

Protokoll zum FP-Versuch K125  
Nukleare Elektronik und Lebensdauermessung

Michael Nirschl, Moritz Ringle

18./19.10.1999

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Thema</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Beschreibung</b>	<b>3</b>
2.1	Slow-Koinzidenz und Aufnahme des $^{22}\text{Na}$ -Spektrums . . . . .	3
2.2	Fast-Koinzidenz . . . . .	6
2.3	Zeiteichnung der Koinzidenzanordnung . . . . .	8
2.4	Lebensdauerermessung . . . . .	9
2.5	Prompt-Kurve mit Hf-Fenstern . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Ergebnisse und Fehler</b>	<b>11</b>
3.1	Energieeichung und -auflösung . . . . .	11
3.1.1	Eichung . . . . .	11
3.1.2	Auflösung . . . . .	12
3.2	Zeiteichnung der Koinzidenzmessung und Zeitauflösung . . . . .	12
3.2.1	Eichung . . . . .	12
3.2.2	Auflösung . . . . .	13
3.3	Lebensdauer des $5/2^+$ -Niveaus in $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	13
3.4	Energieabhängigkeit der Zeitauflösung . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>15</b>

# 1 Thema

In diesem Versuch wird mithilfe von zwei Szintillationsdetektoren und einer angeschlossenen Fast-Slow-Koinzidenzelektronik die Lebensdauer des  $5/2^+$ -Niveaus bei 482 keV in  $^{181}\text{Tantal}$  gemessen. Zur Zeiteichung und zur Bestimmung der Zeitauflösung werden zuvor an einem  $^{22}\text{Na}$ -Präparat Promptkurven aufgenommen. Ferner wird die Energieauflösung der beiden NaI(Tl)-Szintillationsdetektoren und Photomultiplier untersucht.

Schließlich wird in einer weiteren Messung die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Energie bestimmt.

## 2 Beschreibung

### 2.1 Slow-Koinzidenz und Aufnahme des $^{22}\text{Na}$ -Spektrums

In die Mitte zwischen zwei NaI(Tl)-Szintillationsdetektoren (Re und Li), die sich im Abstand von ca. 10 cm in gerader Linie gegenüberstehen ( $180^\circ$ -Winkel), wird eine Probe  $^{22}_{11}\text{Na}$  eingebracht. Die Hochspannungsversorgung für die Photomultiplier an den Szintillatoren wird eingeschaltet und auf ca. 1,6 kV geregelt.

$^{22}\text{Na}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,6 Jahren in den angeregten  $2^+$ -Zustand des Tochternuklids  $^{22}\text{Ne}$  (K-Einfang). Dieser zerfällt unter Emission eines 1275 keV-Gammaquants in den  $0^+$ -Grundzustand ( $T_{1/2} = 3,63\text{ps}$ ).

Die von dem Präparat emittierte Strahlung gibt ihre Energie an das Szintillatormaterial ab, indem sie z. B. Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband hebt oder Exzitonen (lose gekoppelte Elektron-Loch-Paare) erzeugt. Diese rekombinieren – insbesondere an den Tl-Störstellen – und emittieren dabei elektromagnetische Strahlung im Bereich um 413 nm. Die Intensität des Lichtsignals ist dabei proportional zur Energie des detektierten Strahlungsquants.

Die Photonen aus dem Szintillator setzen dann in der Photokathode des Photomultipliers Primärelektronen frei (Photoeffekt), die im Sekundärelektronenvervielfacher von Dynode zu Dynode beschleunigt werden und dabei weitere Elektronen freisetzen. Das Ausgangssignal bleibt dabei weitgehend proportional zum Eingangssignal und damit zur Energie des registrierten Teilchens, kann also zur Spektroskopie benutzt werden. Tatsächlich wird zur Energiebestimmung des Pulses das Signal einer der hinteren Dynoden (Slow-Pulse) genutzt, da dieses weniger saturiert und damit strenger linear als das Anodensignal ist. Der Slow-Pulse hat positive Polarität, da jede Dynode eine negative Elektronenbilanz hat (die Anzahl der Elektronen die freigesetzt werden ist größer als die der Elektronen, die von der vorhergehenden Dynode eintreffen). Das Anodensignal (Fast Pulse) ist weniger linear, hat aber eine kürzere Anstiegszeit und ist aufgrunddessen weniger anfällig gegen *time jitter*; es wird daher zum Timing genutzt. Dieses Signal hat, da es von der Anode der Multiplier-Röhre abgenommen wird, negative Polarität.

