

Kalibrierung der Neutronendetektoren
für den (e,e'n) Meßplatz
am QClam-Spektrometer des S-DALINAC

DIPLOMARBEIT

von

Kai Schweda

Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt

September 1996

1 Einleitung

Im Jahre 1990 wurde der neue supraleitende Linearbeschleuniger S-DALINAC [1, 2] am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt in Betrieb genommen. Seine Designwerte betragen 130 MeV für die maximale Elektronenenergie und 20 μA Stromstärke bei einer relativen Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} \approx 1 \cdot 10^{-4}$. Im Dezember 1995 wurde erstmalig eine Elektronenenergie von 102 MeV bei einer relativen Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ erreicht [3]. Für Elektronenstreuexperimente stehen mehrere Meßplätze zur Verfügung. Das 169°-Spektrometer erlaubt die Durchführung von (e, e') Einarmexperimenten in Energieverlustanordnung [4, 5, 6, 7]. Das 169°-Spektrometer war bereits am alten normalleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger DALINAC im Einsatz. Am DALINAC wurden 1971 die isoskalare Quadrupolriesenresonanz [8] und 1984 eine magnetische Dipol-Bahnmode (sog. Scissors- oder Scherenmode) [9, 10, 11] entdeckt. Das neu aufgebaute QClam-Spektrometer [12] wurde um ein Magnetsystem zur Elektronenstreuung unter 180° erweitert [13–18]. Der cw Strahlbetrieb des S-DALINAC und die hohe Impulsakzeptanz sowie der große Raumwinkel des QClam-Spektrometers ermöglichen darüberhinaus die Durchführung von $(e, e'x)$ Koinzidenzexperimenten [3, 19–25]. Es sind bereits $(e, e'p)$ und $(e, e'\alpha)$ Experimente durchgeführt worden [3, 19–24]. Kernphysikalische Untersuchungen im Bereich der Riesenresonanz machen es jedoch notwendig, auch Neutronen in Koinzidenz mit dem gestreuten Elektron nachzuweisen; der $(e, e'n)$ Experimentierplatz dazu befindet sich im Aufbau [25].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Kalibrierung der für den $(e, e'n)$ Meßplatz vorgesehenen Neutronendetektoren durchgeführt. Bei den untersuchten Neutronendetektoren handelte es sich um organische Flüssigkeitsszintillatoren. Dieser Detektortyp besitzt eine von der Neutronenenergie und Nachweisschwelle abhängige Ansprechwahrscheinlichkeit. Die Ursache dafür liegt in dem Prozeß, wie Neutronen in den Detektoren nachgewiesen werden:

Der Nachweis des Neutrons im Szintillator geschieht indirekt über elastische Streuung am Proton des Wasserstoffs oder am Kohlenstoffkern. Oberhalb einer Neutronenenergie von etwa 5 MeV werden inelastische Reaktionen an ^{12}C bedeutend. Die geladenen Sekundärteilchen wechselwirken elektromagnetisch mit den Elektronenhüllen der umgebenden organischen Moleküle, welche einen Teil ihrer Anregungsenergie als Lichtblitze wieder abgeben. Das Licht wird in einem optisch angekoppelten Photomultiplier in ein elektronisches Signal umgewandelt. Da die Energien der Sekundärteilchen kontinuierlich verteilt sind, liegt stets ein Teil der Ereignisse unterhalb der Nachweisgrenze. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen ist damit energie- und schwellenabhängig.

Die Berechnung dieser Ansprechwahrscheinlichkeit mit Monte Carlo Programmen ist mit hoher Genauigkeit möglich [26], erfordert aber eine genaue Kenntnis der

Nachweisschwelle. Ebenfalls muß der Zusammenhang zwischen der im Szintillator erzeugten Lichtmenge und den Energien der geladenen Sekundärteilchen genau bekannt sein. Der Zusammenhang zwischen der erzeugten Lichtmenge und der Energie der Sekundärteilchen wird mit einer teilchenartabhängigen Lichtausbeutefunktion beschrieben. Die Lichtausbeute für Rückstoßprotonen niedriger Energie kann bestimmt werden, indem man die experimentell ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit mit der von einem Monte Carlo Programm berechneten vergleicht.

Es war das Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung, für die im Darmstädter ($e, e'n$) Experiment vorgesehenen Detektoren eine effektive Lichtausbeutefunktion zu finden.

