Elektronen frei, die über eine Beschleunigungsspannung auf eine Dynode geleitet werden, um dort weitere Elektronen herauszulösen.

Die mittlere Anzahl \bar{n}_0 , der aus der Photokathode freigeschlagenen Elektronen ist von der Energie E_γ des γ -Quants, der mittleren Quantenausbeute an der Kathode α , dem Energieanteil ΔE , der als Strahlung in den Szintillatorzentren abgegeben wird und der mittleren Energie \bar{E} , die nötig ist, um ein Elektron aus dem Valenz-

Abbildung 5: Schema eines Photomultipliers (Quelle: www.microscopy.fsu.edu)

ins Leitungsband zu heben mit Hilfe von

$$\bar{n}_0 = \frac{\alpha \cdot \Delta E \cdot E_\gamma}{\bar{E}} \quad (4)$$

berechenbar. Dieser Vorgang wird mehrfach wiederholt. Auf diese Weise wird eine mittlere Verstärkung von $\bar{g} = \eta \cdot \Delta U \cdot 10^6$ erreicht, mit einer Spannungsdifferenz ΔU zwischen den Dynoden und einer spezifischen Sekundäremission pro Volt von η . In der Regel werden Werte von $\bar{g} \simeq 5$ erreicht.

Nach m Dynodendurchgängen erhält man eine mittlere Elektronenzahl von

$$\bar{n}_{end} = \bar{n}_0 (\eta \cdot \Delta U)^m$$

womit sich aus Gleichung 4 die Energie des auslösenden Photons zu

$$E_\gamma = \frac{\bar{E}}{\alpha \cdot \Delta E (\eta \cdot \Delta U)^m}$$

ergibt.

Durch Unregelmäßigkeiten ergibt die ermittelte Energie im Spektrum eine Gauß- oder Poissonverteilung.

Die Auflösung der Messung ergibt sich aus dem Quotienten der Halbwertsbreite $E_{\frac{1}{2}}$ und dem Kurvenmaximum E_m zu

$$A = \frac{E_{\frac{1}{2}}}{E_m} \approx \frac{1}{\sqrt{E_m}},$$

da für eine Poissonverteilung $E_{\frac{1}{2}} \approx \sqrt{E_m}$ gilt.

2.3.2 Vielkanalanalysator (VKA)

Das Signal vom Photomultiplier wird mit einem integrierenden Verstärker verarbeitet, der dann einen genormten Impuls ausgibt. Die „Shaping“-Zeit des Normimpulses sollte im Verhältnis zur Abklingzeit des Szintillators bei einem Impuls richtig gewählt werden (ca. $0,25 \mu s$ bei NaJ(Tl)). Der Impuls wird im Vielkanalanalysator je nach Amplitude verschiedenen Kanälen (hier 1024) zugeordnet. Im Gegensatz zu einem Einkanalspktrometer

werden alle Amplituden sortiert und nicht nur ein bestimmter Spannungsinervall durchgelassen. Dieser Impuls wird ab seinem Maximum verbreitert und dem Momentanwert der Sägezahnspannung verglichen. Aus der Laufzeit der Sägezahnspannung bis zum Schnittpunkt ergibt sich ein Maß für die Amplitude des Impulses.

2.3.3 Time - Amplitude - Converter (TAC) und Vielkanalanalysator (MCA)

Der TAC wandelt ein Zeitintervall in eine dazu proportionale Spannung um. Dies wird dadurch erreicht, daß ein Kondensator während des Zeitintervalls aufgeladen wird. Da hier, auf Grund des Ratenverhältnisses ($e^-:\gamma$) = (10:1) nur jedem zehnten Startsignal (also der 122keV-Übergang) auch ein Stoppsignal (14,4keV-Übergang) folgt, wird der Start- und Stop-Eingang vertauscht und das Startsignal verzögert. Das vom TAC so aufintegrierte Signal wird nun an einen MCA ausgegeben, der die Signale nach Zeitintervallen getrennt zu einer Zählrate aufaddiert.

