

# Nachweis schneller Neutronen

Dirk Tiedemann  
Kurt Ernst Stiebing  
Klaus Stelzer

Überarbeitete Version des Skripts von Klaus Stelzer

23. September 2014



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Entdeckung . . . . .	1
1.2	Physikalische Eigenschaften . . . . .	1
1.3	Anwendungen . . . . .	2
1.4	Strahlenschutz . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>6</b>
2.1	Strahlungsquellen . . . . .	6
2.1.1	Neutronenquelle . . . . .	6
2.1.2	$\gamma$ -Strahlungsquelle . . . . .	7
2.1.3	Strahlenbelastung . . . . .	8
2.2	Organische Szintillatoren . . . . .	8
2.2.1	NE 213 . . . . .	9
2.3	$\gamma$ -Strahlung . . . . .	13
2.3.1	Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung . . . . .	13
2.3.2	Empfindlichkeit für Gammastrahlung . . . . .	15
2.4	Neutronen-“Strahlung“ . . . . .	16
2.4.1	Neutron-Proton Stoß . . . . .	18
2.4.2	Einflüsse auf die Neutronen-Spektren . . . . .	20
2.5	Lichtausbeute . . . . .	20
2.5.1	Abklingzeit der Lichtemission und Impulsform . . . . .	22
2.5.2	Pulsformdiskriminierung . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Experiment</b>	<b>28</b>
3.1	Tag 1 - Kalibrierung des Systems . . . . .	30

3.1.1	Energie-Kalibrierung . . . . .	30
3.1.2	Time of Flight - Kalibrierung . . . . .	31
3.1.3	Versuchsdurchführung - Energie - Kalibrierung . . . . .	31
3.1.4	Versuchsdurchführung - Time of Flight - Kalibrierung . . . . .	32
3.2	Tag 2 - Kernradienbestimmung und Flugzeitmessung . . . . .	33
3.2.1	Bestimmung von Kernradien . . . . .	33
3.2.2	Time of Flight Messung . . . . .	34
3.2.3	Versuchsdurchführung - Kernradienbestimmung . . . . .	36
3.2.4	Versuchsdurchführung - Time of Flight Messung . . . . .	38
3.3	Analyse-Programm . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Fragen</b>	<b>41</b>
4.1	Kapitel 1 . . . . .	41
4.2	Kapitel 2 . . . . .	42
4.3	Kapitel 3 . . . . .	43

# Kapitel 1

## Einleitung

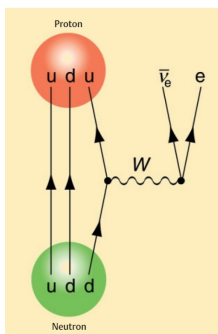
### 1.1 Entdeckung

Die Entdeckung des Neutrons hat sich über viele Jahre erstreckt. Bereits 1920 postulierte E. Rutherford die Existenz eines neutralen Teilchens im Atomkern, um im Rahmen seines Atommodells die Existenz von Isotopen zu erklären. Nachdem in den 20er Jahren eine bis dahin unbekannte Strahlungsart entdeckt wurde, die beim Bestrahlen von Beryllium-9 mit Alpha-Teilchen entstand, wurden eine Vielzahl von Experimenten durchgeführt. Den Nachweis für diese Strahlung oder besser dieses Teilchen erbrachte schließlich Sir James Chadwick im Jahre 1932 und ebnete damit den Weg für die Experimente von Fritz Strassmann und Otto Hahn, die letztendlich zur Entdeckung der Kernspaltung führten. 1935 erhielt Chadwick den Nobelpreis für die Entdeckung des Neutrons.

### 1.2 Physikalische Eigenschaften

Obwohl das Neutron keine Ladung trägt, unterliegt es allen 4 bekannten Kräften. Der Gravitationskraft aufgrund seiner Masse, der Kernkraft aufgrund seines Aufbaus, der schwachen Wechselwirkung die sich beim Zerfall des Protons zeigt und auch der elektromagnetischen Kraft aufgrund seines magnetischen Moments. Die Masse des Neutrons ist mit  $939.565 \text{ MeV}/c^2$  un-

gefähr  $1.3 \text{ MeV}/c^2$  schwerer als das Proton. Der daraus resultierende Zerfall in ein Proton durch die Umwandlung eines *down* Quark in ein *up* Quark ist in Abbildung 1.1 gezeigt. Die Halbwertszeit für diesen Vorgang beträgt  $879.9(9) \text{ s}$  und wird durch aufwändige Fallenexperimente immer genauer bestimmt.



**Abbildung 1.1:**  
Umwandlung eines  
Neutrons [SOL03]

Die Größe der Kernbausteine, Protonen und Neutronen, kann über Streuexperimente bestimmt werden. Hieraus ergibt sich, dass Kernradien näherungsweise durch die Gleichung

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \quad (1.1)$$

angegeben werden können, wobei  $r_0$  der Radius einzelner Nukleonen und  $A$  die Anzahl der Nukleonen im Kern ist. Dieser Gleichung liegt die Annahme der dichtesten Kugelpackung zugrunde, d.h. die dichte Packung der Kernbausteine durch die kurzreichweitigen Kernkräfte. Der Durchmesser für Proton und Neutron liegt im Bereich von 2.4 bis 3 fm, während der Atomradius von z.B. Wasserstoff bei einem Wert von knapp 25000 fm liegt.

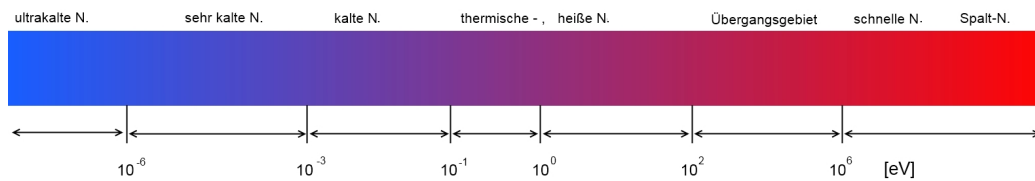
Auch wenn das Neutron elektrisch neutral ist besitzt es aufgrund seines Spins ein magnetisches Moment von  $-1.91 \mu_K^a$  und wahrscheinlich ein sehr kleines elektrisches Dipolmoment, das heute von großem Interesse ist, da es als Testparameter für verschiedene Theorien zur  $CP^b$  Verletzung dient. Bisher liegt die obere Grenze für das elektrische Dipolmoment bei weniger als  $2.910^{-26} \text{ ecm}$  [BAK06].

## 1.3 Anwendungen

Das Neutron wird heute in einer Vielzahl von industriellen Bereichen eingesetzt und ist nach wie vor Gegenstand zahlreicher wissenschaftlicher Unter-

<sup>a</sup>Kernmagneton

<sup>b</sup>CP: Charge und Parity oder Ladung und Symmetrie



**Abbildung 1.2:** Zugängliche Energiebereiche für Neutronen.

suchungen. Die Anwendungen unterscheiden sich nach der Neutronenenergie, die sich von einigen MeV bis zu wenigen meV erstrecken kann, wie in Abbildung 1.2 gezeigt ist. Da Neutronen aber nur durch Kernreaktionen zur Verfügung gestellt werden können, liegt ihre anfängliche Energie stets im Bereich der Kernbindungsenergien, also einigen MeV. Um ihnen kinetische Energie zu entziehen, verwendet man „Moderatoren“, in denen sie durch inelastische Stöße Energie abführen können. Auf die Mechanismen, die im Einzelnen dazu führen, wird im nächsten Kapitel eingegangen. Als Moderatoren verwendet man hauptsächlich Wasser, Paraffin, Beryllium und Kohlenstoff.

Die bekannteste Anwendung für Neutronen ist die Kernspaltung, bzw. im industriellen Sinn die **Kernenergie**. Hier macht man sich die induzierte Spaltung zu nutze, um Energie zu gewinnen. Ein freies Neutron kann von einem Uran-Kern eingefangen werden, der daraufhin instabil wird und in zwei, nahezu gleich schwere Kerne und einige Neutronen zerfällt, die für eine weitere Spaltung zur Verfügung stehen. Die frei gewordene Bindungsenergie geht hauptsächlich in die kinetische Energie der Spaltfragmente und der Neutronen über. Diese kinetische Energie der Spaltfragmente wird wiederum dazu genutzt, Wasserdampf zu erzeugen und damit Generatoren anzutreiben. Da bei der Spaltung stets mehr als ein Neutron erzeugt wird, und diese immer Energien von einigen MeV besitzen, müssen zwei Dinge für einen stabilen Betrieb gewährleistet werden. Erstens: Die Energie der Neutronen muss verringert werden, damit sie überhaupt von den Uran-Kernen eingefangen werden können und somit eine Kettenreaktion auslösen. Zweitens: dem Kreislauf müssen Neutronen entzogen werden, um eine ungesteuerte Kettenreaktion zu verhindern.

Eine weiterer Anwendungsbereich findet sich in der **Medizin**. Entweder werden hier Medikamente oder andere Stoffe durch radioaktive Elemente markiert (die zuvor über Neutroneneinfang erzeugt wurden) um Körperfunktionen zu visualisieren, oder aber man macht sich die radioaktive Strahlung, die auch hier durch Neutronen induziert wird, direkt zu nutze. Ein Beispiel hierfür ist z.B. die Bor-Neutronen-Einfang-Therapie, die zur Behandlung von z.B. Leberkrebs verwendet werden soll. Hier wird Patienten ein borhaltiges Medikament verabreicht, dass sich vorrangig in und um die Krebszellen anreichert. Da Bor einen sehr großen Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang hat kommt es bei einer anschließenden Bestrahlung der Leber zu einer Reaktion in der  $^{10}\text{Bor}$  zu  $^7\text{Li}$  und  $^4\text{He}$  umgewandelt wird. Die hierbei frei werdende Energie zerstört die Krebszelle dann auf räumlich sehr begrenztem Gebiet. Ein Problem hierbei ist allerdings die Akkumulation des Bors in den Krebszellen.

Neutronen eignen sich sehr gut zur zerstörungsfreien Material- und Werkstoffprüfung, da sie nur schwer mit Materie wechselwirken. Dadurch dringen sie tief in Materiestrukturen ein und können dann dazu genutzt werden innere Strukturen durch bildgebende Verfahren sichtbar zu machen. So wurde zum Beispiel am Forschungsreaktor FRM-II der Universität München die Arbeit einer Einspritzpumpe bei laufendem Motor verfolgt.

Die Anwendungsmöglichkeiten sind mit diesen 3 kleinen Erfolgsgeschichten des Neutrons noch lange nicht erschöpft. Es sei hier allerdings auf unzählige Beiträge in Fachliteratur oder Internet verwiesen.

## 1.4 Strahlenschutz

Der Nachweis und die Spektroskopie von Neutronen spielen eine wichtige Rolle bei der experimentellen Grundlagenforschung in der Kernphysik und der Nuklearen Festkörperphysik, im Strahlenschutz und bei der Anwendung von Kernprozessen zur Energiegewinnung (Kernspaltung, Kernfusion). In Kernreaktionen an Teilchenbeschleunigern und im Kernreaktor entstehen primär schnelle Neutronen mit Energien im MeV-Bereich, die aufgrund ihrer elektri-



schen Neutralität Strukturmaterialien leicht durchdringen und Strecken von vielen Metern in Luft zurücklegen können. Schließlich werden die Neutronen in der Folge von Kernstößen entweder absorbiert oder auf thermische Energien abgebremst. Wegen der großen Reichweite von schnellen Neutronen in Materie sind sie wesentlich schwieriger abzuschirmen und nachzuweisen als geladene Teilchen. Trotzdem ist auch beim experimentellen Arbeiten mit Neutronen ein fachgerechter Umgang unumgänglich, um die Strahlenbelastung auf ein Minimum zu reduzieren. Im Umgang mit radioaktiver Strahlung sind **generell** drei Regeln zu befolgen.