Im zweiten Kapitel wird die Kalibrationsmessung, die an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig durchgeführt wurde, beschrieben. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronendetektoren ergibt sich experimentell durch den Vergleich des sehr genau bekannten Neutronenspektrums aus der spontanen Spaltung des ^{252}Cf und der in Koinzidenz zu den Spaltfragmenten gemessenen Neutronenenergieverteilung. Die Neutronenenergien wurden dabei über Flugzeitmessungen bestimmt. Der Nachweis der Spaltungen des ^{252}Cf fand in einer mit Methangas gefüllten Ionisationskammer statt.

In Kapitel drei erfolgt die Auswertung der durchgeführten Messung. Die Auswertung beschränkte sich dabei auf den Referenzdetektor, der während der gesamten Meßperiode im Einsatz war. Die sehr genaue Eichung der Pulshöhenspektren erfolgte nach der in [27] beschriebenen Methode. Nach sorgfältiger Berücksichtigung des auftretenden Untergrundes ergab sich die experimentelle Ansprechwahrscheinlichkeit aus dem Verhältnis der Neutronenausbeute und dem Referenzspektrum. Das Referenzspektrum ergab sich aus dem Neutronenspektrum des spontan spaltenden ^{252}Cf nach der Korrektur von Einflüssen durch die Luftabschwächung und der Ionisationskammer. Aus der Ansprechwahrscheinlichkeit konnte schließlich auf die Protonenlichtausbeutefunktion für niedrige Protonenenergien geschlossen werden.

2 Aufbau der Kalibrationsmessung

2.1 Aufbau der Detektoren

Die Kalibrationsmessung fand am Vielkanalkollimatorsystem der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig statt. Einen Überblick über die Versuchsanordnung in der Experimentierhalle zeigt Abb.2.1.

Abb. 2.1: Versuchsanordnung der Kalibrationsmessung mit der ^{252}Cf Ionisationskammer, dem Neutronenkollimator und den Positionen der Neutronendetektoren in der Experimentierhalle der PTB. Das in der Halle befindliche schwenkbare Zyklotron [28] ist nicht eingezeichnet. Die Abbildung ist entnommen aus [26].

Im Zentrum des Kollimators wurde eine Ionisationskammer (Abb. 2.4) mit dem spontan spaltenden ^{252}Cf als Neutronenquelle aufgebaut. Dabei war das Lot auf der Frontplatte der Kammer genau zwischen die Detektorpositionen 3 und 4 orientiert. Die Spaltfragmente wurden in der Ionisationskammer mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 98.1 % nachgewiesen und zeigten damit die Produktion von Neutronen an. Die Zählrate der diskriminierten Spaltsignale betrug zu Beginn der Messung 109100 s^{-1} und am Ende der zweiwöchigen Meßperiode 108600 s^{-1} .

Der Kollimator wurde so entworfen, daß der Einfluß von gestreuten Neutronen minimiert wurde [29]. Der Raumwinkel der verwendeten Kollimatorkanäle betrug etwa 0.6 msr .

Bei den untersuchten Neutronendetektoren handelte es sich um organische Flüssigkeitsszintillatoren. Die Kalibrationsmessung wurde durchgeführt für fünf zylindrische $5'' \times 2''$ Detektoren mit dem Szintillator BC501A [30] in Verbindung mit dem Photomultiplier XP4512B [31] und einem zylindrischen $4'' \times 2''$ Detektor mit dem Szintillator NE213 [32] in Verbindung mit dem Photomultiplier XP2041 [31]. Die zu untersuchenden Neutronendetektoren wurden hinter dem Kollimator auf dessen Achse justiert. Die Neutronendetektoren steckten in zylindrisch durchbohrten quaderförmigen Polyethylenblöcken, die auf Aluminiumplatten aufgeschraubt waren. Diese Halterungen sind Teil des im geplanten (e,e'n) Experiment [25] vorgesehenen Kollimators. Sie wurden auf in Richtung der Kollimatorachse verschiebbaren Stativen der PTB befestigt. Der Winkel zwischen den einzelnen Kollimatorkanälen betrug 12.5° .