2.4 Messmethode

2.4.1 Koinzidenzmethode

Um die mittleren Lebensdauern von sehr kurzlebigen Anregungszuständen zu ermitteln, wird die sogenannte Koinzidenzmethode ¹ verwendet. Hierfür wird bei Erreichen eines Anregungszustandes die Zeitmessung gestartet und bei deren Zerfall wieder gestoppt. Aus dem sehr breiten Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen ragen nun die als Zählrate aufgetragenen Koinzidenzen als abfallende Exponentialkurve heraus.

2.5 Theorie der Auswertung von Spektren

Vor dem Vermessen eines unbekannten Energiespektrums muß das Meßgerät geeicht werden, also ein Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie hergestellt werden. Dies wird durch Messung der Spektren einer oder mehrerer Proben mit wenigen Peaks bekannter Energie gemacht. Die Position der Peaks wird durch Anfitten einer Gaußkurve mit exponentiell abfallendem Untergrund bestimmt. Damit wird ein linearer Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie hergestellt.

Die Anzahl N der registrierten Ereignisse in einem Kanal ist mit einem statistischen Fehler behaftet, der sich unter der Annahme einer Poissonverteilung, zu $\sigma = \sqrt{N}$ ergibt. Zur Bestimmung des Energiespektrums muß noch eine Untergrundmessung vorgenommen werden, die dann nach Normierung von der Messung abgezogen wird.

¹Koinzidenz (lat.) zeitliches Zusammenfallen, genaue Übereinstimmung (Quelle: www.InfoBitte.de)

3 Versuchsbeschreibung

Wir starteten diesen Versuch mit einer 30 minütigen Messung des Energiespektrums einer ^{22}Na -Probe zur Energie-Kanal-Eichung des Vielkanalanalysators (MCA). Für die Eichung wurden die leicht zu findenden Peaks bei 0,511MeV und 1,280MeV verwendet. Dazu wurde der Ausgang einer der beiden Szintilatoren auf den Eingang des Verstärkers (MA) gelegt. Der unipolare Ausgang des Verstärkers wurde auf den MCA-Eingang gelegt. Außerdem wurde eine 90 minütige Untergrundmessung durchgeführt, die später von der Messung mit der Natrium-Probe abgezogen wird.

Mit der Eichung hätte es nun möglich sein sollen, die gesuchten Peaks der ^{57}Co -Probe eindeutig zu identifizie-



Abbildung 6: 10DM-Schein mit C.F. Gauß

ren. Für die Eichung musste aber die Verstärkung derart gewählt werden, daß der 1,280MeV-Peak noch sichtbar ist. Durch diese Einstellung war aber der 14,4keV-Peak der ^{57}Co -Probe nicht mehr auflösbar. Wir mussten also der Skala des Einstellreglers am Verstärker vertrauen. Die Verstärkung stellte sich aber zu unserem bedauern als nicht-linear heraus. So wurde die Verstärkung also zuerst so gewählt, daß der 0,511MeV-Peak der Natrium-Probe bei höherer Verstärkung eindeutig identifizierbar war. Danach wurde die Cobalt-Probe verwendet, und der 0,122MeV-Peak eindeutig identifiziert. Beim zweiten Szintillator wurde ebenso vorgegangen, nur daß hier die Verstärkung noch weiter hoch gestellt werden musste.

Als die Einstellungen des Fensters am rechten Szintillator bzw. am SCA vorgenommen waren, stellten wir fest, daß die Verstärkung sowie die Auflösung des linken Szintilators anders sind, als am rechten. Es wurde also auch hier eine wie oben beschriebene Eichmessung vorgenommen und somit die Schaltung auf der linken Seite eingestellt, also das Fenster auf den 14,4keV-Peak der Cobalt-Probe eingestellt.