1. Abschirmung: Wenn immer möglich hinter einer geeigneten Abschirmung arbeiten.
2. Abstand: so weit wie möglich. Die Strahlenbelastung ist  $\propto \frac{1}{r^2}$
3. Arbeitszeit: so kurz wie möglich.

# Kapitel 2

## Theorie

### 2.1 Strahlungsquellen

Bei diesem Versuch werden die radioaktiven Präparate nur vom Tutor in die Messapparatur ein- und ausgebaut. Die Praktikanten sind daher lediglich dazu angewiesen die Arbeitszeit beim Wechsel der Streukörper zu minimieren und sich den radioaktiven Quellen nicht unnötig zu nähern.

#### 2.1.1 Neutronenquelle

In diesem Versuch wird eine **Am-Be- Neutronenquelle** verwendet.  $^{241}\text{Am}$  zerfällt unter Aussendung eines  $\alpha$ -Teilchens mit einer Halbwertszeit von 432 Jahren zu  $^{237}\text{Np}$ . Der emittierte Helium-Kern hat eine kinetische Energie von ca. 5 MeV und ist damit in der Lage die Kernreaktion  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$  zu induzieren.

Wie aus dem in Abbildung 2.1 dargestellten Reaktionsschema ersichtlich, führt in nahezu. 50% der Fälle die Neutronenemission dabei zum Grundzustand des  $^{12}\text{C}$ -Kerns, ebenso in ca. 50% der Fälle zu angeregten Zuständen des  $^{12}\text{C}$ . Diese angeregten Zustände haben eine sehr kurze Lebensdauer ( $\tau < 10^{-13}$  s); sie zerfallen also in einer nicht messbaren Zeit (prompt) unter Emission eines Gamma-Quants in den Grundzustand.

Die Neutronen- Energieverteilung einer Am-Be Quelle ist in Abbildung

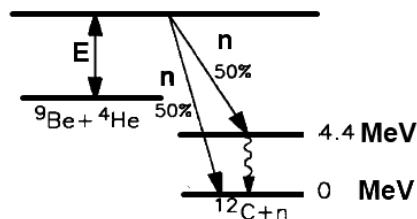


Abbildung 2.1: Energieschema der Reaktion  ${}^9\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$ .

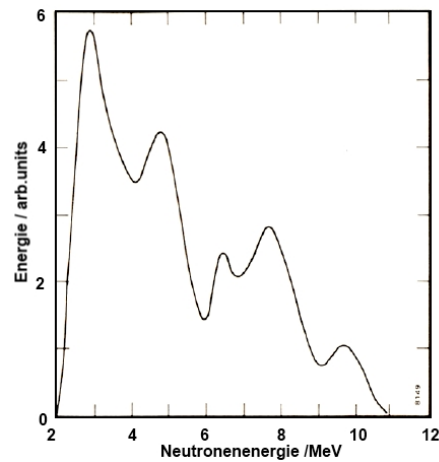


Abbildung 2.2: Neutronen Spektrum einer Am-Be Quelle.

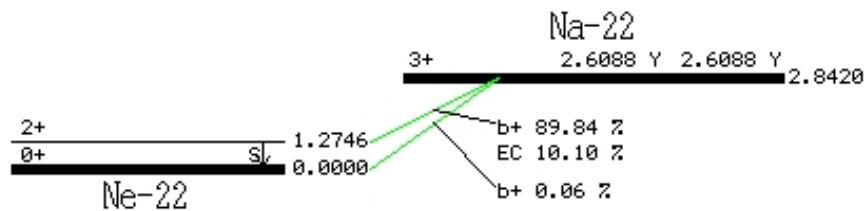


Abbildung 2.3: Levelschema des Übergangs von  ${}^{22}\text{Na}$  zu  ${}^{22}\text{Ne}$  [KAE10]

2.2 gezeigt. Da die Wirkungsquerschnitte für den Einfang eines  $\alpha$ - Teilchens relativ gering sind müssen sehr hohe Aktivitäten für den  $\alpha$ - Strahler verwendet werden, die jedoch nach außen leicht abgeschirmt werden können. Auftretende Bremsstrahlung (Röntgenstrahlung) muss hingegen durch eine Bleiabschirmung verringert werden, während die Gammastrahlung durch diese Abschirmung fast gar nicht geschwächt wird.

### 2.1.2 $\gamma$ -Strahlungsquelle

Für die Energiekalibrierung wird eine  ${}^{22}\text{Na}$  Quelle verwendet. Ihr Energieschema ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Hier findet über  $\beta^+$  oder EC<sup>a</sup> ein Übergang von  ${}^{22}\text{Na}$  zu  ${}^{22}\text{Ne}$  statt. Beim Übergang des angeregten  ${}^{22}\text{Ne}$  Kerns

<sup>a</sup>EC: Electron Capture

Quelle	Inv. Nr. <sup>c</sup>	Aktivität [Bq]	DL <sup>d</sup> [ $\mu\text{Sv/h}$ ]	DL am Messplatz [ $\mu\text{Sv/h}$ ]	Dosis <sup>e</sup> [ $\mu\text{Sv}$ ]
$^{241}\text{Am-}^9\text{Be}$	241.95.33	1.1 GBq	132 (10cm)	<0.14	<2.8
$^{22}\text{Na}$	22.11.27	10.8 kBq	0.34 (10cm)	>0.04	<0.8

**Tabelle 2.1:** Einige Eigenschaften der verwendeten Strahlenquellen.

in seinen Grundzustand wird Gammastrahlung frei, die ebenso wie die entstehende Elektron-Positron Vernichtungsstrahlung zur Kalibrierung verwendet wird.

### 2.1.3 Strahlenbelastung

In Tabelle 2.1 sind die zu erwartenden Strahlenbelastungen im Umgang mit den beiden Strahlungsquellen aufgeführt. Für die  $^{241}\text{Am-}^9\text{Be}$  Quelle wurde die Dosisleistung mit den Werten des Datenblatts berechnet (beinhaltet Neutronen und  $\gamma$ -Aktivität), für die  $^{22}\text{Na}$  Quelle über die spezifizierte Aktivität und die Dosisleistungskonstante von  $D = 322.1 \frac{\mu\text{Sv}\cdot\text{m}^2}{\text{GBq}\cdot\text{h}}$ . Zum Vergleich sei die natürliche Strahlenbelastung angegeben. Sie beträgt auf Meeresniveau ca.  $0.2 \mu\text{Sv/h}$ . Pro Jahr beträgt die zulässige effektive Dosis für Studenten 1 mSv. Damit ergibt sich eine zulässige Dosisleistung von  $0.6 \mu\text{Sv/h}^b$  am Arbeitsplatz. Beschränken Sie bei der Arbeit an der Quelle den Aufenthalt bitte auf ein Minimum und planen sie vorab die Durchführung des Experiments.

## 2.2 Organische Szintillatoren

In diesem Experiment verwenden wir zum Nachweis von Neutronen und  $\gamma$ -Strahlung organische Szintillatoren. Organischen Szintillatoren weisen folgende, für das Experiment **wichtige Eigenschaften** auf:

<sup>b</sup>Umgeschlagen auf 200 Arbeitstage à 8h

<sup>c</sup>nach 5IKFStrlSchE14Dec2011.pdf

<sup>d</sup>DL: Dosisleistung

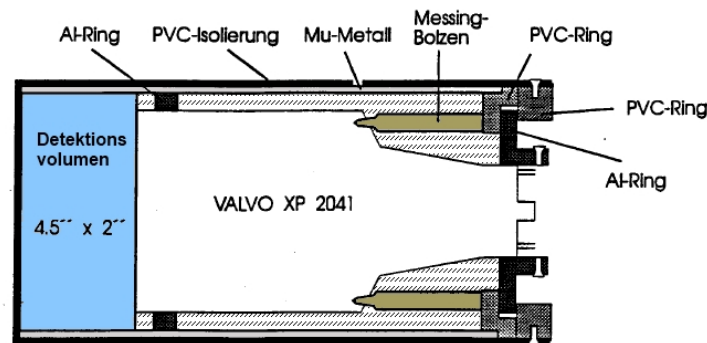
<sup>e</sup>Dosis bei Aufenthalt von 20h am Messplatz

- Sie sind wegen des hohen Anteils an Wasserstoffatomen (Atomverhältnis  $H/C \approx 1$ ) hervorragend zum Neutronennachweis über die Neutron-Proton-Streuung geeignet.
- Sie besitzen eine sehr kurze Abklingzeit der Lichtemission (2-5 ns) und sind deshalb in der Lage hohe Zählraten zu verkraften und sind außerdem für Flugzeitmessungen geeignet.
- Ihre Ansprechwahrscheinlichkeit für den Nachweis von Gammaquanten über Compton-Streuung an den Elektronen der Szintillatorsubstanz ist groß. Diese Eigenschaft kann beim Nachweis von Neutronen unter hohem Gammauntergrund nachteilig sein. Sie wird aber zum Teil durch eine weitere Eigenschaft kompensiert.
- Bei organischen Kristallen und bei Flüssigszintillatoren hängt der Zeitverlauf der Lichtemission vom spezifischen Energieverlust der schnellen geladenen Teilchen ab. Dieser spezifische Energieverlust ist klein für die Rückstoßelektronen der Compton-Streuung und groß für die Rückstoßprotonen. Über eine geeignete elektronische Schaltung kann bei diesen Szintillatoren eine Unterscheidung zwischen Pulsen getroffen werden, die aus dem Nachweis eines Neutrons oder eines  $\gamma$  Quants entstehen. Eine genauere Beschreibung folgt in Abschnitt 2.5.1

### 2.2.1 NE 213

Verwendet wird ein Detektor vom Typ NE 213 dessen Aufbau in Abbildung 2.4 gezeigt wird. Er wird weltweit zum Nachweis schneller Neutronen verwendet. Die Szintillationssubstanz nimmt ein Volumen von ca.  $\varnothing 11.43\text{ cm} \times 5.08\text{ cm}$  (Durchmesser  $\times$  Dicke). In Tabelle 3.1 sind einige Eigenschaften des Szintillators zusammengefasst.

Der Szintillator NE 213 besteht aus besonders gereinigtem (sauerstofffreien) Xylol, Naphtalen, Aktivatoren und einem Zusatz eines Wellenlängenschiebers (POPOP). Die Zellen sind nach außen versiegelt, bis auf einen um die Zellen gewickelten Ausgleichsschlauch, der wegen des extrem hohen ther-



**Abbildung 2.4:** Aufbau des NE213-Detektors.

mischen Ausdehnungskoeffizienten von Xylol notwendig ist. Abbildung 2.4 zeigt den Aufbau der beiden Messköpfe.

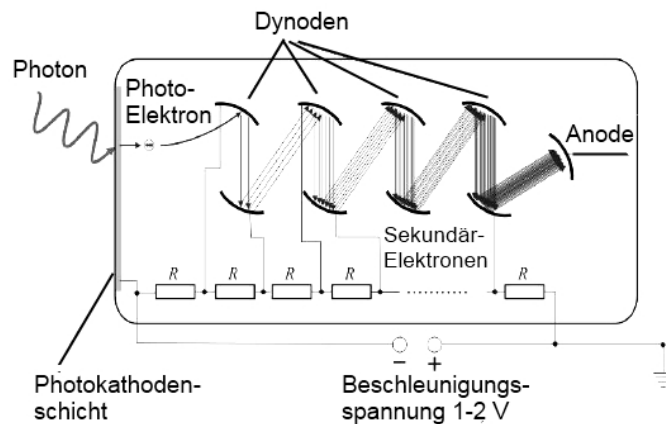
Die Szintillatorzellen sind über eine Glasscheibe und Silikonfett optisch an einen 14-stufigen Sekundärelektronenvervielfacher gekoppelt. Abbildung 2.5 zeigt schematisch den Aufbau eines SEV. In diesem Versuch wird das Modell *VALVO XP 2041* verwendet. Der Durchmesser seiner Photokathode beträgt 110 mm. Die Dynoden werden über einen Spannungsteiler versorgt. In diesem Experiment wird eine Hochspannung von -1800 Volt verwendet.