Es wird nun zunächst das Slow-Pulse-Signal oszilloskopiert. Man beobachtet Linien mit der typischen Signalform eines relativ flachen Exponentialabfalls ( $\tau \approx 23\mu\text{s}$ ) nach kurzem Gauß-Anstieg (Abb. 1). Die Peaks liegen fast alle unterhalb 8 V. Ein deutliches Maximum der Intensität zeigt sich bei einer Pulsamplitude von etwa 4 V. Diese Linie wird dadurch identifiziert als die 511 keV-Linie aus dem Elektroneneinfang des  $^{22}\text{Na}$  (ein  $\beta^+$  aus dem Zerfall und ein Hüllelektron zerstrahlen zu zwei  $\gamma$ -Quanten mit Energie  $m_e c^2 = 511\text{ keV}$ , die in etwa im  $180^\circ$ -Winkel emittiert werden).

Anschließend wird das Ausgangssignal des Hauptverstärkers (Ortec Model 452 Spectroscopy Amplifier) oszilloskopiert. Der Verstärkungsfaktor wird so geregelt, daß die Amplitude des 511 keV-Pulses bei etwa 4V liegt. Der Puls durchläuft im

Abbildung 1: Slow-Pulse des Photomultipliers

Verstärker ein Pulsformungsnetzwerk in Gestalt eines CR-RC-CR-Gliedes (Doppel-Differenzierer). Dadurch wird ein bipolarer Puls (Abb. 2) erzeugt. Die positive erste Pulshälfte steigt innerhalb von ca.  $1,5 \mu\text{s}$  auf die Maximalamplitude an und fällt dann in ungefähr der gleichen Zeit wieder auf Null ab. Innerhalb von  $1-1,5$  weiteren  $\mu\text{s}$  sinkt die Spannung dann auf einen negativen Minimalwert von ungefähr einem Drittel des positiven Spitzenwertes und steigt dann langsam gegen Null ( $\tau \approx 3 \mu\text{s}$ ). Die durch die Pulsformung erzielten kürzeren Pulszeiten ermöglichen eine exaktere und schnellere Signalverarbeitung.

Jetzt wird das Hauptverstärkerausgangssignal geteilt und ein Zweig mit einem offenen Single-Channel-Analyzer (SCA) in einen Logik-Puls umgewandelt. Dieser wird jetzt auf den zweiten Kanal des Oszilloskops gegeben und zum Triggern benutzt. Der zweite Zweig des Hauptverstärkersignals wird über einen Delay-Amplifier auf das Oszilloskop geführt. Die Verzögerung wird dabei so eingestellt (ca.  $3,75 \mu\text{s}$ ), daß das Hauptverstärkersignal nach dem SCA-Signal eintrifft, jedoch das SCA-Signal das Maximum des Analogpulses noch überdeckt (Abb. 2).

Die gleichen Signale werden nun auf den Multi-Channel-Analyzer (MCA) gegeben. Das SCA-Signal wird als Gate genutzt. Erhält der MCA ein Signal vom SCA, so wird das gleichzeitig eintreffende Analog-Signal in einem A/D-Wandler diskretisiert und der Zähler für das entsprechende Spannungsband wird um 1 inkrementiert. Im verwendeten Modus verfügt der MCA über 1024 Kanäle. Die volle Spannungs-/Energiebreite wird also in 1024 Bänder unterteilt.