Nun wurde die Verkabelung der Aparatur derart gesteckt, daß die Messung der Koinzidenzen möglich war. Die Messung wurde über 55150 Sekunden, also über Nacht durchgeführt und lieferte die erwartete, an der Vertikalen gespiegelte Exponentialfunktion, die aus dem Untergrund der zufälligen Koinzidenzen herausragt. Die Zeiteichung des Zeit-Amplituden-Konverters (TAC) haben wir hinten angestellt, um durch eine längere Messdauer über Nacht das Signal-Rauschverhältnis der eigentlichen Messung verbessern zu können.

Am nächsten Morgen wurde mit den für die Koinzidenzmessung verwendeten Einstellungen am TAC die Untergrundmessung der zufälligen Koinzidenzen durchgeführt. Dazu wurde das Eingestellte Delay auf einen weit größeren Wert eingestellt, so daß nur noch zufällige Koinzidenzen registriert wurden.

Im Anschluß daran wurde unter Verwendung der Annihilierungsphotonen der Natrium-Probe eine Zeiteichung des TAC durchgeführt. Dazu wurden die Fenster der SCAs auf die 0,511MeV-Peaks gesetzt, und das Delay des linken SCA verstellt. Eine zweite Zeiteichung wurde mit nur einem Szintillator durchgeführt, dessen Signal mit einem T-Adapter gesplittet wurde. Das eine Signal wurde direkt auf den Start des TAC gelegt, das andere wurde

zuerst auf den Delay-Generator gelegt, an dem verschiedene Delays gewählt wurden und dann als Stop-Signal des TAC verwendet.

Die verwendeten Einstellungen der Geräte bei den oben beschriebenen Messungen sind den Tabellen 2 bis 5 aufgelistet.

Gerät	Regler	Einstellung
Amplifier	Gain fine	6,30 Skt
	Gain grob	100
	Shaping Time	0,5 μ s

Tabelle 2: Einstellung bei der Energie-Kanal-Eichung und der zugehörigen Untergrundmessung

Gerät	Regler	Einstellung
Amplifier rechts (14,4keV)	Gain fine	6,32 Skt
	Gain grob	500
	Shaping Time	1 μ s
SCA rechts	upper level	0,90
	lower level	0,15
	Delay	0,1 μ s
Amplifier links (122keV)	Gain fine	0,00 Skt
	Gain grob	100
	Shaping Time	1 μ s
SCA rechts	upper level	3,92
	lower level	2,60
	Delay	1,6 μ s
TAC	Range	2 μ s
	Amplitude	Bleistiftstrich
	Multiplier	$\times 10$
	Gating Mode	anti-coincidence

Tabelle 3: Einstellung für die Koinzidenzmessung

Gerät	Regler	Einstellung
Amplifier	Gain fine	6,30 Skt
	Gain grob	100
	Shaping Time	1 μ s
SCA	upper level	3,24
	lower level	2,58
	Delay	0,1 μ s

Tabelle 4: Einstellung für die Zeiteichung des TAC mit gesplittetem Signal

Gerät	Regler	Einstellung
Amplifier rechts	Gain fine	6,32 Skt
	Gain grob	100
	Shaping Time	1 μ s
SCA rechts	upper level	3,24
	lower level	2,85
	Delay	0,1 μ s (minimal)
Amplifier links	Gain fine	0,00 Skt
	Gain grob	20
	Shaping Time	1 μ s
SCA rechts	upper level	2,62
	lower level	1,92
	Delay	0,1 μ s (minimal)

Tabelle 5: Einstellung für die Zeiteichung des TAC über Annihilierungsphotonen

4 Versuchsergebnisse

4.1 Energie-Kanaleichung

Die bei den Einstellungen in Tabelle 2 durchgeführte Energie-Kanal-Eichung mit der Natrium-Probe ergab das in Abbildung 7 abgebildete Diagramm, das für die Einstellung der Fenster für die Zeit-Kanal-Eichung, sowie für die Koinzidenzmessung benötigt wurde. Die dominanten Peaks bei 0,511 MeV und 1,280 MeV wurden durch eine Gaußkurve (siehe Abb. 6) gefittet und daraus eine Gerade bestimmt, die zur Eichung dient. Dieses Verfahren wurde für beide Szintillatoren verwendet.