Die Hochspannung ist bereits über SHV Stecker an die Photomultiplier angeschlossen. Ein direkter Kontakt ist somit bei sachgemäßer Versuchsdurchführung nicht möglich.

Das Signal des Detektors wird durch den SEV verstärkt und kann an der

Dichte	0.874	$g/cm^2$
Lichtausbeute	78	%
Brechungsindex	1.508	
Abklingzeit der Hauptkomponente	3.7	ns
Siedepunkt	141	$^{\circ}C$
Wellenlänge der max. Emission	425	nm
Atomverhältnis H/C	1.213	

**Tabelle 2.2:** Einige Eigenschaften des Flüssigszintillators NE 213. [NE77]

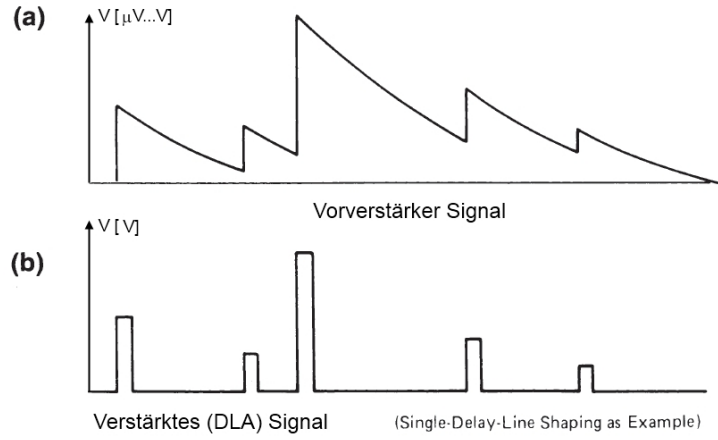


**Abbildung 2.5:** Schematische Darstellung eines SEV

Basis abgegriffen werden. Es befinden sich dort drei Anschlüsse: Einer für die Hochspannungsversorgung des Detektors (-HV), einer zum Abgreifen des Signals an der Anode (A), ein weiterer zum Auskoppeln des Signals an der 10. Dynode (D). Für die Messung der Energie wird das Signal an der zehnten Dynode verwendet, da nur bis hier die lineare Proportionalität des verstärkten Ausgangssignals zum Eingangssignal gewährleistet werden kann. Es wird über einen Vorverstärker (engl: Preamplifier) einem Linearverstärker (hier ein Delay Line Amplifier) zugeführt. Hierdurch wird das Signal des Vorverstärkers in eine Impulsform gebracht die durch Folgeelektronik nachverarbeitet werden kann. Abbildung 2.6 zeigt eine solche Signal- Umformung. In einem weiteren Modul werden dann die verschiedenen Pulshöhen in Kanäle sortiert und gezählt. Dazu wird die maximale ADC<sup>f</sup>- Spannung (10V) in 1024<sup>g</sup> Register oder Kanäle unterteilt. Wird nun eine Pulshöhe registriert, die nach Verstärkung im DLA z.B. zwischen 0 und 10/1024 Volt liegt, so wird zum ersten Kanal 1 Ereignis addiert. Durch die einstellbare Verstärkung des DLA kann somit der gewünschte zu untersuchende Energie-Bereich ausgewählt werden.

<sup>f</sup>Analog to Digital Converter

<sup>g</sup>Die Anzahl der Kanäle kann im Datenaufnahme- Programm verändert werden.



**Abbildung 2.6:** (a) Vorverstärker Signal (b) Das durch einen DLA Verstärkte Vorverstärkersignal [ORT10]

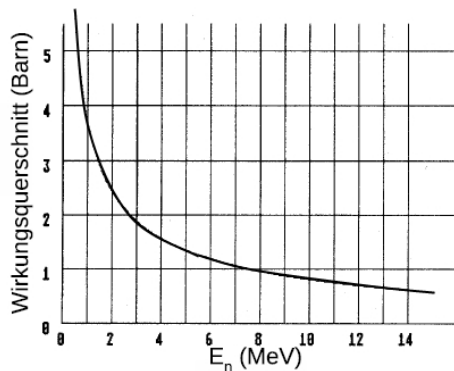
### Ansprechempfindlichkeit des NE213

Da der Wirkungsquerschnitt für die elastische Neutron-Proton-Streuung (Abbildung 2.7) stark von der Neutronenenergie abhängt, ist auch die Ansprechempfindlichkeit  $\epsilon$  von organischen Szintillatoren eine Funktion der Neutronenenergie  $E_n$ . Sie hängt außerdem von den Dimensionen des Detektors und von der elektronischen Schwellenenergie  $E_s$  ab. Abbildung 2.8 zeigt das Ergebnis einer einfachen Monte-Carlo-Rechnung für einen NE 213-Detektor mit bereits erwähnten Detektorvolumen und einer elektronischen Schwelle von  $E_s = 0.8$  MeV. In der Rechnung sind Nichtlinearitäten der Lichtausbeute nicht berücksichtigt; für den Einfluss der Schwelle  $E_s$  wurde angenommen:

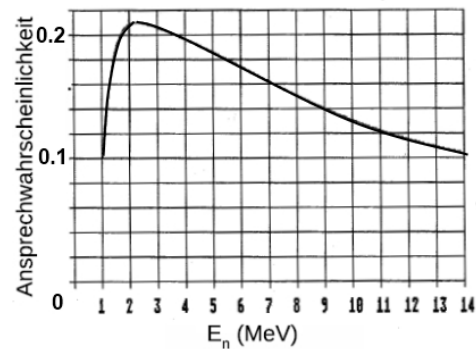
$$\epsilon(E_n, E_s) = \frac{(W_n - E_s)}{E_n} \cdot \epsilon(E_n) \quad (2.1)$$

Die hier verwendete Ansprechwahrscheinlichkeit ist definiert als Quotient der Zahl der registrierten Neutronen und der Zahl der auf den Detektor auftreffenden Neutronen.





**Abbildung 2.7:** Energieabhängigkeit des n-p Wirkungsquerschnitts.



**Abbildung 2.8:** Ansprechwahrscheinlichkeit eines NE213 Detektors für einen Quellenabstand von 50 cm. Die Schwelle ist 0,8 MeV.

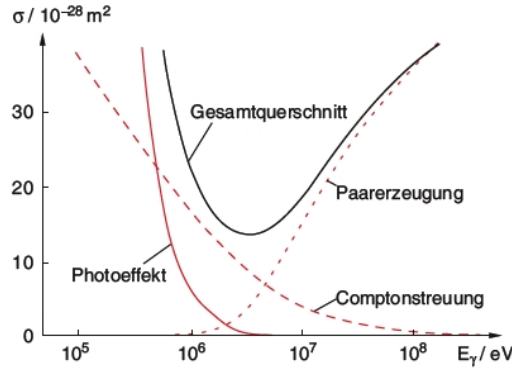
## 2.3 $\gamma$ -Strahlung

### 2.3.1 Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung

Für den Nachweis von Gammastrahlung sind folgende Prozess von Interesse (Die Erklärungen in diesem Abschnitt basieren im Wesentlichen auf dem Lehrbuch [DEM10]):

1. elastische Streuung (Thomson- und Rayleigh Streuung)
2. inelastische Streuung (Compton Streuung)
3. Absorption in der Elektronenhülle (Photoeffekt)
4. Absorption durch den Atomkern (Mößbauer Effekt)
5. Paarbildung

Die elastische Streuung spielt hauptsächlich für Photonenenergien eine Rolle, die kleiner als die Bindungsenergie des Elektrons sind. Die Gammastrahlung regt dann das Hüllenelektron zu Schwingungen an, die ihrerseits elektromagnetische Wellen entsprechend der Gammastrahlung abstrahlt. Bei Gammaenergien, die groß gegen die Bindungsenergie des Elektrons sind, wird



**Abbildung 2.9:** Wirkungsquerschnitte am Beispiel von Blei ( $Z=82$ ) als Funktion der Gammaenergie [DEM10].

vor allem die inelastische Streuung (Compton Effekt) der Gammastrahlung an fast freien Elektronen wichtig. Der Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung  $\sigma_C$  ist proportional zu  $\frac{Z}{E_\gamma}$ . Als Photoeffekt hingegen bezeichnet man die Absorption des Gammaquants durch ein Hüllenelektron. Dieses verlässt das Atom und nimmt die Energiedifferenz

$$E_{kin} = E_\gamma - E_B \quad (2.2)$$

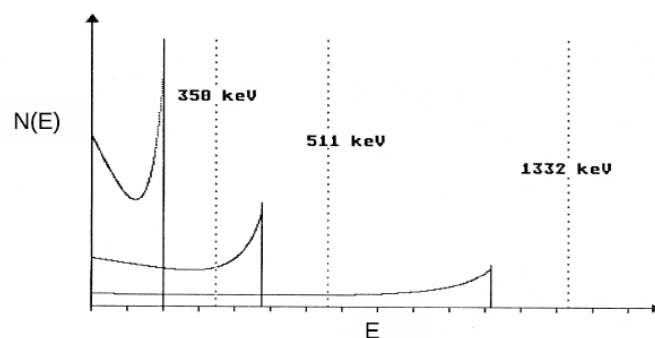
als kinetische Energie auf. Der Photoeffekt ist kein 2 Körper Prozess. Da das Elektron das Atom verlässt, muss das Atom einen Teil des Impulses aufnehmen. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt  $\sigma_{Photo}$  ist gegeben durch

$$\sigma_{Photo} = \frac{Z^5}{E_\gamma}. \quad (2.3)$$

Ist die Energie der Gammastrahlung größer als  $2m_e c^2$ , so können im Coulombfeld eines Atomkerns Elektron- Positron Paare erzeugt werden. Auch hier können Energie und Impulserhaltungssatz nur erfüllt sein, wenn das Atom einen Teil des Impulses aufnimmt. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung  $\sigma_{Paar}$  ist gegeben durch

$$\sigma_{Paar} = Z^2 \cdot \ln(E_\gamma) \quad (2.4)$$

Die Absorption von Gamma  $\gamma$  Quanten durch den Atomkern (Mößbauer-Effekt) spielt in diesem Versuch keine Rolle, da die Wirkungsquerschnitte

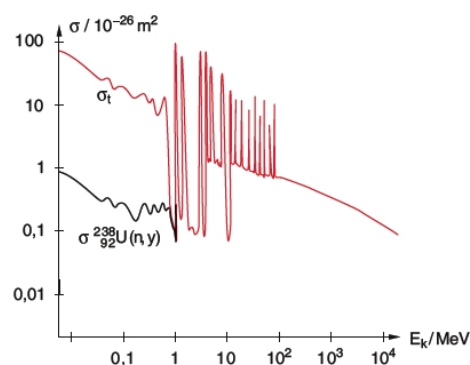


**Abbildung 2.11:** Energieverteilung der Rückstoßelektronen (durchgezogene Linie), die von Gammaquanten der Energien  $E_\gamma = 350, 511$  und  $1332 \text{ keV}$  (gestrichelte Linien) ausgelöst werden

sehr gering sind und im Wesentlichen zu einer weiteren Streuung des Quants führen. In Abbildung 2.9 sind die Beiträge der einzelnen Beiträge zum Gesamtwirkungsquerschnitt am Beispiel von Blei zusammengefasst dargestellt.