Das Spektrum der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle wird so vermessen, bis 2000 Counts im Peak erreicht sind. Neben der 511-keV-Linie ist am oberen Ende des Spektrums bei 1275 keV schwach das Maximum aus dem Zerfall des angeregten  $2^+$ -Zustandes des Tochterisotops  $^{22}_{10}\text{Ne}$  in den  $0^+$ -Grundzustand zu sehen. Beide Peaks sind annähernd Gaußkurven-förmig. Unterhalb des 511 keV-Peaks ist die Zählrate durch Gammastrahlen erhöht, die nicht ihre gesamte Energie im Szintillator verlieren (Compton-

Abbildung 2: verzögertes Ausgangssignal des Hauptverstärkers und SCA-Logik-Puls

Effekt). Die MCA-Daten werden zur weiteren Auswertung auf einen PC übertragen.

Das Prinzip der Fast-Slow-Koinzidenz beruht darauf, daß man zwei Auswahlkriterien für ein Doppelereignis hat: die Energien der Pulse und ihren zeitlichen Abstand. Die Fast-Pulse mit ihrer steilen Anstiegsflanke werden benutzt, um die Zeitbedingung zu überprüfen bzw. in diesem Fall um eine Zeitmessung durchzuführen. Die linearen Slow-Pulse werden genutzt, um eine Energieauswahl zu treffen.

Dazu wird nun das SCA-Fenster auf die 511 keV-Linie eingestellt. Das heißt, der SCA erzeugt nur noch dann einen Logik-Puls wenn die Amplitude des Analogsignals in einem einstellbaren Spannungs- bzw. Energiefenster liegt.

Das Fenster wird verkleinert und gleichzeitig kontinuierlich das Spektrum aufgenommen. Untere Schwelle und Fensterbreite werden so eingestellt, dass auf dem MCA nur noch Ereignisse registriert werden, die in einem Intervall um den 511 keV-Peak liegen, das etwas größer ist als die Halbwertsbreite (FWHM) des Peaks. Gleichzeitig wird darauf geachtet, daß sich der Schwerpunkt der Kurve nicht verschiebt, d. h. rechts und links werden gleiche Teile der Gaußkurve ausgeblendet, das Fenster soll symmetrisch um den Peak liegen.

Anschließend wird nochmals wie oben das Hauptverstärkersignal mit dem SCA als Trigger oszilloskopiert (Abb. 3). Erwartungsgemäß sind jetzt nur noch Kurven in einem schmalen Band, eben dem 511 keV-Band, sichtbar. Außerdem trifft das SCA-Signal jetzt erst später ein als zuvor, da es erst beim Erreichen des Schwellenwertes ausgelöst wird.

Abbildung 3: Hauptverstärkersignal und SCA-Signal nach Einstellung des Energiefensters auf die 511 keV-Linie

Die gleichen Schritte werden mit dem zweiten Detektor wiederholt. Die SCA-Signale der zwei Detektoren werden oszilloskopiert, und mittels der Delay-Schrauben an den SCAs werden die Logik-Pulse so verzögert, daß sie sich vollständig überlappen (Abb. 4) Dann werden sie in einer Koinzidenzeinheit (logisches UND) zusammengeführt. An deren Ausgang erscheint nun ein Logikpuls, wenn an beiden Detektoren (gleichzeitig, Toleranz  $\approx 2,5 + 3 = 5,5 \mu\text{s}$ ) ein Signal der entsprechenden Energie (511 keV) eintrifft.

## 2.2 Fast-Koinzidenz

Die Fast-Pulse dienen bei der Fast-Slow-Koinzidenz dazu zeitliche Abstände zu prüfen oder wie hier zu messen. Dazu wird ein Fast-Koinzidenzkreis eingerichtet. Im ersten Schritt werden am Photomultiplier die Fastpulse abgenommen und oszilloskopiert (Abb. 5). Wie oben erklärt haben sie negative Polarität. Nach kurzem, scharfem Anstieg fällt ihre Amplitude relativ schnell exponentiell ab ( $\tau \approx 2,5 \mu\text{s}$ ), eine Pulsformung kann daher hier entfallen.