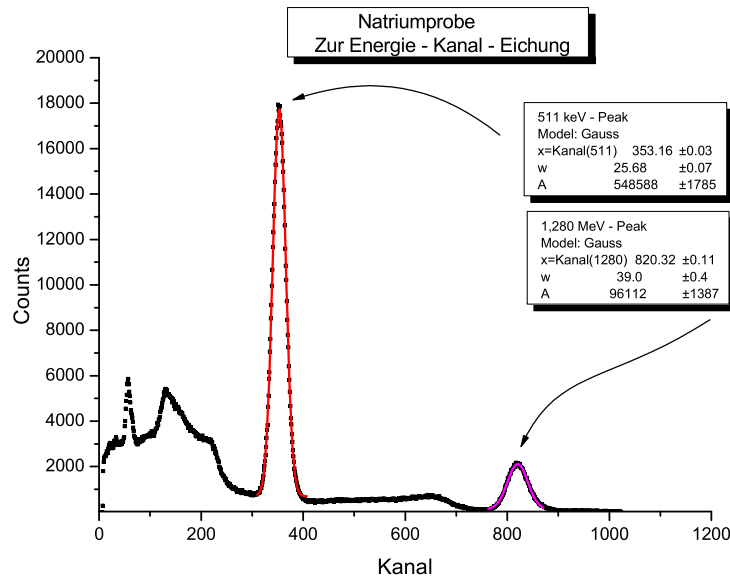


Abbildung 7: Natrium-Spektrum zur Energie-Kanal-Eichung

4.2 Zeit-Kanal-Eichung

Um der aufgenommenen Exponentialfunktion eine Zeitachse zuzuordnen zu können, mußte eine Zeit-Kanal-Eichung durchgeführt werden, die jedem Kanal des MCA ein Zeitintervall Δt zuordnet. Dafür wurden hier zwei verschiedene Methoden angewandt. Aus den beiden Ergebnissen wurde dann über das gewichtete Mittel

$$\bar{x} = \frac{\sum_{k=1}^N \frac{x_k}{\sigma_k^2}}{\sum_{j=1}^N \frac{1}{\sigma_j^2}} \quad (5)$$

$$S_{\bar{x}} = \left(\sum_{j=1}^N \frac{1}{\sigma_j^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6)$$

die Zeit-Kanal-Eichung errechnet. Für den endgültigen Wert der Steigung ergibt sich somit