### 2.3.2 Empfindlichkeit für Gammastrahlung

Bei Kernreaktionen, in denen Neutronen erzeugt werden, treten im Allgemeinen auch Gammaquanten auf. Sie lösen in organischen Szintillatoren über elastische Streuung an schwach gebundenen Elektronen (Compton-Streuung) schnelle Rückstoßelektronen aus, die ebenfalls im Szintillationsdetektor nachgewiesen werden. Der Photoeffekt spielt in organischen Szintillatoren wegen der kleinen Kernladungszahl der Konstituenten keine Rolle. Wie beim n-p-Stoß ist auch bei der Compton-Streuung das Spektrum der Rück-



**Abbildung 2.10:** Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen an Uran. [SOL03]

stoßenergien kontinuierlich. Zwischen Streuwinkel  $\Theta$  und der Energie des gestreuten Quants,  $E_\gamma$ , bzw. des Rückstoselektrons,  $E_R$ , bestehen die Beziehungen

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha \cdot (1 - \cos\Theta)} \quad (2.5)$$

$$E_R = E_\gamma - E'_\gamma, \quad (2.6)$$

mit  $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ . Die maximale Energie des Rückstoselektrons wird für  $\Theta = 180^\circ$  erreicht und ist

$$E_{R,max} = \frac{2\alpha}{(1 + 2\alpha)} \cdot E_\gamma \quad (2.7)$$

Da an dieser Stelle das Spektrum der Rückstoselektronen abbricht, nennt man diese Stelle *Compton-Kante*. Die Häufigkeitsverteilung der Rückstoselektronenenergie ist nicht konstant. Sie wird durch die *Klein-Nishina-Formel* beschrieben [LEO87]. Abbildung 2.11 zeigt Verteilungen für Gammaenergien von 350, 511 und 1332 keV.

Aufgrund von statistischen Schwankungen beim Szintillationsvorgang im Kristall, bei der Lichtsammlung, beim Auslösen der Photoelektronen in der Photokathode und der Elektronenmultiplikation im Sekundärelektronenvervielfacher (SEV), der sich im Aufbau dem Detektor anschließt und der zur Verstärkung des Detektorsignals verwendet wird, sind die gemessenen (Impulshöhen-) Spektren gegenüber den theoretischen Verteilungen der Abbildungen 2.12 und 2.11 verbreitert.

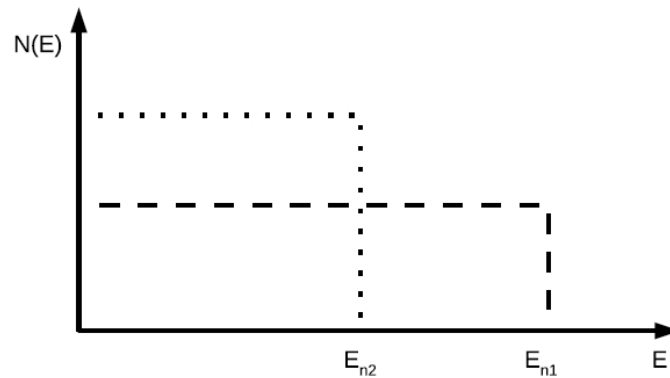
## 2.4 Neutronen-“Strahlung“

Da Neutronen keine Ladung besitzen, kann bei dem Durchgang durch Materie die Energie nur durch Absorption und Stöße mit Atomkernen abgegeben werden. Die Wechselwirkung über das magnetische Moment kann im Rahmen dieses Versuchs vollständig vernachlässigt werden. Energie- und Impulsbilanz verhalten sich bei diesen Stoßprozessen wie man es aus der klassischen Mechanik kennt und werden in Abschnitt 2.4.1 berechnet. Bei dem Rückstoßprozess,

also der Impulsübergabe des Neutrons an seinen Stoßpartner (meist wasserstoffhaltige Verbindungen), wird ein Proton aus dem Molekülverbund herausgeschlagen, das dann zum Nachweis der Neutronen dient. Der Wirkungsquerschnitt für diese Stoßprozesse hängt stark von der Energie der Neutronen und der Masse des Stoßpartners ab. Wie in Abbildung 2.10 am Beispiel von Uran gezeigt, nimmt der Wirkungsquerschnitt für höhere Neutronenenergien stark ab und weist zahlreiche starke und schmale Resonanzen auf.

Grundsätzlich muss der Nachweis von Neutronen also über Kernprozesse (Kernreaktionen, Streuung an Kernen) erfolgen. Wegen den relativ kleinen Wirkungsquerschnitten für diese Prozesse bedingt dies große Detektorvolumina um eine akzeptable Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen. Hinzu kommt, dass neben den Neutronen meist auch Gammastrahlung erzeugt wird und Neutronendetektoren in der Regel auch für Gammastrahlung empfindlich sind. Es muß deshalb für eine wirksame Diskriminierung gegen den Gamma-Untergrund Sorge getragen werden. Bei der praktischen Realisierung von Detektoren für schnelle Neutronen werden unterschiedliche Nachweismechanismen ausgenutzt. Zum Beispiel:

- Abbremsung der Neutronen durch Kernstöße in einem Moderator (meist wasserstoffhaltiges Material) und anschließender Nachweis der thermisch gewordenen Neutronen über eine geeignete Kernreaktion, z.B.  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  oder  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ . Die ionisierende Alpha-Strahlung kann z.B. mit einem Zählrohr einfach nachgewiesen werden. Die Vorteile solcher Anordnungen sind eine gute Nachweisempfindlichkeit gegenüber Neutronen und eine geringe Ansprechwahrscheinlichkeit für Gammastrahlung. Nachteilig sind das große Volumen des Moderators und der Verlust an Information über Energie und Zeitpunkt des Primärprozesses. Das wichtigste Beispiel für einen solchen Detektor ist der Long Counter, der eine von der Neutronenenergie weitgehend unabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit besitzt [BEC64].
- Zum direkten Nachweis schneller Neutronen verwendet man meist die Streuung an Wasserstoffkernen und Registrierung des, von den Rückstoßprotonen erzeugten Signals in einer Ionisationskammer, einem Pro-



**Abbildung 2.12:** Energiespektren der Rückstoßprotonen für zwei verschiedene Energien monoenergetischer Neutronen  $E_{n1}$  und  $E_{n2}$ . Die Spektren sind auf eine gleiche Ereignisanzahl normiert.

portionalzählrohr oder einem Szintillationszähler. Bei diesen Detektoren bleibt die Information über die Neutronenenergie und den Zeitpunkt der Wechselwirkung erhalten. Ein weiterer Vorteil ist die kompakte Bauweise. Bei Verwendung von organischen Flüssig-Szintillatoren kann der Gammauntergrund über eine Impulsform-Diskriminierung unterdrückt werden. Ein Nachteil, der heute allerdings kaum mehr ins Gewicht fällt, ist der größere Aufwand für die Messelektronik.

Neben den oben angeführten Neutronendetektoren gibt es eine große Zahl weiterer Typen, die u.a. auch andere Nachweisprozesse verwenden. Sie sind in [BEC64] beschrieben. Die in unserem Praktikumsversuch zum Neutronennachweis verwendeten Detektoren sind organische Flüssig-Szintillatoren, in denen der Nachweis und die Energiebestimmung über Neutron-Proton-Stöße erfolgt. Die Eigenschaften dieser Szintillatoren wurden in Kapitel 2.2 beschrieben.

### 2.4.1 Neutron-Proton Stoß

Der vorwiegende Nachweisprozess für schnelle Neutronen ist die elastische Neutron-Proton-Streuung, bei der ein Teil der kinetischen Energie des Neutrons auf den Wasserstoffkern (Rückstoß-Proton) übertragen wird, der dann

als schnelles geladenes Teilchen über die Coulombwechselwirkung die Moleküle des Szintillaors zur Lichtemission anregt. Ist  $E_n$  die kinetische Energie des Neutrons vor dem Stoß,  $A$  die Massenzahl des Kerns, an dem die Streuung stattfindet, und  $\Phi$  der Streuwinkel des Rückstoß-Kerns im Laborsystem, so erhält man, unter Anwendung der Erhaltungssätze für Energie und Impuls, für seine kinetische Energie:

$$E_R = \frac{4A}{(A+1)^2} \cdot E_n \cdot \cos^2\Phi \quad (2.8)$$

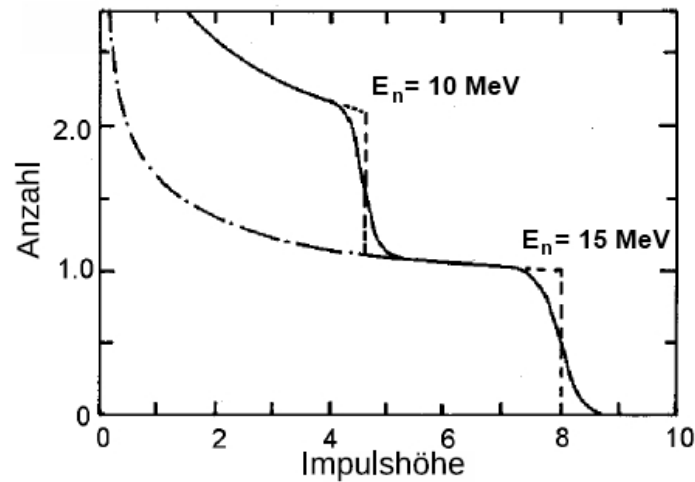
Je nach Rückstoßwinkel  $\Phi$  werden verschiedene Anteile der kinetischen Energie übertragen.

1. beim streifenden Stoß mit  $\Phi = 90^\circ$  ist  $E_R = 0$
2. beim zentralen Stoß mit  $\Phi = 0^\circ$  ist  $E_R = \frac{4A}{(A+1)^2} \cdot E_n$

Ist der Stoßpartner ein Wasserstoffkern ( $A=1$ ), so folgt  $E_R = E_n$ , d.h. beim zentralen Stoß wird die gesamte kinetische Energie des Neutrons an das Proton abgegeben (Billard-Stoß). Da alle Streuwinkel von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  vorkommen, erhält man beim Einfall monoenergetischer Neutronen eine kontinuierliche Verteilung der Energien der Rückstoßkerne, die von  $E_R = 0$  bis  $E_R = E_n$  reicht. Bei Neutronenenergien unterhalb von 10 MeV ist die Streuung im Schwerpunktsystem isotrop. Man kann zeigen ([BEC64], Kapitel 3.2), daß dann alle Rückstoßenergien mit gleicher Häufigkeit auftreten: Die Energieverteilung der Rückstoßprotonen hat dann die Form:

$$N(E_R) \cdot dE_R = \frac{const}{E_n} \cdot dE_n \quad (2.9)$$

Abbildung 2.12 zeigt zur Veranschaulichung Rückstoßspektren für zwei Gruppen von monoenergetischen Neutronen. Ein solches Spektrum wird man naturgenäß niemals messen, da man keine monoenergetischen Neutronen nachweist und die Energieverteilung auch nicht homogen ist. Hinzu kommt, dass auch der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen stark von der Energie abhängt.



**Abbildung 2.13:** Pulshöhenspektrum für zwei Gruppen jeweils monoenergetischer Neutronen unter Berücksichtigung der nicht-linearen Lichtausbeute und der Statistik der Prozesse im Szintillator und im SEV.

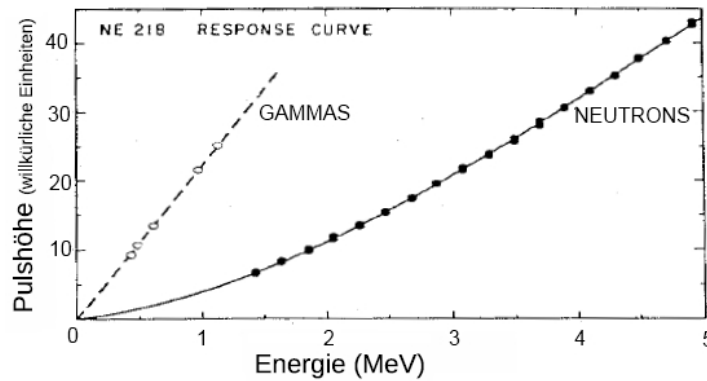
### 2.4.2 Einflüsse auf die Neutronen-Spektren

Die Neutronen können nicht nur mit dem Wasserstoff des organischen Materials wechselwirken sondern ebenfalls mit dem enthaltenen Kohlenstoff. Die Lichtausbeute (siehe Kapitel 2.5) ist für schwerere Ionen (zum Beispiel Kohlenstoff-Rückstoßkerne) im Szintillator jedoch wesentlich kleiner als für die Rückstoßprotonen, so dass Neutron-Kohlenstoff-Stöße nur mit kleinen Pulshöhen zum Spektrum beitragen, obwohl der maximale Energieübertrag bei einem zentralen Stoß immerhin **28%** beträgt (Vergleich mit Abschnitt 2.4.1). Ein berechnetes Pulshöhenspektrum für zwei Gruppen monoenergetischer Neutronen, bei dem die Nicht-Linearität und die Statistik der Prozesse im Szintillator und im SEV berücksichtigt sind, ist in Abbildung 2.13 gezeigt.