Um Rauschen zu unterdrücken und um die weitere Verarbeitung durch eine Logik-Schaltung zu ermöglichen, wird jedes der Fast-Signale durch einen schnellen

Abbildung 4: SCA-Signale im Slow-Koinzidenzkreis

Abbildung 5: Fast-Pulse der Photomultiplier

Diskriminator in einen Logik-Puls umgewandelt. Der Diskriminator erzeugt einen Logik-Puls, wenn die Amplitude des Analog-Signals einen bestimmten Minimalwert überschreitet. Vor der eigentlichen Diskriminatorstufe enthält der Diskriminator noch einen Verstärker. Das Fast-Signal wird nun mit dem Diskriminatorpuls als Trigger oszilloskopiert. Der Verstärker wird so eingestellt, daß das Rauschen, welches auf dem Oszilloskop als intensive Grundlinie erscheint, gerade unter der Diskriminatorschwelle liegt, also auf dem Oszilloskop gerade nicht sichtbar ist. Durch die niedrige Diskriminatorschwelle wird die Zeitaufösung verbessert (*time walk*, s. Abb. 10).

Der Ausgang des einen Diskriminators wird jetzt mit einem weiteren Delay etwa 50 ns verzögert und auf den STOP-Eingang eines Zeit-Analog-Wandlers (TAC, Zeitpulshöhenwandler) gegeben, das unverzögerte Signal dementsprechend auf den START-Eingang. Der TAC setzt nun die Zeit zwischen dem Eintreffen der beiden Signale in die Pulshöhe eines Analog-Signals um, das nach dem Eintreffen des STOP-Signals auf dem Ausgang des TAC erscheint. Dies kann z. B. realisiert werden durch die lineare Aufladung eines Kondensators. Der Zeitbereich (Range) des TAC wird auf 100 ns gestellt, so daß das zweite Signal eines Koinzidenz-Ereignisses sicher

innerhalb des Zeitfensters ankommt, gleichzeitig aber die Zahl der zufälligen Koinzidenzen klein und die Zeitauflösung hoch gehalten wird. Als Maximalamplitude wird 8 V eingestellt. Das bipolare Signal am Ausgang des TAC wird oszilloskopiert (Abb. 6). Es hat entsprechend der Verzögerung von 50 ns eine Amplitude von ca. 4 V. Der Ausgang des TAC wird in einem weiteren Delay verzögert. Das TAC-Signal und das Signal der Slow-Koinzidenz werden gegeneinander oszilloskopiert. Das Delay wird so eingestellt ( $3 \mu\text{s}$ ), daß sich die positive Hälfte des TAC-Signals vollständig innerhalb des durch die Slow-Koinzidenz gesetzten Zeitfensters befindet (Abb. 6).

Abbildung 6: TAC-Ausgangssignal und Slow-Koinzidenz

### 2.3 Zeiteichung der Koinzidenzanordnung

Das TAC-Signal (Zeitabstand der Fast-Pulse) wird auf den Direct-Eingang des MCA gegeben. Der Ausgang der Slow-Koinzidenz wird als Gate verwendet (Energieauswahl). Der MCA registriert jetzt also den Zeitabstand von 511 keV-Ereignissen, die in den beiden Zählern eintreffen. Da diese bis auf die geringe Zahl zufälliger Koinzidenzen aus der erwähnten Paarvernichtung stammen, sollte sich theoretisch eine Delta-Distribution am Zeitnullpunkt der Koinzidenzanordnung ausbilden. Da aber tatsächlich durch Detektoren und Meßapparatur bedingt Fluktuationen in der zeitlichen Korrelation der Signale auftreten, nimmt man tatsächlich eine Gaußkurve auf, deren Halbwertsbreite ein Maß für die Zeitauflösung der Apparatur ist. Diese Kurve wird Promptkurve  $P(t)$  genannt. Sie wird mit Hilfe des Delays nacheinander um  $\pm 16$  ns und  $\pm 32$  ns verschoben mit gleicher Höhe (2000 Counts im Peak) nochmals aufgenommen, so daß nun eine Überlagerung von 5 Gaußkurven im Abstand von 16 ns auf dem MCA erscheint, deren mittlere den Zeitnullpunkt der Anordnung markiert. Hieraus kann die Zeiteichung der Koinzidenzanordnung abgeleitet werden.