$$\overline{B} = (1,859 \pm 0,016) \frac{ns}{Ch.}$$

4.2.1 Zeit-Kanal-Eichung mit gesplittetem Signal

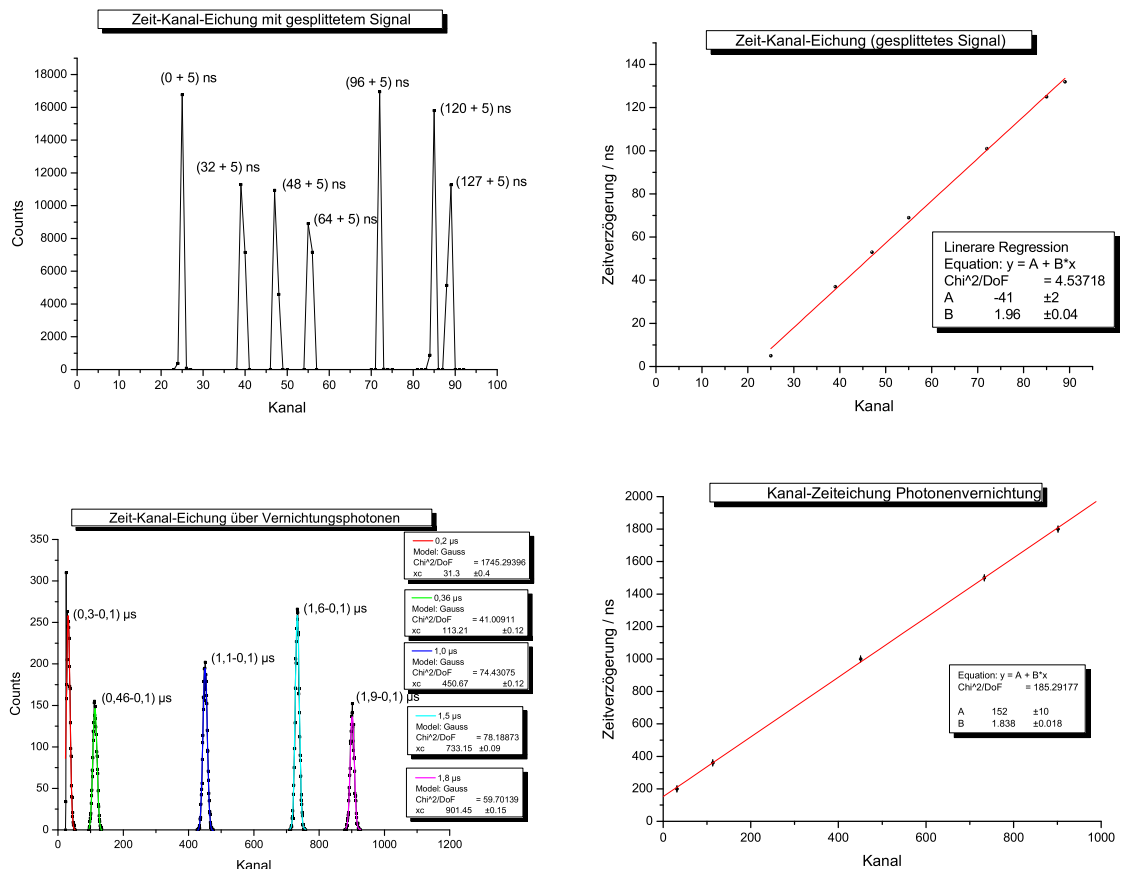


Abbildung 8: oben links: Ergebnis der Zeit-Kanal-Eichung mit gesplittetem Signal, oben rechts: Lineare Regression zur Zeit-Kanal-Eichung mit gesplittetem Signal, unten links: Ergebnis der Zeit-Kanal-Eichung über Annihilierungsphotonen, unten rechts: Lineare Regression zur Zeit-Kanal-Eichung über Annihilierungsphotonen

Die erste Methode, um den TAC zu eichen ist, ein Signal von nur einem Szintillator zu verstärken und anschließend mit einem T-Adapter zu splitten. Ein Signal wird dann direkt auf den Start-Eingang des TAC gelegt, das zweite wird zuerst mit dem Delay-Generator verzögert und anschließend auf den Stop-Eingang des TAC gelgt. Durch Variation der Delays erhält man das in Abbildung 8 dargestellte Schaubild. Dabei gibt die Zahl in Klammern die gewählte Verzögerung, es ist also z.B. (96 + 5)ns eine Verzögerung von 101ns. Die erste Zahl ist die direkt am Delay-Generator eingestellte Verzögerung, die zweite ist die bauartbedingte Verzögerung, die vom

Delay-Generator hervorgerufen wird. Es wurde bei dieser, sowie bei der Messung der Koinzidenzen darauf geachtet, daß die Kabellängen übereinstimmen, so daß kein weiteres (nennenswertes) Delay entsteht.

Mit den aus Abbildung 8 abgelesenen Peaks konnte nun eine Ausgleichsgerade ermittelt werden, die den einzelnen Kanälen ein eindeutiges Zeitintervall Δt zuordnet. Das Ergebnis der Linearen Regression ist ebenfalls in Abbildung 8 zu sehen.

4.2.2 Zeit-Kanal-Eichung mit Annihilierungsphotonen

Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, entstehen durch Paarbildung zwei Photonen gleicher Energie, die unter einem Winkel von 180° abgestrahlt werden. Die SCAs wurden also auf ein Energienfenster um den 0,511MeV-Bereich gesetzt (siehe Tab. 5), und das Signal des rechten Szintillators unverzüglich auf den Start-Eingang des TAC gegeben. Das Signal des linken Szintillators wurde zuerst im SCA verzögert und dann auf den Stop-Eingang des TAC gelegt.