## 2.5 Lichtausbeute

Die Höhe des, in der Nachweisordnung registrierten, elektrischen Impulses hängt von der Zahl der auf den SEV fallenden Lichtquanten ab, die von den schnellen geladenen Teilchen im Szintillator ausgelöst werden. Die Lichtaus-





**Abbildung 2.14:** Impulshöhen als Funktion der Energie für Neutronen und Gammaquanten in NE218. [MAS70]

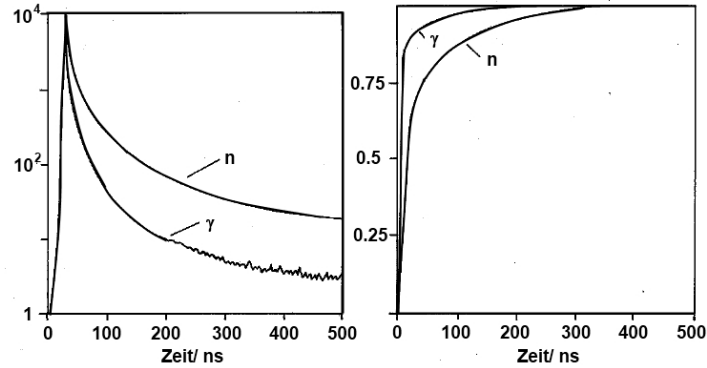
beute  $\frac{L}{E}$  ist definiert als:

$$\text{Lichtausbeute} = \frac{L}{E} = \frac{\text{in Form von Licht abgegebene Energie des Teilchens}}{\text{insgesamt abgegebene Energie des Teilchens}} \quad (2.10)$$

Diese Größe hängt für einen vorgegebenen Szintillator von der spezifischen Energieabgabe  $dE/dx$  des schnellen geladenen Teilchens ab. Für schnelle Elektronen, wie sie von Gammaquanten über den Compton-Effekt ausgelöst werden, ist  $dE/dx$  klein, so dass die einzelnen Ionisations- und Anregungsprozesse entlang der Spur des Elektrons mehrere Molekülabstände voneinander entfernt auftreten. Unter dieser Bedingung ist die Lichtausbeute  $L$  eine lineare Funktion von der Teilchenenergie  $E$ :

$$L = S \cdot E \quad (2.11)$$

Für die Rückstoßprotonen, die von Neutronen ausgelöst werden, ist  $dE/dx$  wesentlich größer, so dass Ionisations- und Anregungsprozesse mit hoher Dichte in benachbarten Molekülen auftreten. Über sekundäre Prozesse (Molekül - Molekül - Stöße) wird dann ein höherer Anteil der Energie strahlungslos abgegeben (Ionisation Quenching). Die abgestrahlte Lichtenergie ist dann kleiner und eine nicht-lineare Funktion der vom Teilchen abgegebenen Energie. Die Folge ist, daß auch die Beziehung zwischen Impulshöhe



**Abbildung 2.15:** Differentielle (links) und integrierte (rechts) Zeitabhängigkeit des Anodenimpulses für den NE213 beim Nachweis von Gammaquanten (Compton-Elektronen) und Neutronen (Rückstoßprotonen)

am Ausgang des Detektors und Energie der Rückstoßprotonen nicht-linear wird. Abbildung 2.14 zeigt den Zusammenhang zwischen der Impulshöhe am Ausgang des Detektors und der von den Teilchen abgegebenen Energie für Gammaquanten (Compton-Elektronen) und Neutronen (Rückstoßprotonen) für den organischen Flüssigszintillator NE 218 [MAS70], der dem von uns verwendeten Szintillator NE 213 weitgehend entspricht.

Neben der Lichtausbeute ist auch die Pulsform für Neutronen und Gammaquanten unterschiedlich. Gammaquanten erzeugen sehr viel kürzere Impulse als Neutronen. Dies kann man sich zunutze machen, um in einem Puls-Shaping-Discriminator eine entsprechende Sortierung der Ereigniss vorzunehmen. Das Prinzip dieses Verfahrens wird in 2.5.2 detailliert beschrieben.

### 2.5.1 Abklingzeit der Lichtemission und Impulsform

Die Abbremsung der geladenen Teilchen im Szintillator erfolgt in sehr kurzen Zeiten ( $10^{-13} - 10^{-12} s$ ). Die Lichtemission geschieht demgegenüber verzögert, bedingt durch die Lebensdauer der angeregten Molekülzustände ([BIR64], Kapitel 3, 8, 9). Man beobachtet in organischen Szintillatoren zwei Komponenten: eine schnelle ( $\tau_s$ ) und eine langsame Abklingzeit ( $\tau_l$ ), die beim verwendeten Detektor NE213 bei  $\tau_s \approx 3 ns$  bzw.  $\tau_l \approx 200 ns$  liegt. Zur phy-

sikalischen Deutung siehe ([BIR64], Kapitel 9). Die langsame Komponente erweist sich als unabhängig von der spezifischen Energieabgabe  $dE/dx$ , während der relative Anteil der schnellen Komponente deutlich von der Teilchensorte abhängt: mit zunehmendem  $dE/dx$  wird der Beitrag dieser Komponente immer kleiner. Die Pulsform (Anodenpuls am SEV) ist deshalb für die einzelnen Teilchensorten unterschiedlich. Abbildung 2.15 zeigt auf der linken Seite gemessene Anodenpulsformen für Neutronen und Gammaquanten in NE213 und rechts die dazu gehörenden integrierten Signale. Unter Verwendung einer geeigneten elektronischen Schaltung kann die verschiedene Pulsform zur Unterscheidung von Neutronen- und Gamma-Ereignissen verwendet werden. Das Prinzip einer solchen Neutron-Gamma-Pulsformdiskrimination (Pulse Shape Discrimination - PSD) wird im Abschnitt 2.5.2 dargestellt.

### 2.5.2 Pulsformdiskriminierung (PSD)<sup>h</sup> zwischen Neutronen und Gammaquanten

Durch eine elektronische Pulsformung wird aus dem Eingangssignal ein Zeitsignal abgeleitet, dessen zeitliche Verzögerung zum Pulsbeginn von der für Neutronen und Gammaquanten verschiedenen Anstiegszeit des integrierten Anodensignals (Abbildung 2.15, rechts) abhängt. Die Zeitdifferenz dieses Signals zum Pulsbeginn wird zur Unterscheidung von Neutronen- und Gamma-Ereignissen verwendet. Wie eine solche Unterscheidung erreicht werden kann, soll am Blockschaltbild in Abbildung 3.1 und den Puls-Zeit-Diagrammen der Abbildung 2.16 erläutert werden. Die in unserem Experiment verwendete Schaltung folgt im Wesentlichen diesem Prinzip, weicht aber in Einzelheiten davon ab.

Bei der hier vorgestellten Teilchenidentifikation handelt es sich um eine zum Großteil von der Pulshöhe des Signals unabhängige Methode. Die Linearität zwischen Pulshöhe und Energie des Teilchens spielt für diesen Teil des Versuches keine Rolle, weshalb das schnelle Anodensignal des SEV verwendet werden kann. Eine resultierende Abhängigkeit des Teilchenidentifikations-

---

<sup>h</sup>Pulse Shape Discrimination

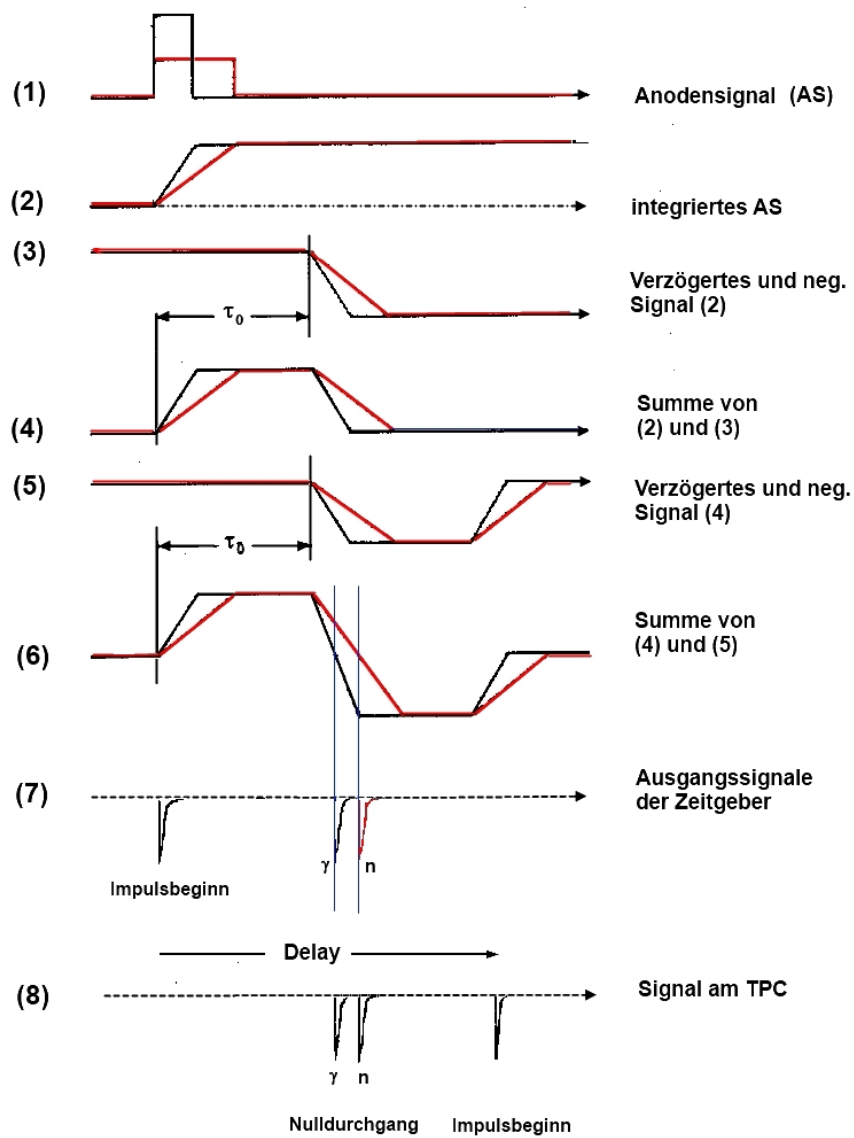


Abbildung 2.16: Puls-Zeit-Diagramm für die PSD.

Signals von der Energie des Teilchens bereitet keine Probleme, eine Methode diesem Problem Rechnung zu tragen, wird noch in diesem Abschnitt vorgestellt.