## 2.4 Lebensdauermessung

Die  $^{22}\text{Na}$ -Quelle wird durch eine  $^{181}\text{Hf}$ -Quelle ersetzt. Das Isotop  $^{181}\text{Hf}$  ist  $\beta^-$ -aktiv ( $T_{1/2} = 42,4\text{d}$ ). Es zerfällt überwiegend (93%) in das angeregte  $1/2^+$ -Niveau von  $^{181}\text{Ta}$  bei 615 keV Anregungsenergie. Dieses zerfällt in einer  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade zunächst mit einer Halbwertszeit von  $17,8\ \mu\text{s}$  in den  $5/2^+$ -Zustand (482 keV) und von dort in den  $7/2^+$ -Grundzustand. Die Gammaenergien betragen also 133 keV bzw. 482 keV. Die mittlere Zeit zwischen diesen beiden Übergängen und damit die Lebensdauer des  $5/2^+$ -Zustandes soll mit der Koinzidenzanordnung gemessen werden.

Es wird vorgegangen wie bei der Na-Messung. Zunächst wird das Detektorsignal oszilloskopiert (Abb. 7, 8). Sodann nimmt man mit dem MCA das Spektrum der Quelle auf. Bei beiden Messungen treten jetzt statt der Na-Linien Linien bei 133 keV, 482 keV und 343 keV auf. Letztere stammt aus der Zerfallsreihe des ebenfalls im Präparat anwesenden  $^{175}\text{Hf}$ .

Abbildung 7: PM-Slow-Pulse bei  $^{181}\text{Hf}$

Das SCA-Fenster des Start-Slow-Zweiges wird auf 133 keV, dasjenige des Stop-Slow-Zweiges auf die 482 keV-Linie eingestellt. Nach Überprüfung der Koinzidenzen wird die Lebensdauerkurve aufgenommen wie zuvor die erste Promptkurve. Als Lebensdauerkurve sollte idealerweise eine exponentielle Zerfallskurve der Form

$$N(t) \sim \frac{1}{\tau} e^{(-t/\tau)} \quad (1)$$

aufgenommen werden. Tatsächlich erscheint aufgrund der endlichen Zeitauflösung die Faltung mit der Promptkurve

$$N(t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{\infty} P(T-t) e^{-t/\tau} dx = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} P(T-t) e^{-t/\tau} dx. \quad (2)$$

Diese wird auf ihrer linken Flanke durch den Gaußanstieg bestimmt ein Stück rechts vom Maximum durch den Exponentialabfall der Zerfallskurve; im halblogarithmischen Plot erscheint er als abfallende Gerade.

## 2.5 Prompt-Kurve mit Hf-Fenstern

Mit den gleichen Einstellungen wie bei der Lebensdauermessung wird jetzt nochmal das  $^{22}\text{Na}$ -Präparat vermessen. Auf dem MCA sieht man nun eine Promptkurve deren linker Teil eine größere Breite hat als der rechte. Das Startsignal (482 keV)

Abbildung 8: PM-Slow-Pulse bei  $^{181}\text{Hf}$  nach Pulsformung

stammt noch aus dem 511 keV-Peak des Na, das Stoppsignal aus dem Comptonbereich des Na-Spektrums. Die Asymmetrie der Promptkurve weist darauf hin, daß das Stop-Signal eine bessere Zeitauflösung hat als das Startsignal.

### 3 Ergebnisse und Fehler

#### 3.1 Energieeichung und -auflösung

##### 3.1.1 Eichung

An die Peaks der Hf- und der Na-Spektren werden mit dem Rechner Gaußkurven gefittet. Dabei werden der Untergrund und der Einfluß benachbarter Peaks berücksichtigt. Es ergeben sich die Werte in Tabelle 1.

Energie	133 keV	343 keV	482 keV	511 keV	
Kanal	62	284,5	455,5	483	Start-Detektor
Fehler	11	27	37	37	
FWHM	53	106	160	94,5	
FWHM/keV	47	94	142	84	
Auflösung/%	35,3	27,4	29,5	16,4	
Kanal	67,5	313	468,5	514	Stop-Detektor
Fehler	11	29	38	39	
FWHM	62	108,5	113,5	128	
FWHM/keV	53	93	97	109	
Auflösung	39,8	27,1	20,1	21,3	

Tabelle 1: Peaks von  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{181}\text{Hf}$ ,  $^{175}\text{Hf}$

Die Meßwerte tragen hauptsächlich x-Fehler.