Der Abstand zwischen Neutronenquelle und Mittelpunkt des Szintillators der Neutronendetektoren – und damit der mittlere Flugweg l für die Neutronenflugzeitmessung – betrug für alle Detektoren etwa 11 Meter. Die Kalibrationsmessung wurde in zwei Meßabschnitten durchgeführt. Im ersten Meßabschnitt wurden der NE213 Detektor und die Bicron Detektoren 699 – 701 vermessen. Im zweiten Meßabschnitt wurden die Detektoren Bicron 699 und 700 durch die Detektoren Bicron 702 und 703 ersetzt. Der NE 213 Detektor mit dem kleinsten Raumwinkel und der Bicron 701 Detektor als Referenzdetektor wurden in beiden Meßabschnitten vermessen. Die wichtigsten Parameter des Aufbaus sind in Tab.2.1 zusammengefaßt.

Tabelle 2.1: Wichtige Parameter des Aufbaus: Detektortyp und Nummer Detektorposition, Winkel θ zwischen Detektorachse und Kammernormalen, Flugweg l , Detektorraumwinkel $\Delta\Omega$ und Hochspannung U_{HV} am Photomultiplier.

Detektor	Pos.	θ	Flugweg l (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)	U_{HV} (kV)
NE	2	-18.75°	1098.0 ± 0.2	0.067	-1.710
Bicron (699)	3	-6.25°	1099.0 ± 0.2	0.105	-1.242
Bicron (700)	4	6.25°	1099.1 ± 0.2	0.105	-1.445
Bicron (701)	5	18.75°	1179.7 ± 0.2	0.091	-1.425
Bicron (702)	3	-6.25°	1099.0 ± 0.2	0.105	-1.374
Bicron (703)	4	6.25°	1099.1 ± 0.2	0.105	-1.409

2.2 Datenaufnahme

In jedem Meßabschnitt konnten jeweils vier Detektoren gleichzeitig vermessen werden. Dabei wurden in Koinzidenz zu einem in der Ionisationskammer detektierten Spaltfragment des ^{252}Cf vier Parameter aufgenommen.

Als Maß für das durch γ - oder Neutronenereignisse erzeugte Szintillationslicht wurde das integrierte Pulshöhensignal der Anode des Photomultipliers aufgenommen. Das Pulshöhensignal ist proportional zu der auf den Photomultiplier auftreffenden Lichtmenge, wenn der Photomultiplier linear verstärkt. In Vorversuchen wurde die Linearität überprüft und durch die Wahl einer verhältnismäßig geringen Hochspannung sichergestellt. Im Detektor unterscheiden sich Teilchenarten durch unterschiedliche Abklingzeiten des von ihnen induzierten Szintillationslichtes. Das durch abgebremste Elektronen hervorgerufene Licht hat eine Abklingzeit von wenigen Nanosekunden, während das durch abgebremste Protonen hervorgerufene Licht zu 20% [33, 34] eine langsame Komponente enthält. Die Zerfallszeit für die langsame Komponente beträgt 270 ns [35]. Daher wurde das Anodensignal über eine möglichst lange Zeit aufintegriert. Die Integrationszeit durfte auf der anderen Seite nicht zu groß werden, um ein Aufstocken der Signale bei der extrem hohen Zählrate, wie sie im (e,e'n) Experiment erwartet wird, zu verhindern. Um die Übertragbarkeit der Kalibrationsmessung auf das (e,e'n) Experiment zu gewährleisten, wurde die Integrationszeit einheitlich zu 350 ns festgelegt.

Die Zählrate betrug in jedem Neutronendetektor etwa 250 s^{-1} . Davon lieferten Neutronenereignisse nur einen Beitrag von 1 s^{-1} . Die überwiegende Anzahl der Ereignisse entstand durch γ -Strahlung aus dem Untergrund, im wesentlichen γ -Quanten der Isotope ^{40}K und ^{208}Tl . Wegen des hohen Untergrundes an γ -Ereignissen wurde zur Unterdrückung dieses Untergrundes ein Signal zur Teilchendiskriminierung aufgenommen. Als Technik für die Teilchendiskriminierung wurde die Nullpunktdurchgangsmethode [36, 37] verwendet. Dabei wird aus der je nach Teilchenart unterschiedlichen Zerfallszeit des Szintillationslichtes durch elektronische Pulsformung ein bipolarer Puls [38] erzeugt. Die Zeit zwischen dem Eingangssignal und dem Nulldurchgang des bipolaren Pulses ist ein Indikator für die Teilchenart.

Die für eine AmBe Neutronenquelle aufgenommene Pulsformdiskriminierung ist in Abb. 2.2 in Abhängigkeit von der Pulshöhe aufgetragen. Mit einem geeigneten Schnitt in diesem zweidimensionalen Spektrum kann der größte Teil der γ -Ereignisse von den Neutronenereignissen getrennt werden. Die Trennung von γ - und Neutronenereignissen wird mit sehr kleinen Pulshöhen schwierig. Der eingezeichnete Schnitt wurde für die weitere Auswertung beibehalten.