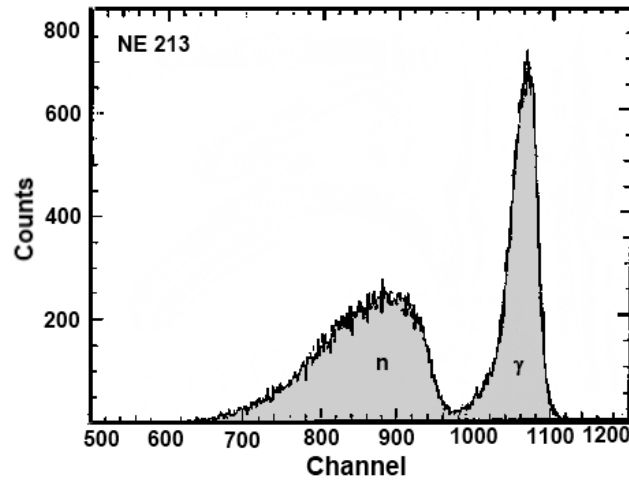
Die folgenden Informationen beziehen sich sofern nicht anders kenntlich gemacht auf Abbildung 3.1 und 2.16, wobei Abbildung 2.16 zur Veranschaulichung der PSD herangezogen wird. Das Anodensignal wird einem linearen Fan-in-Fan-out (FIFO) zugeleitet. Durch dieses Bauteils können mehrere Eingangssignale zu einem Ausgangssignal kombiniert werden. Hier wird nur die Fan-out-Funktion verwendet, mit der ein Eingangssignal auf mehrere Ausgänge verteilt werden kann. Der Pulsbeginn wird durch eine Zeitabnahmestufe (CFD<sup>i</sup>) bestimmt und durch ein schnelles Ausgangssignal festgelegt. Die Ansprechschwelle für diesen Diskriminator durch einen Regler vorgegeben werden. Der CFD leitet dieses Signal zu dem Zeitpunkt ab, an dem der integrierte Anodenpuls 20% seiner Höhe erreicht hat. Zu diesem Zeitpunkt ist nur die schnelle Komponente wirksam (vgl. Abbildung 2.15), d.h. der Pulsbeginn wird richtig bestimmt - unabhängig davon, ob es sich um ein Neutron- oder Gamma-Signal handelt. In einer pulsformenden Stufe (PSD) wird der relative Anteil der langsamen Komponente der Szintillation untersucht.

Zur Vereinfachung beschreiben wir das Anodensignal für Neutronen und Gammaquanten durch verschieden lange Strompulse (1). Das integrierte Anodensignal (2) wird in einer Verzögerungsleitung um die Zeit  $\tau_0$  verzögert (3) und invertiert zum Signal (2) addiert (4). Dieses Signal wird erneut um  $\tau_0$  verzögert (5) und invertiert zum Signal (4) addiert. Es entsteht das bipolare Signal (6), dessen Nulldurchgang für Neutronen- und Gamma-Signale zu verschiedenen Zeiten auftritt. Eine Zeitgeberstufe erzeugt zu diesem Zeitpunkt ein schnelles Ausgangssignal (7). Das Signal des Pulsbeginns wird durch den Gate and Delay Generator (GDG) verzögert (8), sodass es zeitlich nach dem Signal des Nulldurchgangs im Zeit-Pulshöhenwandler (TAC<sup>j</sup>) eintrifft. Abbildung 2.17 zeigt das Pulshöhenspektrum am Ausgang des TAC. Durch die

---

<sup>i</sup>Constant Fraction Discriminator

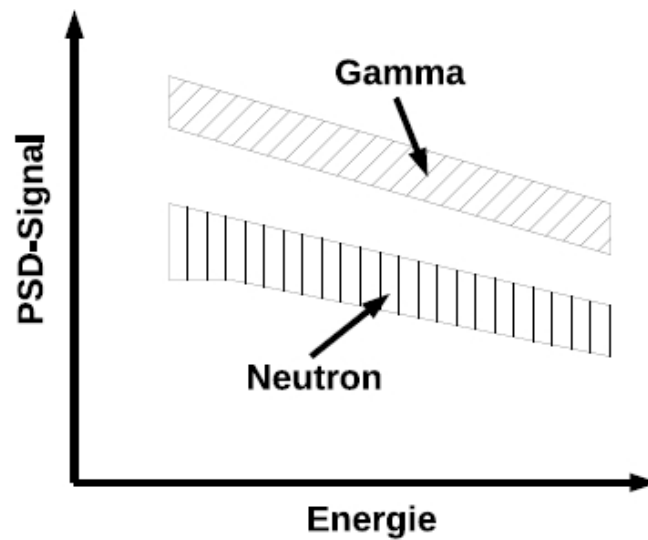
<sup>j</sup>Time to Amplitude Converter



**Abbildung 2.17:** Pulshöhenspektrum des PSD-Signals am Ausgang des TAC. Leicht verändert aus [ZOU93].

wählbare Verzögerung am Bauteil GDG wird es möglich, den relevanten Bereich des PSD-Signals auszuwählen.

Die Invertierung von Start- und Stopp-Signal von (7) nach (8) hat zur Folge, dass der TAC nur gestartet wird, wenn die Bestimmung des Nulldurchgangs erfolgreich war. Es wird verhindert, dass er durch das CFD-Signal gestartet wird und dann ins Leere läuft, da das Stop-Signal ausbleibt. Früher, als die vielfältigen Möglichkeiten der Analyse mit dem PC noch nicht bestanden, wurde zwischen Neutronen und Gammas unterschieden, indem alle Ereignisse, die ein PSD-Signal geringer eines Schwellenwertes erzeugten, als Neutron-Ereignisse klassifiziert wurden. In Abbildung 2.17 setzte man die Bedingung, dass das Signal kleiner als Kanal  $\approx 980$  sein muss. Die Verwendung eines PCs erlaubt jedoch eine genauere Analyse. Abbildung 2.18 zeigt schematisch die Abhängigkeit des PSD-Signals von der Energie der Teilchen. Der PC erlaubt eine Selektion der Ereignisse zum Beispiel durch Festlegung eines Bereiches mit Hilfe eines Polygons in einem solchen zweidimensionalen Diagramm wie Abbildung 2.18. Es ist klar, dass so eine reinere Selektion von Neutron-Ereignissen erreicht werden kann. Auch rechtfertigt diese Methode



**Abbildung 2.18:** Schematische Darstellung der Energieabhängigkeit des PSD Signals.

die Verwendung des schnellen Anodensignals.

Der Strobe-Puls, welcher vom Bauteil CFD zum Bauteil PSD gesendet wird (vgl. Abbildung 3.1), ist ein rechteckförmiger Strompuls, mit dem der CFD dem PSD den Beginn des Signals signalisiert. Seine Länge ist einstellbar. So kann zwischen schneller und langsamer Komponente des Anoden-Pulses unterschieden werden, indem zum Beispiel als langsame Komponente des Signals nur der Teil des Anoden-Pulses gesehen wird, der nach dem Ende des Strobe-Pulses eintrifft. So kann eine Unterscheidung zwischen Neutron- und Gamma-Puls vereinfacht werden, da sie sich nur in der langsamen Komponente unterscheiden.

# Kapitel 3

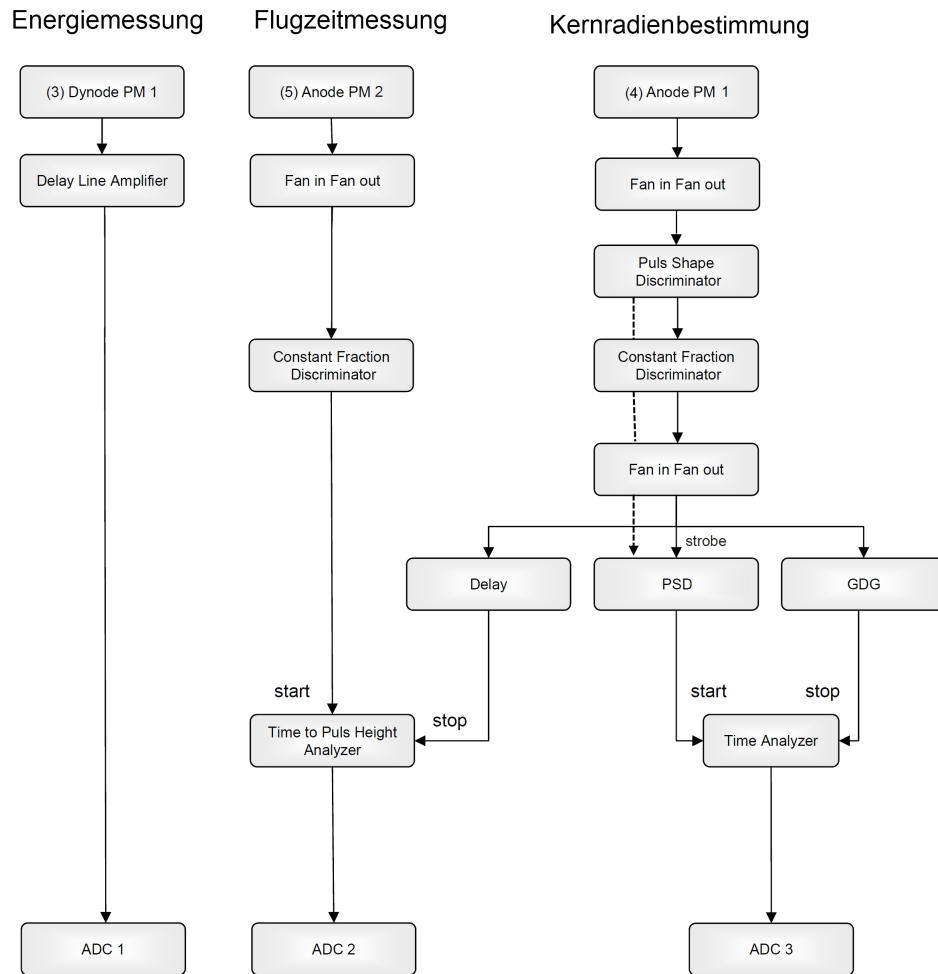
## Experiment

In diesem Kapitel werden die drei einzelnen Experiment- Abschnitte vorgestellt die dann eigenständig von Ihnen zu bearbeiten sind. Alle weiteren Erklärungen bezüglich des experimentellen Aufbaus beziehen sich auf das Blockschaltbild in Abbildung 3.1. Um die verwendete Technik und die Datenaufnahme zu verstehen wird empfohlen, im Internet Unterlagen zu den verschiedenen NIM- Modulen zu suchen.

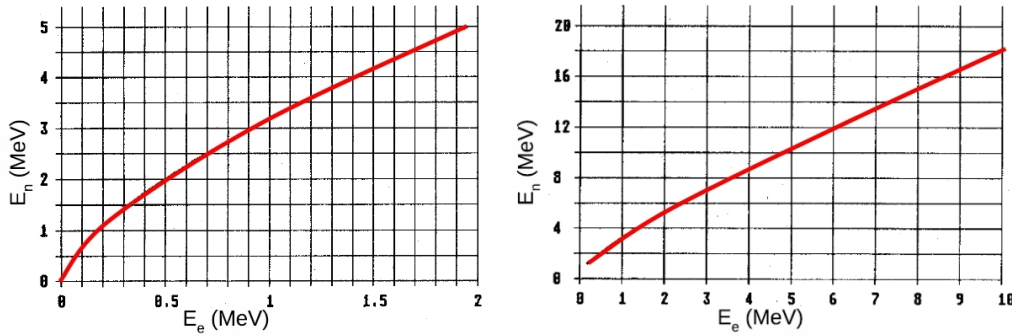
Hersteller	Typ	Verwendung
Canberra	PSD 2160	Puls Shape Discriminator
Canberra	TA 2043	Time Analyzer
Ortec	DGG 416 A	Delay & Gate Generator
Ortec	437 A	Time to Pulse Converter
Ortec	DLA 460	Delay Line Amplifier
EG&G-ESN	CFD	8 fach Constant Fraction Discriminator
Le Croy	FIFO	4 fach Fan in Fan out

**Tabelle 3.1:** Verwendete NIM Module.





**Abbildung 3.1:** Blockschaltbilder zu allen 3 Experimentanordnungen. Die Zahlen in Klammern entsprechen der Nummerierung der Messleitungen aus der Experimentierhalle.