Systematische Fehler bei der Aufnahme des Spektrums:

Nichtlinearität des NaI(Tl)-Szintillators:  $< 7\%$  (s. Abb. 9)

Nichtlinearität des PM und der Elektronik:  $\approx 2\%$

zufällige Fehler:

Auswertung des Spektrums, Kurvenfit:  $< 10$  channel für 133 keV, 511 keV  
 $15\text{--}20$  channel für 343 keV, 482 keV

Statistisch verteilte Fehler der Einzelmessungen (ein Ereignis) können dagegen vernachlässigt werden. Denn der Fehler des Mittelwerts einer Stichprobe des Umfangs  $n$  einer Gauß-verteilten Größe berechnet sich nach

$$\sigma(\bar{x}) = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (3)$$

aus den Fehlern einer Einzelmessung. Durch die große Zahl der Messungen wird dieser Fehler hier sehr klein.

Es ergeben sich damit bei Gauß-Fehlerfortpflanzung ungefähr die absoluten Fehler in Tabelle 1. Die Fehler der Halbwertsbreiten sind in der gleichen Größenordnung wie diejenigen der Peaks, sie werden in erster Linie durch die Ungenauigkeit des Fits verursacht.

Mittels Geradenfits wird die Eichung des Startdetektors bestimmt als

$$E = 81,7 \text{ keV} + 0,889 \text{ keV} \cdot \text{Kanalnummer}, \quad (4)$$

wobei der Achsenabschnitt einen Fehler von ca. 20 keV und die Steigung einen Fehler von 0,06 keV aufweist.

Für den Stop-Detektor ergibt der Geradenfit

$$E = 75,6 \text{ keV} + 0,856 \text{ keV} \cdot \text{Kanalnummer}, \quad (5)$$

Abbildung 9: Nichtlinearität eines NaI(Tl)-Szintillators bezogen auf  $^{137}\text{Cs}$

wobei der Achsenabschnitt einen Fehler von 16 keV und die Steigung einen Fehler von 0,07 keV aufweist.

### 3.1.2 Auflösung

Mit dieser Energieeichung kann die Halbwertsbreite der Peaks in keV umgerechnet werden und hieraus die Energieauflösung des Detektors bei den verschiedenen Energien berechnet werden nach

$$R(E) = \frac{FWHM(E)}{E}. \quad (6)$$

Die theoretische Energieauflösung des Szintillators ist

$$R(E) = 2,35\sqrt{\frac{w}{E}}, \quad (7)$$

wobei  $w$  die bei einem einzelnen Ereignis im Detektor (z. B. Compton-Stoß) durchschnittlich übertragene Energie bezeichnet. An der Auflösung des Stopdetektors wird diese Relation grob geprüft: Der Fit von  $R(E)$  gegen  $\sqrt{E^{-1}}$  zeigt tatsächlich eine Ursprungsgerade. Für  $w$  ergibt sich aus einer Geradensteigung von  $(4,5 \pm 0,5)\sqrt{\text{keV}}$  ein Wert von  $(3,7 \pm 0,8)$  keV (der Einfluß von PM und Elektronik auf die Energieauflösung wurde bei dieser Betrachtung vernachlässigt).

## 3.2 Zeiteichung der Koinzidenzmessung und Zeitauflösung

### 3.2.1 Eichung

An die fünf Promptkurven der Na-Eichmessung werden ebenfalls Gaußkurven gefittet. Die Ergebnisse finden sich in Tabelle 2.