Die Ergebnisse der Messung und der Linearen Regression sind in Abbildung 8 unten zu sehen. Hier ist bereits berücksichtigt, daß das minimale Delay beider SCAs bei $0,1\mu s$ liegt, also ein Offset vorhanden ist.

4.3 Koinzidenzmessung

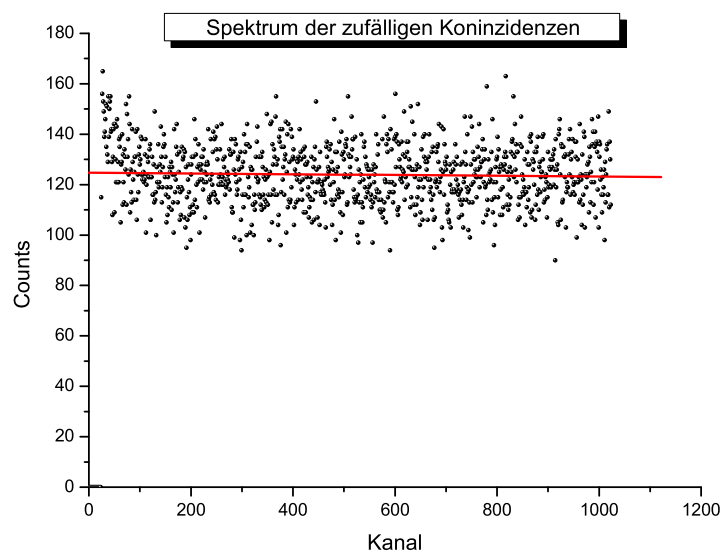


Abbildung 9: Spektrum der zufälligen Koinzidenzen

Für die Koinzidenzmessung wurde die Verkabelung der NIM-Geräte geändert und auf die Werte in Tabelle 3 eingestellt. Dadurch wurde das Fenster am rechten SCA auf den 122keV und am linken SCA auf den 14,4keV-Peak gesetzt. Die eigentliche Messung wurde über Nacht durchgeführt und dauerte 55150 Sekunden. Die anschließende Messung der zufälligen Koinzidenzen dauerte 6085 Sekunden.

Von der Koinzidenzmessung wurde nun der Untergrund auf verschiedenen Arten abgezogen. Zuerst wurden die gemessenen zufälligen (Spektrum der zufälligen Koinzidenzen ist in Abbildung 9 zu sehen) Koinzidenzen

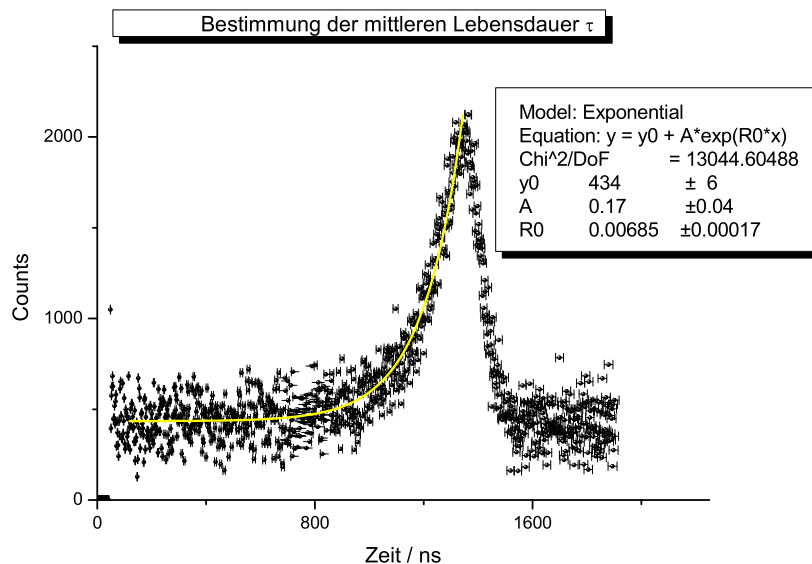


Abbildung 10: Koinzidenz-Spektrum nach kanalweisem Abzug der zusätzlich gemessenen zufälligen Koinzidenzen