**Abbildung 3.2:** Zusammenhang zwischen Elektronen- und Neutronenenergien für den Detektor NE218 (NE213)

### 3.1 Tag 1 - Kalibrierung des Systems

#### 3.1.1 Energie-Kalibrierung

Zur Energie- Kanal- Kalibrierung der Messanordnung (**Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Neutronenenergie und Pulshöhe (Kanalzahl am PC)**) geht man davon aus, dass die Beziehung für die von Gammaquanten ausgelösten Elektronen linear ist. Man bestimmt die Kanallagen  $K(E_{\gamma i})$  der Comptonkanten  $E_e(E_{\gamma i})$  von zwei Gammaübergängen (2.1.2) und erhält daraus die Kalibrierung in Elektronenenergien als Funktion der Kanalzahl  $K$ :

$$E_e = a + b \cdot K \quad (3.1)$$

Für diesen Versuch wird eine  $^{22}\text{Na}$ -Quelle verwendet, die  $\gamma$ -Quanten der Energien **511 keV und 1275 keV** emittiert. Mit dem in [MAS70] bestimmten Zusammenhang zwischen den, von Elektronen und Rückstoßprotonen verursachten Pulshöhen, Abbildung (2.14), erhält man dann die Kalibrierung der Neutronenenergien als Funktion der Kanalzahl.

In Abbildung 3.2 ist der Zusammenhang zwischen den Pulshöhen für Neutronen und Elektronen in etwas geeigneterer Form für Energien von 0-2 MeV und 0-10 MeV aufgezeichnet. Für die Berechnung dieser Kurven wurden empirisch bestimmte Näherungsformeln für die Pulshöhen nach [MAS70] ver-

wendet. Verwenden Sie die  $^{22}\text{Na}$ -Quelle um die Energiekalibrierung

$$E_e = a + b \cdot K \quad (3.2)$$

durchzuführen.

### 3.1.2 Time of Flight - Kalibrierung

Die  $4 \times 30\text{ns}$  Delay-Box kann zur Zeitkalibrierung genutzt werden: überbrückt/ergänzt man einen 30 ns Delay, so kann man mit dem durch die Überbrückung/Ergänzung um eine bestimmte Kanalzahl verschobenen Signal eine Relation der Art

$$\Delta t = a \cdot \Delta K \quad (3.3)$$

finden, wobei  $\Delta t$  die Zeitdifferenz,  $a$  eine Konstante und  $\Delta K$  die Kanalzahl-differenz bezeichnet.

### 3.1.3 Versuchsdurchführung - Energie - Kalibrierung

1. Der Tutor montiert Ihnen die  $^{22}\text{Na}$ -Quelle Nr. 22. . . . . (vermeiden Sie den Kontakt mit den radioaktiven Präparaten).
2. Berechnen Sie die Energien der Comptonkanten aus den Gammaenergien des  $^{22}\text{Na}$
3. Identifizieren Sie die Kanallage der Comptonkante. Die Kanallage der Comptonkante entspricht der Hälfte der maximalen Höhe der experimentellen Comptonverteilung.
4. Berechnen Sie welcher Energie Kanal 1024 entsprechen würde.
5. Für die weiteren Experimente sollte sich der Meßbereich bis 10 MeV **Neutronenenergie** erstrecken. Zur Umrechnung von Elektronen- in Neutronenenergien benutzen Sie Abbildung 3.2 auf Seite 30. Sollte der Energiebereich ungenügend gut gewählt sein, verändern Sie die Verstärkung am DLA und Wiederholen sie Schritt 2 bis Kanal 1024  $\approx 10$  MeV entspricht

### 3.1.4 Versuchsdurchführung - Time of Flight - Kalibrierung

1. .Akkumulieren Sie mit der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle einen eindeutigen Peak im ToF-Spektrum
2. Ergänzen/Überbrücken Sie einen weiteren 30 ns- Delay und generieren Sie dadurch im selben Spektrum einen zweiten Peak
3. Bestimmen Sie den Proportionalitätsfaktor zwischen Kanal- und Zeitdifferenz
4. Informieren Sie den Tutor, dass das Radioaktive Präparat nicht mehr benötigt wird und dieser somit das Präparat zurück in den Tresor / die Abschirmung tun kann.

## 3.2 Tag 2 - Kernradienbestimmung und Flugzeitmessung

### 3.2.1 Bestimmung von Kernradien

Die Theorie der Kernreaktionen ergibt für den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  für schnelle Neutronen den Ausdruck

$$\sigma_{tot} = \sigma_{streu} + \sigma_{abs} \quad (3.4)$$

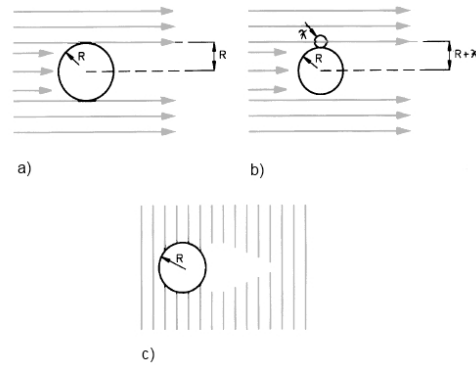
$$= 2\pi \cdot (R + \lambda_{dB})^2 \quad (3.5)$$

wobei  $\sigma_{streu}$  und  $\sigma_{abs}$  die Wirkungsquerschnitte für Streuung und Absorption,  $R$  der Kernradius und  $\lambda_{dB}$  die reduzierte De Broglie-Wellenlänge der Relativbewegung sind. Klassisch würde man aufgrund der kleinen Reichweite der Kernkräfte annehmen, dass ein punktförmiges Neutron eine Reaktion auslöst

(Absorption), wenn es die Kernscheibe mit der Fläche  $\pi R^2$  trifft, und keinerlei Wirkung ausübt, wenn es diese *Scheibe* nicht trifft. Diese Überlegung führt zum klassischen geometrischen Wirkungsquerschnitt  $\pi R^2$  für die Absorption. Wellenmechanisch hat eine Absorption eines Teils der Welle in einem *schwarzen Körper* stets eine Veränderung des restlichen Wellenfeldes zur Folge wie in Abbildung 3.3c) dargestellt. Dies entspricht einer zusätzlichen Streuung. Die Theorie ergibt, dass im vorliegenden Fall Streuwirkungsquerschnitt und Absorptionswirkungsquerschnitt gleich sind:

$$\sigma_{streu} = \sigma_{abs} = \pi R^2; \text{ d.h. } \sigma_{tot} = 2\pi R^2 \quad (3.6)$$

Dazu kommt, dass das Neutron nur auf etwa eine reduzierte De Broglie-Wellenlänge genau lokalisiert werden kann, weshalb anstelle von  $R$  die Summe



**Abbildung 3.3:** Zum Wirkungsquerschnitt der Absorption im klassischen Sinne (a und b) und der Streuung im Wellenbild c).

$R + \lambda_{dB}$  tritt (Vergleich mit Abbildung 3.3 b)). Der Energiebereich, in dem diese einfache Beziehung für den totalen Wirkungsquerschnitt gültig ist, liegt etwa zwischen 7 und 20 MeV. Darunter werden weitere quantenmechanische Effekte wirksam. Bei höheren Energien wird die Kernmaterie für Neutronen durchsichtig.

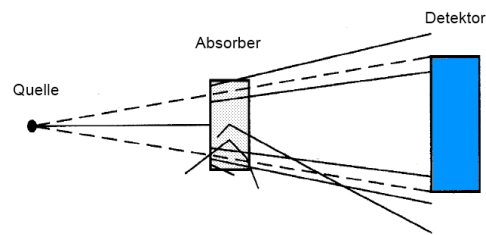
Das Experiment wird als Transmissionsmessung (Abbildung 3.4) durchgeführt. Durch den Streuer/Absorber wird der Neutronenfluss exponentiell geschwächt. Die Zählrate im Detektor ist

$$Z = Z_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (3.7)$$

wobei  $Z_0$  die Zählrate ohne Absorber und  $d$  seine Dicke ist. Der *Schwächungskoeffizient*  $\mu$  steht mit dem totalen Wirkungsquerschnitt über

$$\mu = \sigma_{tot} \cdot N \quad (3.8)$$

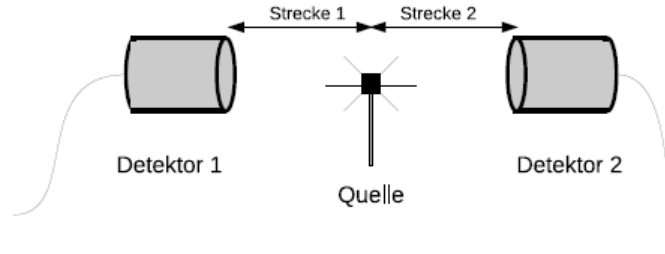
im Zusammenhang. Hierbei ist  $N$  = Zahl der Kerne je  $cm^3$ .



**Abbildung 3.4:** Experimentelle Anordnung für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts

### 3.2.2 Time of Flight Messung

Die in Abschnitt 2.1 beschriebene Eigenschaften der verwendeten Neutronenquelle können ausgenutzt werden um die Energie der Neutronenspezies zu bestimmen, da das ausgesendete Gammaquant eine direkte Information über den Zeitpunkt der Reaktion liefert. Abbildung 3.5 zeigt, dass für die Time of Flight-Messung ein zweiter Detektor verwendet wird. Die Quelle wird zwischen beiden Quellen positioniert. Kann man nun - bei bekannten Abständen - mit einem Detektor ein Gammaquant nachweisen und so aufgrund der bekannten Geschwindigkeit von Photonen den Zeitpunkt des Zerfalls bestimmen und gleichzeitig im anderen Detektor ein Neutron nachweisen, so



**Abbildung 3.5:** Aufbau mit zwei Detektoren für die Time of Flight-Messung.

kann die Geschwindigkeit des Neutrons und somit seine Energie berechnet werden.

Abbildung 3.1 zeigt den Schaltplan des ToF-Experiments. Das Anodensignal des ersten Detektors läuft über einen Fan-in-Fan-out zum CFD. Hier wird der Zeitpunkt des Beginns des Signals bestimmt. Dieses Signal wird wieder zu einem Fan-in-Fan-out geleitet, der es an den PSD-Zweig und an ein  $x \times 30$  ns Delay verteilt. Ausserdem wird durch die Verwendung mindestens eines 30 ns Delays sichergestellt, dass das Signal des ersten Detektors - welches im nachfolgenden TAC (Time to Amplitude Converter) als Stop-Signal verwendet wird - immer nach dem Signal des zweiten Detektors - welches als Start-Signal des TAC dient - eintrifft. Das Anodensignal des zweiten Detektors wird über einen Fan-in-Fan-Out zu einem CFD übertragen. Eine Fan-out-Einheit verwendet man nicht nur, wenn man ein Signal auf mehrere Geräte verteilen will, sondern auch, wenn der Stromverbrauch eines folgenden Bauteils größer ist, als das vorangehende Bauteil zur Verfügung stellen kann. Das CFD-Signal dient als Start-Signal im TAC, das TAC-Signal wird an den PC geleitet, wo es nun ausgewertet werden kann.

Die Time of Flight-Methode findet in vielen Experimenten, an denen das IKF beteiligt ist, Anwendung. In den Schwerionen-Experimenten NA-49 oder ALICE am CERN dient sie zur Teilchenidentifikation. Hier sind die Impulse der Teilchen durch die Messungen in den Spurendriftkammern bekannt. Die

Masse - und damit die Teilchensorte - wird dann über die Relation

$$p = m_0 \beta \gamma c^2 \quad (3.9)$$

berechnet, wobei  $\beta = v/c$  und  $\gamma$  der Lorentzfaktor ist. Hier wird als Startzeit der Moment gewählt, indem die kollidierenden Teilchen einen Auslöser direkt vor dem Kollisionspunkt passieren. Die ToF-Wände (so werden die Time of Flight- Detektoren aufgrund ihrer Geometrie dort genannt) decken dabei meist nur einen kleinen Bereich des Phasenraums ab, bieten aber innerhalb dieses Bereiches eine gute Teilchenidentifikation, die vor allem unabhängig von der Messung des spezifischen Energieverlustes, mit dem der Grossteil der Teilchen identifiziert wird, ist. Wie auch in diesem experimentellen Aufbau kann so durch zwei unabhängige Messungen die Konsistenz der Ergebnisse überprüft werden. So bietet der hier im Praktikum durchgeführte Versuch, trotzdem dass die ersten Messungen dieser Art bereits Jahrzehnte zurückliegen, einen guten Einblick in die aktuelle Grundlagenforschung an vorderster Front.