Zeit/ns	-32	-16	0	16	32
Kanal	155	309,5	467,5	624	777,5
FWHM	77,7	77,5	77,3	78,1	74,2
Auflösung/ns	3,99	3,98	3,97	4,01	3,8

Tabelle 2: Zeiteichung der Koinzidenz mit  $^{22}\text{Na}$ -Promptkurven

Diese Werte tragen folgende Fehler:

y-Werte:

Fehler der Delays:  $\approx 1\%$   
Fehler des TACs und der Elektronik  $\approx 1\%$

Konstante Offset-Fehler wie etwa unterschiedliche Kabellängen in beiden Zweigen verfälschen die Messung nicht und gehen daher nicht in die Fehlerberechnung ein.

x-Werte:

Fehler der Gaußfits: 2–3 Kanäle

Auch hier gilt wie oben, daß zufällige Schwankungen in der Verarbeitungszeit eines Impulses aufgrund der hohen Messungszahl praktisch keinen Fehler in der Zeiteichung bewirken.

Insgesamt sind diese Fehler so klein, daß der Geradenfit so durchgeführt wird als seien die Quelldaten fehlerfrei. Die Eichgerade hat folgende Gleichung:

$$t = -47,9ns + 0,1026ns \cdot \text{Kanalnummer} \quad (8)$$

Fehler des Achsenabschnitts: 5,64ns

Fehler der Steigung: 0,00027

Der tatsächliche Wert dieser Fehler liegt aufgrund der beim Fit gemachte vereinfachende Annahme fehlerfreier Ausgangsdaten vermutlich um etwa den Faktor 1,5 höher. Ferner soll noch bemerkt werden, daß diese Eichung zunächst für zwei Signale gleicher Energie gilt.

### 3.2.2 Auflösung

Als Mittelwert der Zeitaufösungen und dessen Fehler ergibt sich  $\overline{\text{FWHM}} = \sigma = 7,895 \pm 0,020$  ns. Die Ursache der Zeitstreuung der Messung wird in Abschnitt 3.4 diskutiert.

## 3.3 Lebensdauer des $5/2^+$ -Niveaus in $^{181}\text{Ta}$

Zur Bestimmung der Lebensdauer eines angeregten Zustandes aus einer Koinzidenzkurve gibt es mehrere Möglichkeiten, die sich sämtlich aus Gleichung 2 herleiten lassen: Substituiert man im Faltungsintegral  $T - t = x$ , so ergibt sich:

$$N(T) = \frac{1}{\tau} e^{-T/\tau} \int_{-\infty}^T P(x) e^{x/\tau} dx \quad (9)$$

$$\frac{dN}{dT}(T) = \frac{1}{\tau} (P(T) - N(T)) \quad (10)$$

Daraus folgt zunächst, daß die Promptkurve die verzögerte Kurve im Maximum schneidet, was bei unserer Messung annähernd erfüllt ist. Weiter ist dann

$$\frac{d \ln N}{dT}(T) = -\frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{P(T)}{N(T)}\right) \quad (11)$$

Für große  $T > \sigma$  ist nun  $P(T) \ll N(T)$  und damit

$$\ln N(T) \approx -\frac{1}{\tau} T + C \quad (12)$$

Die Lebensdauer läßt sich also aus der negativen Steigung der abfallenden Geraden im logarithmischen Plot der Koinzidenzkurve ablesen. Es ergibt sich eine Geradensteigung  $m = (-0,0619 \pm 0,003) \text{ ns}^{-1}$ .

Abbildung 10: *Walk*-Effekt in einem Diskriminator oder SCA

In diese Messung gehen folgende Fehler ein:

x-Werte:

Steigungsfehler aus der Zeiteichung (s. Abschnitt 3.2.1)	0,5%
Verarbeitungszeitunterschied aufgrund Energieunterschied (z. B. Laufzeit Photokathode → erste Dynode, <i>time walk</i> Abb. 10)	≤ 1%
statistische Schwankungen ( <i>time jitter</i> )	1–2 ns
TAC-Fehler	≈ 1%

y-Werte:

statistische Abweichungen	≈ 5%
außerdem: Fehler durch die nichtideale Form der Zerfallskurve	≈ 5

Dieser letzte Fehler und der gesamte Fehler aus dem Geradenfit ergeben einen totalen Fehler von ca. 7% für die Steigung der Geraden. Das heißt, daß die Lebensdauer zwischen 15,1 ns und 17,4 ns liegt.