kanalweise abgezogen, das Ergebnis ist in Abbildung 10 zu sehen. Als Zweites wurde der Untergrund, der in der eigentlichen Koinzidenzmessung rechts neben der Exponentialkurve mit aufgenommen wurde von der Messung abgezogen. Dieses Ergebnis ist in Abbildung 11 zu sehen. Als Drittes und Letztes wurde noch der Mittelwert der Messung der zufälligen Koinzidenzen von der Messung abgezogen, was in Abbildung 12 zu sehen ist. In allen drei Messungen wurde eine Exponentialkurve gefittet und daraus die mittlere Lebensdauer abgelesen. Die Fehler in x-Richtung stammen hierbei aus der Zeit-Kanal-Eichung und lassen sich aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung (siehe Abb. 6) für jeden Meßwert gemäß

$$\mathcal{S}_x = \frac{\Delta t}{B} \cdot \mathcal{S}_B$$

berechnen. Die y-Fehler wurden in den Graphen der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Sie berechnen sich über

$$\mathcal{S}_{Counts} = \sqrt{\text{Zählrate}} .$$

Aus den gefitteten Exponentialkurven der Form

$$\begin{aligned} f(x) &= A \cdot \exp(xR_0) + y_0 \\ \Rightarrow \tau &= \frac{1}{R_0} \end{aligned}$$

ließ sich die mittlere Lebensdauer als der Kehrwert von R_0 ablesen und über das gewichtete Mittel (Gleichungen 5 und 6) der drei Werte ergab sich die mittlere Lebensdauer des 14,4keV-Zustandes von ^{57}Fe zu

$$\tau = (144 \pm 2) \text{ ns} .$$

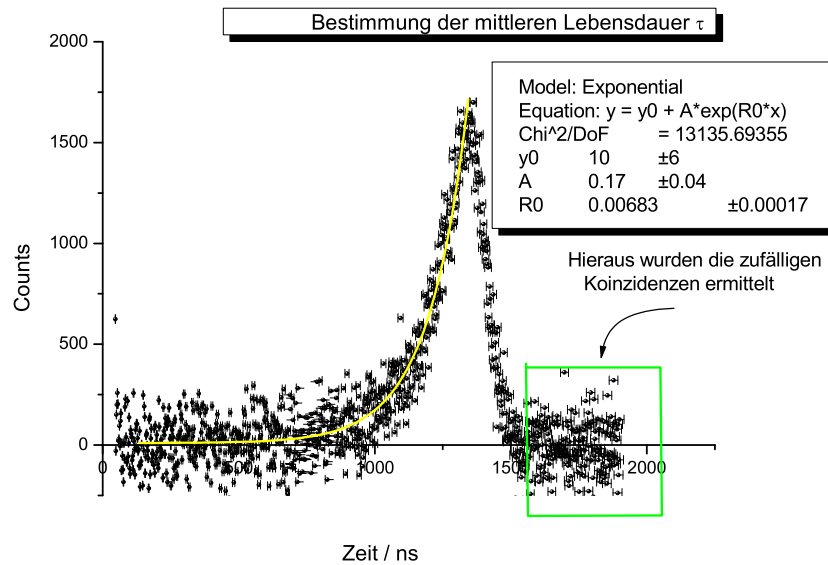


Abbildung 11: Koinzidenz-Spektrum nach Abzug des direkt aus der Messung erhaltenen Untergrunds