### 3.2.3 Versuchsdurchführung - Kernradienbestimmung

1. Zu Beginn des zweiten Versuchstages sollte die am ersten Versuchstag festgestellte Kalibrierung überprüft werden. Der Tutor montiert Ihnen dazu nochmals das Eichpräparat Nr. 22....
2. Der Tutor demontiert das Eichpräparat und montiert die Am-Be-Quelle Nr. 241.95.33. Diese dürfen Sie aus Gründen des Strahlenschutzes nicht berühren.
3. Der Abstand der Neutronenquelle zum Detektor sollte etwa 50 cm betragen. Bestimmen Sie anhand einer Skizze den optimalen Abstand des Absorbers zur Quelle. Analog zu Abbildung 3.5 sollten dabei alle Neutronen, die auf geradem Wege den Detektor treffen, das volle Absorber-Material durchquert haben. Andererseits ist darauf zu achten, den Absorber nicht unnötig nahe an der Quelle zu platzieren, da



sonst viele abgelenkte Neutronen ebenfalls den Detektor erreichen würden.

4. Bestimmen Sie die Zählraten für die Absorber aus Aluminium, Eisen, Kupfer, Zinn und Blei sowie die Zählrate ohne Absorber. Die Absorber dürfen Sie eingeständig wechseln. Vermeiden sie dabei den Kontakt mit der Am-Be-Quelle und minimieren sie die Zeit, in der Sie sich der Quelle nähern. Wählen Sie dabei nur Neutronen mit einer Energie größer als 7 MeV im 2d-Histogramm PSD gegen Energie aus. Tragen Sie dabei dem Fakt Rechnung, dass im 1d-Histogramm der Energie standardmäßig 1024 Kanäle auf der Energie- Achse verwendet werden, im 2d-Histogramm jedoch nur 128 Kanäle. Beachten Sie, dass der Blei-Absorber mechanisch beschädigt ist. Wie wirkt sich diese Beschädigung auf die Messung aus? Beziehen Sie dies in die Diskussion der Ergebnisse mit ein.
5. Diskutieren Sie ein Energiespektrum der Neutronen. Lassen sich Auffälligkeiten erkennen?
6. Berechnen Sie für die verwendeten Proben die totalen Wirkungsquerschnitte und tragen Sie die Größe  $\sqrt{\frac{\sigma}{2\pi}}$  doppelt logarithmisch gegen die Massenzahl A auf. Überprüfen Sie damit die Abhängigkeit des Kernradius von  $A^{1/3}$ .
7. Tragen Sie danach die Werte (linear) gegen  $A^{1/3}$  auf und bestimmen Sie für die Beziehung

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \quad (3.10)$$

die Radiuskonstante  $r_0$ . Die Größe  $\lambda_{dB}$  erhält man aus dem Schnittpunkt der Geraden mit der y-Achse.

8. Vergleichen Sie den von Ihnen experimentell bestimmten Wert für  $r_0$  mit dem Literaturwert und diskutieren Sie. Welcher Neutronen-Energie entspricht die von Ihnen bestimmte reduzierte Wellenlänge  $\lambda_{dB}$ ? Stellen Sie das Ergebnis in den Kontext ihrer Energiemessung der Neutronen.

### 3.2.4 Versuchsdurchführung - Time of Flight Messung

1. Für die ToF-Messung wird keine weitere Messung benötigt, es lassen sich mit dem PC die Daten während der Kernradienbestimmung zusätzlich aufnehmen, sodass eine ausreichende Statistik vorhanden sein sollte. Im ToF-Spektrum sollten vier Peaks sichtbar sein. Was ist der jeweilige zu Grunde liegende physikalische Prozess der einzelnen Peaks?
2. Am einfachsten lässt sich die Maximalenergie der Neutronen bestimmen. In welchem Bereich im ToF-Spektrum treten die hochenergetischsten Neutronen auf? Messen Sie die Abstände Quelle - Detektor 1 und Quelle - Detektor 2. Berechnen Sie zusammen mit den aus dem ToF-Spektrum gewonnen Zeiten daraus die Maximalenergie der nachgewiesenen Neutronen. Untersuchen Sie, in wie weit relativistische Effekte die Messung beeinflussen. Welche maximale Neutronen-Energie hätten Sie erwartet? (Betrachten Sie hierbei das Energieschema der Zerfalls, das in Abbildung 2.1).
3. Es gibt im Prinzip 3 verschiedene Möglichkeiten die Geschwindigkeit zu bestimmen. Diskutieren sie sie im Hinblick auf die erreichbare Genauigkeit.
4. Informieren Sie den Tutor, dass das Radioaktive Präparat nicht mehr benötigt wird und dieser somit das Präparat zurück in den Tresor / die Abschirmung tun kann.

### 3.3 Analyse-Programm

Die Daten werden mit einem PC-Programm analysiert. Der Pfad, sollte das Programm einmal aus Versehen beendet werden, lautet:

**/MBAWINNT/BIN/MNG.EXE**

Speichern sie die Daten in einem eigenen Ordner für Ihre Gruppe. Um alle Einstellungen zu laden, empfiehlt es sich eine andere Messung zu laden. Die Betreuer bereiten generell den PC für Sie vor, sodass Ihr Ordner bereits angelegt und eine leere Messung mit dem Namen test o.ä. existiert. Achten Sie darauf, nicht ungewollt Daten zu überschreiben. Es empfiehlt sich, bereits vor der Messung den richtigen, neuen Dateinamen festzulegen. Benutzen Sie eindeutige Namen, um auch im Nachhinein den Überblick nicht zu verlieren.

Die für die Transmissionsmessung angesprochene Auswahl von Neutronen im 2d-Histogramm Energie gegen PSD funktioniert am besten durch das Festlegen einer Region of Interest (RoI) mit einem Polygon. In der Leiste befindet sich dazu ein Icon. Wählen Sie dieses durch einen Links-Klick aus. Um die RoI festzulegen, kreieren Sie das Polygon mit Rechts-Klicks im 2d-Histogramm, bis Sie den Anfangspunkt wieder erreicht haben. Drücken Sie dann den Ende- Knopf der Tastatur. Klicken Sie nun auf das Icon Create ROI neben dem Icon für das Polygon. Die Summe der Ereignisse in der RoI wird Ihnen links unten als ROISum ausgegeben.

Die Messdauer kann durch das Programm festgelegt werden. Dies geschieht über die Auswahl im Menü von Options!Preset. Dies muss nicht geschehen, es reicht die Messung nach einer gewissen Zeit manuell zu stoppen. Es sei lediglich erwähnt, da - falls unbekannterweise eine begrenzte Messdauer bereits vorgegeben wurde - ein unergründliches Stoppen der Messung ärgerlich sein kann. Vorgegeben wird die Messzeit (Live-Time), die kleiner oder gleich der vergangenen Zeit (Real-Time) ist. Nicht in die Messzeit mit einbezogen wird die Totzeit des Detektors, während der kein Teilchen nachgewiesen werden kann, da Detektor und Elektronik noch mit der Verarbeitung

des gerade gemessenen Ereignisses beschäftigt sind. Für die Flugzeitmessung werden die während der Transmissionsmessungen generierten Daten zusammengeführt. Dies geschieht über das Menü. Öffnen Sie den ersten der zusammenzuführenden Datensätze und fügen Sie die anderen über Data!Add hinzu.

Viel Erfolg!

# Kapitel 4

## Fragen

### 4.1 Kapitel 1

- Wieso unterliegt das Neutron der elektromagnetischen Wechselwirkung, wenn es elektrisch neutral ist?
- Welche Prozesse führen zum Energieverlust von Gammaquanten in Materie?
- Was ist der Compton Effekt?
- Was ist der Photoeffekt?
- Wie müsste eine Neutronen-Falle konzipiert sein. Welche Wechselwirkungen macht man sich zu nutze?
- Wie schnell ist ein Neutron, dass eine kinetische Energie von 10 MeV besitzt?
- Wieso verwendet man in Kernreaktoren vorrangig  $^{235}\text{U}$  und was hat es mit angereichertem Uran auf sich?
- Wie regelt man den Neutronenfluss in einem Kernreaktor?
- Ist der Wirkungsquerschnitt für neutroneninduzierte Reaktionen energieabhängig?

- Wie gibt man den Wirkungsquerschnitt an?
- Wieso muss das Atom beim Photoeffekt einen Impuls aufnehmen? Oder anders: Wieso ist der Photoeffekt ein 3 Körper, der Compton Effekt aber ein 2 Körper Prozess?

## 4.2 Kapitel 2

1. Sehen Sie sich das Energieschema von  $^{22}\text{Na}$  an (Abbildung 2.3. Woher stammt die Gamma-Energie von 511 keV die zur Kalibrierung verwendet wird?
2. Was ist der Long Counter, wie funktioniert er und warum ist seine Nachweiswahrscheinlichkeit nahezu energieunabhängig?
3. Welcher Art von Wechselwirkung unterliegt das Gamma im Detektor hauptsächlich ?
4. Wann wird die maximale Energie des Rückstoßelektrons erreicht?
5. Wie nennt man diese Energie?
6. Welchen Einfluss hat die Empfindlichkeit des Detektors auf die gemessene Energie der Gammabestrahlung?
7. Was heißt isotrop?
8. Wie sieht ein Graph mit Energie vs Pulshöhe für Gamma- und Neutronenstrahlung in diesem Experiment aus?
9. Wie machen sich in einem Graphen, in dem man die Impulshöhe gegen die Anzahl der Ereignisse, die Kohlenstoff-Proton Stöße bemerkbar? Warum ist das so?
10. Ist das Signal eines SEV linear zur Energiedeposition?
11. Ist die Energiedeposition pro Wegstrecke von Elektronen und Protonen gleich? Welche Auswirkungen hat dies auf die Energieeichung?

12. Was ist die Puls Shape Discrimination?
13. Inwiefern nutzt der PSD die unterschiedliche Energieabgabe pro Weglänge von Protonen und Elektronen aus?

### 4.3 Kapitel 3

- Was setzen Sie als Bestimmungsort für die Comptonkante an?
- Wie soll die Größe der Kernradien bestimmt werden?
- Wieso benutzen wir eine PSD?
- Ist die Kernradienbestimmung energieunabhängig?
- Wieso wird ein 30 ns Delay in der ToF Messung verwendet?
- Welche Energie erwarten sie mindestens bei der Energiebestimmung durch die ToF Methode?
- Was ist im Umgang mit radiokativen Elementen zu beachten?

# Literaturverzeichnis

- [BAK06] C. A. Baker et al., *Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron* , Physical Review Letters 97 (2006) 131801
- [DEM02] Demtröder, *Experimentalphysik 4*, Springer Verlag (2002), ISBN 3-540-42661-2
- [SOL03] T. Soldner, *Das Neutron, der Kosmos und die Kräfte*, Physik in unserer Zeit 34. Jahrgang 2003 Nr. 3
- [BEC64] Beckurtz / Wirtz, *Neutron Physics*, Springer Verlag 1964
- [LEO87] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag 1987
- [MAS70] T.G. Masterson, *Response of NE 218 to fast neutrons*, Nucl. Instr. Methods, 88 (1970) 61
- [NE77] Nuclear Enterprises Ltd., *Scintillator Catalogue* , Edinburgh 1977
- [BIR64] J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press 1964
- [ZOU93] A. Zouine, *Diplomarbeit*, Frankfurt am Main 1993
- [ORT10] Ortec homepage, <http://www.ortec-online.com/Solutions/modular-electronic-instruments.aspx?tab=2>, 22.07.2010



- [KAE10] <http://atom.kaeri.re.kr/cgi-bin/decay?Na-22EC>  
,26.07.2010
- [DEM10] Demtröder, *Experimentalphysik 4*, Springer Verlag (2010)