Die Flugzeit wurde in einer invertierten Zeitskala aufgenommen, da die Zählrate der Neutronendetektoren um Größenordnungen kleiner war als die Spaltrate der ^{252}Cf Quelle. Dabei diente das Anodensignal des Neutronendetektors als Start und

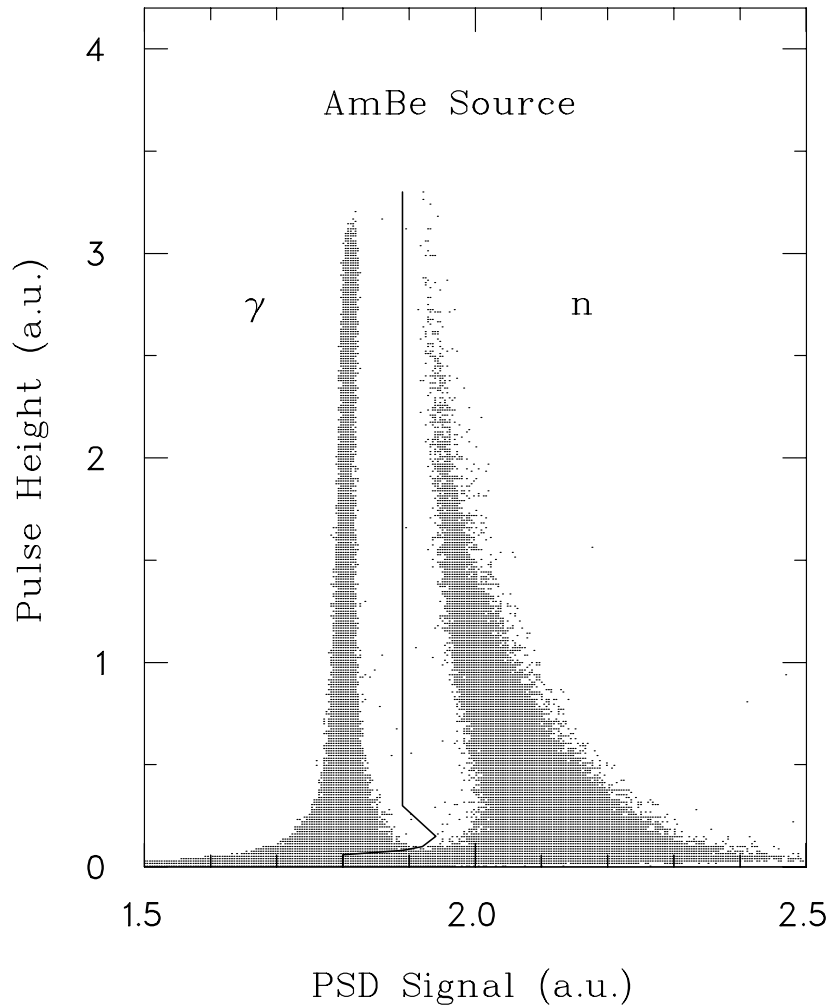


Abb. 2.2: Zweidimensionale Darstellung zur n/γ -Diskriminierung, aufgenommen mit einer AmBe Neutronenquelle. Dargestellt ist die Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von der Pulshöhe und dem Signal der Pulsformdiskriminierungseinheit (PSD).

das um die maximale Flugzeit verzögerte Signal der Ionisationskammer als Stoppsignal. Für die weitere Auswertung war entscheidend, daß zur bekannten Totzeit $\tau = 500$ ns des Diskriminators der Ionisationskammer keine weitere Totzeit hinzugefügt wurde. Zur Verzögerung des Stoppsignals wurde daher eine Verzögerungsleitung über ein Kabel verwendet. Die Kanalbreite im Zeitspektrum wurde mit einem Zeitkalibrator der PTB ermittelt und betrug 0.482 ns pro Kanal, wobei die strenge Linearität der Meßapparatur überprüft wurde. Die Abweichungen von der Linearität betragen im gesamten Spektrum weniger als 1 Promille.