Dabei ergibt sich der Fehler auch hier aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung zu

$$\mathcal{S}_\tau = \frac{1}{R_0^2} \cdot \mathcal{S}_{R_0} \quad .$$

Aus der so ermittelten mittleren Lebensdauer τ lässt sich auch die Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}$ mit

$$\mathcal{S}_{T_{\frac{1}{2}}} = \frac{T_{\frac{1}{2}}}{R_0} \cdot \mathcal{S}_{R_0}$$

zu

$$T_{\frac{1}{2}} = (99,8 \pm 1,5) \text{ ns} \quad .$$

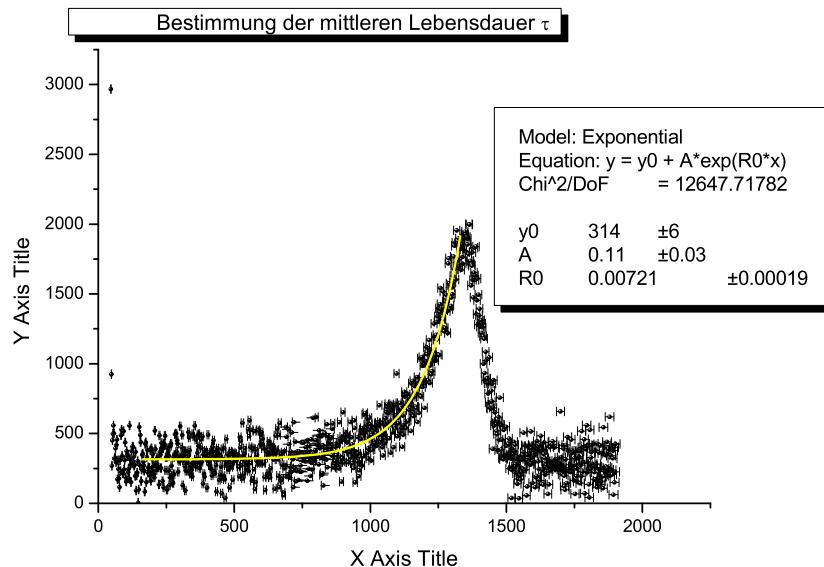


Abbildung 12: Koinzidenz-Spektrum nach Abzug des gemittelten extra gemessenen Untergrunds

5 Zusammenfassung

Aus der Messung der Koinzidenzspektren ließ sich die mittlere Lebensdauer τ , sowie die Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}$ des 14,4keV-Übergangs von ^{57}Fe bestimmen. Es ergaben sich die Werte

$$\begin{aligned}\tau &= (144 \pm 2) \text{ ns} \\ T_{\frac{1}{2}} &= (99,8 \pm 1,5) \text{ ns} ,\end{aligned}$$

was innerhalb von zwei Standardabweichungen mit den Literaturwerten

$$\begin{aligned}\tau^{\text{Lit}} &= 141,4 \text{ ns} \\ T_{\frac{1}{2}}^{\text{Lit}} &= 98 \text{ ns}\end{aligned}$$

aus der Isotopentafel im Praktikumsordner übereinstimmt.

5.1 Anmerkungen

Systematische Fehler sind mit großer Wahrscheinlichkeit in den Messungen zur Zeit-Kanal-Eichung aufgetreten. Hier war der Achsenabschnitt trotz Berücksichtigung aller bekannter Delays nicht innerhalb von drei Standardabweichungen um den Koordinatenursprung. Hier muß also von einer weiteren, aber unbekannten Verzögerung oder einem Fehler der NIM-Geräte ausgegangen werden. Dieser systematische Fehler muß sich demnach auch in der Messung fortsetzen.

Die Feststellung, daß die Verstärkung des Amplifiers nicht-linear mit der Skala des Reglers verläuft, dürfte auf Grund der oben beschriebene Vorgehensweise zur Energie-Kanal-Eichung keinen nennenswerten Fehler geliefert haben.

Zu unserer Überraschung ergab die Messung der zufälligen Koinzidenzen (Abb. 9) einen weit niedrigeren Wert, als den im Koinzidenzspektrum direkt ermittelten. Außerdem fiel auf, daß die ersten 20 Kanäle des MCA keine Werte lieferten. Diese wurden für die Messungen ignoriert.

6 Handschriftliches