Eine weitere Möglichkeit die Lebenszeit aus Koinzidenz- und Promptkurve zu ermitteln, besteht in der Momentenmethode, insbesondere der Schwerpunktmethode. Aus Gleichung 2 und der Definition des Schwerpunktes einer Kurve  $g(t)$

$$M_1(g) = \int_{-\infty}^{+\infty} tg(t)dt \quad (13)$$

lässt sich ableiten, daß

$$\tau = M_1(N) - M_1(P). \quad (14)$$

Der Schwerpunkt unserer Kurve läßt sich nicht gut bestimmen, da ein Teil der Kurve fehlt. Allerdings kann man erkennen, daß der Schwerpunkt in jedem Fall wesentlich zu nah an dem der Promptkurve liegt. Gewöhnlich wird die Schwerpunktmethode auch nur für wesentlich kleinere Halbwertszeiten angewandt, bei denen sich die Form der Koinzidenzkurve nicht mehr deutlich von der der Promptkurve unterscheidet.

### 3.4 Energieabhängigkeit der Zeitauflösung

Bei der Aufnahme der Na-Promptkurve mit den Energiefenstern der Hf-Messung ergibt sich ein deutliches Bild von der Energieabhängigkeit der Zeitauflösung: Zu negativen Zeiten hin ist diese Promptkurve wesentlich breiter als zu positiven (Tab. 3). Dies deutet darauf hin, daß die Zeitauflösung des Startsignals bei 133 keV deutlich

Flanke	FWHM/Kanäle	FWTM/Kanäle	FWHM/ns	FWTM/ns
$t < 0$	92	288	9,4	29,5
$t > 0$	72	158	7,4	16,2

Tabelle 3: Zeiteichung der Koinzidenz mit  $^{22}\text{Na}$ -Promptkurven

schlechter ist als die des Stoppsignals bei 482 keV. Die Zeitauflösung wird also besser für grössere Energien. Dieser Effekt dürfte hauptsächlich auf folgenden Sachverhalt zurückzuführen sein: Da die zeitliche Länge eines Signals weitgehend konstant ist, bedeutet eine höhere Amplitude automatisch auch eine steilere Flanke. Geringe Amplitudenschwankungen ziehen bei einem flachen Signal wesentlich größere Zeitunterschiede beim Erreichen der Diskriminatorschwelle nach sich als bei einem steilen (Abb. 11).

Im Detektor selber entstehen zeitliche Schwankungen durch Variationen in der

Abbildung 11: Auswirkungen von Amplitudenschwankungen für die Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Anstiegsgeschwindigkeit, *Jitter*

Durchgangszeit der Elektronen (dieser Effekt ist ebenfalls energieabhängig) und durch statistisches Rauschen aufgrund der statistischen Natur von Photoemission und Sekundäremission.

Eine weitere mögliche Ursache für die schlechtere Auflösung des Start-Signals ist die Tatsache, daß die 511-keV- Gammas hier ja nur einen Teil Ihrer Energie im Detektor abgeben und die dazu benötigte Zeit naturgemäß stärkeren Schwankungen unterliegt als die Zeit, in der ein 511 keV-Quant (nahezu) seine gesamte Energie abgibt.

Überdies bestätigt die letzte Messung noch einmal den Nullpunkt unserer Zeitskala. Da die Lebensdauerermessung zwischen den beiden Na-Messungen durchgeführt wurde, kann der unerwartete Schwerpunkt der Hf-Kurve also nicht auf systematische Fehler, wie etwa eine Änderung der Apparatur zurückgeführt werden.

## 4 Diskussion der Ergebnisse

Die mit Hilfe der Exponentialabfallmethode aus der Koinzidenzkurve ermittelte Lebensdauer  $5/2^+$ -Niveaus in  $^{181}\text{Ta}$  von 15,1 bis 17,4 ns ist konsistent mit dem Literaturwert von 15,58 ns.

Die gemessene Energieauflösung  $R(E)$  liegt im Bereich des Üblichen. Die erzielte Zeitauflösung ist eher etwas schlechter als zu erwarten. Möglicherweise war die Einstellung der Diskriminatorschwelle in den Fast-Zweigen nicht ganz optimal.