Da vier Detektoren gleichzeitig vermessen wurden, wurden für jedes Ereignis in einem Koinzidenzregister die Nummern der Detektoren aufgenommen, die innerhalb der maximalen Flugzeit koinzident mit dem verzögerten Spaltsignal angesprochen hatten. Der Bruchteil an Ereignissen, bei denen zwei und mehr Detektoren gleichzeitig angesprochen hatten, betrug 10^{-4} und wurde in der Datenauswertung nicht weiter berücksichtigt.

Ein Blockschaltbild der im Experiment verwendeten Elektronik für einen Detektor zeigt Abb. 2.3.

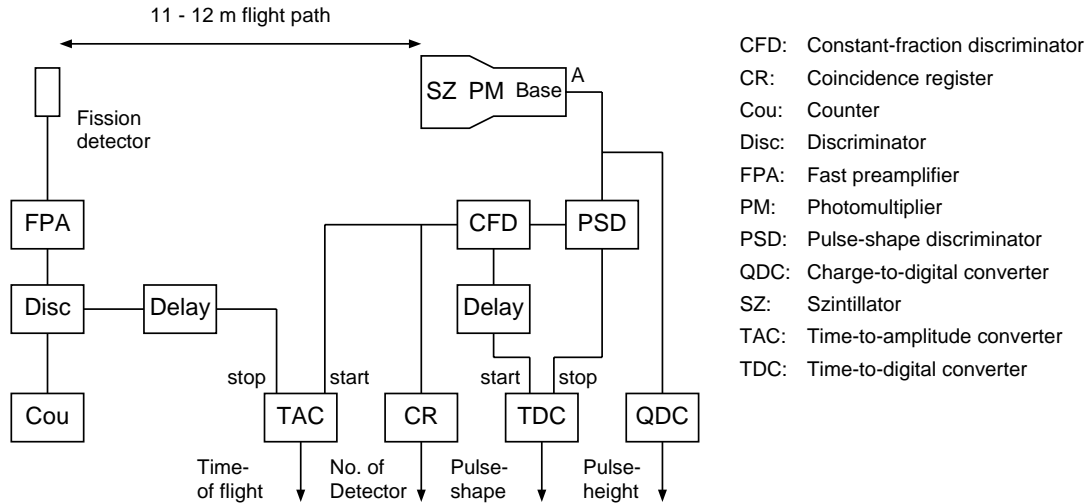


Abb. 2.3: Blockschaltbild der Elektronik für die mehrparametrische Neutronenflugzeit-spektroskopie. Von den vier Neutronendetektoren ist die Elektronik nur eines Detektors dargestellt.

Die Aufnahme dieser vier Parameter leisteten CAMAC Module, die über einen Controller von dem PC Programm MULTI-M [39] ausgelesen wurden. Die Daten wurden im Listmode abgespeichert. Zur Reduktion der Totzeit wurde für Ereignisse, die nicht die Koinzidenzbedingung erfüllten, ein CAMAC fast clear Befehl gegeben, so daß diese Ereignisse die Datenaufnahme nicht weiter belasteten. Die detektierte Spaltrate der Ionisationskammer wurde in regelmäßigen Abständen mitgeschrieben. Zur Bestimmung der wahren Meßzeit wurde eine Uhr für die Zeiten, in denen die Datenaufnahme Signale verarbeitete, mit einem Vetosignal totgetastet.

2.3 Ionisationskammer

Der Nachweis der Spaltfragmente fand in einer mit Methangas gefüllten Ionisationskammer statt, welche an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Braunschweig entwickelt wurde [26]. Abbildung 2.4 zeigt einen Schnitt durch die Kammer. Das ^{252}Cf ist auf der inneren der beiden aus Gold bestehenden Elektroden aufgedampft, von deren Rauhigkeit die Ansprechwahrscheinlichkeit für Spaltfragmente abhängt.

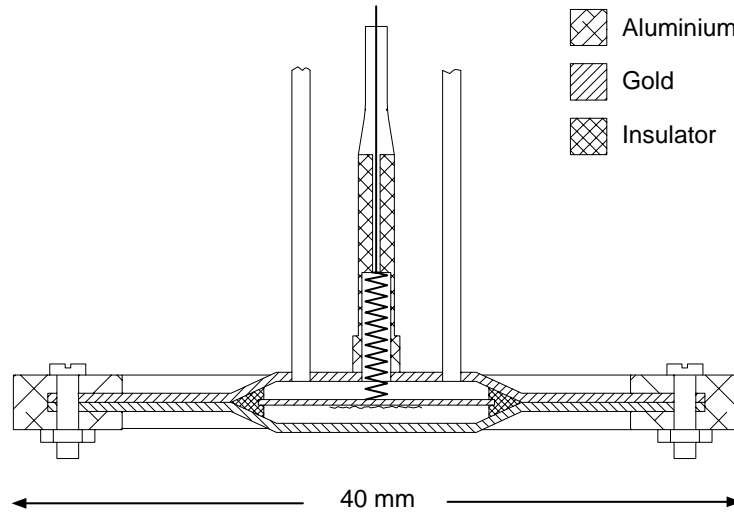


Abb. 2.4: Aufbau der Ionisationskammer für den Nachweis von Spaltfragmenten des ^{252}Cf . Die Californiumquelle befindet sich auf der inneren Elektrode.

Bei einer ideal glatten Oberfläche beträgt der Raumwinkel für den Nachweis jedes Spaltfragments 2π , so daß jeweils eines der beiden diametral auseinanderfliegenden Bruchstücke nachgewiesen wird. An Rauigkeiten der Oberfläche können beide Spaltfragmente gestoppt werden, falls diese parallel zur Elektrode emittiert werden, wodurch sich ihre Nachweiswahrscheinlichkeit verringert. Die benutzte Ionisationskammer wies eine solch geringe Rauigkeit auf, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für Spaltung 98.1 % betrug. Tabelle 2.2 zeigt einige technische Daten der Kammer.

Um Einflüsse auf das Neutronenspektrum gering zu halten, wurden die Abmessungen der Kammer mit 40 mm Durchmesser, vgl. Abb. 2.4, möglichst klein gewählt. Dadurch waren auch Ort und Zeitpunkt der Spaltung genau bekannt.

Das ^{252}Cf zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2.62 Jahren zu 96% über α -Zerfall, wobei die α -Energie für Zerfall in den Grundzustand des Tochterkerns 6.118 MeV beträgt. Der Anteil für spontane Spaltung beträgt 4%. Daher war es notwendig, die zwanzigfach häufigeren α -Zerfälle von den echten Spaltereignissen zu trennen.

Tabelle 2.2: Eigenschaften der Ionisationskammer.

Spaltrate	115000 s ⁻¹
Elektrodenmaterial	Gold
Gesamtmasse	5 g
Versorgungsspannung	-300 V
Nachweiswahrscheinlichkeit	98.1 %
Zeitauflösung	1.5 ns

Wegen der im Vergleich zu den Spaltfragmenten geringen Ladung und Energie erzeugten α -Teilchen kleinere Signale, die durch Setzen einer adäquaten Diskriminatorschwelle vollständig unterdrückt werden konnten. Zur Überprüfung der Diskriminatorschwelle wurde ein Energieverlustspektrum der Spaltfragmente aufgenommen, Abb. 2.5. Der Bereich A kennzeichnet schematisch Fragmentemissionen parallel zur Aufdampffläche. Diese Fragmente haben Energie in der Flächenrauhigkeit verloren. Im Bereich B wurden die Fragmente senkrecht zur Aufdampffläche emittiert, im Bereich C wieder parallel dazu, jedoch ohne in der Rauigkeit gestoppt zu werden, so daß wegen der langen Driftstrecke besonders viel Energie im Ionisationsgas deponiert wird.

3 Datenauswertung und Ergebnisse

Der Bicron 501A Detektor mit der Nummer 701 diente als Referenzdetektor und war deshalb während der gesamten Meßperiode im Einsatz. Die folgende Auswertung ist am Beispiel dieses Detektors durchgeführt.

Dabei folgte die Auswertung den folgenden Schritten: Zunächst wurde durch eine γ -Kalibrierung die sorgfältige Eichung des Pulshöhenspektrums vorgenommen; Flugzeitspektren für verschiedene Pulshöhenschwellen wurden dann in bezug auf zufällige unkorrelierte Stoppereignisse korrigiert und aus den untergrundfreien Flugzeitspektren Neutronenenergiespektren berechnet. Aus dem sehr genauen Neutronenenergiespektrum des ²⁵²Cf wurde ein Referenzspektrum für die durchgeführte Messung erzeugt und aus dem Vergleich des Referenzspektrums mit der experimentell bestimmten Neutronenenergieverteilung die experimentelle Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt. Aus dem Vergleich der experimentellen Ansprechwahrscheinlichkeit an der Schwelle mit dem Ergebnis einer Monte Carlo Simulation ließ sich die Lichtausbeute für Rückstoßprotonen bestimmen.

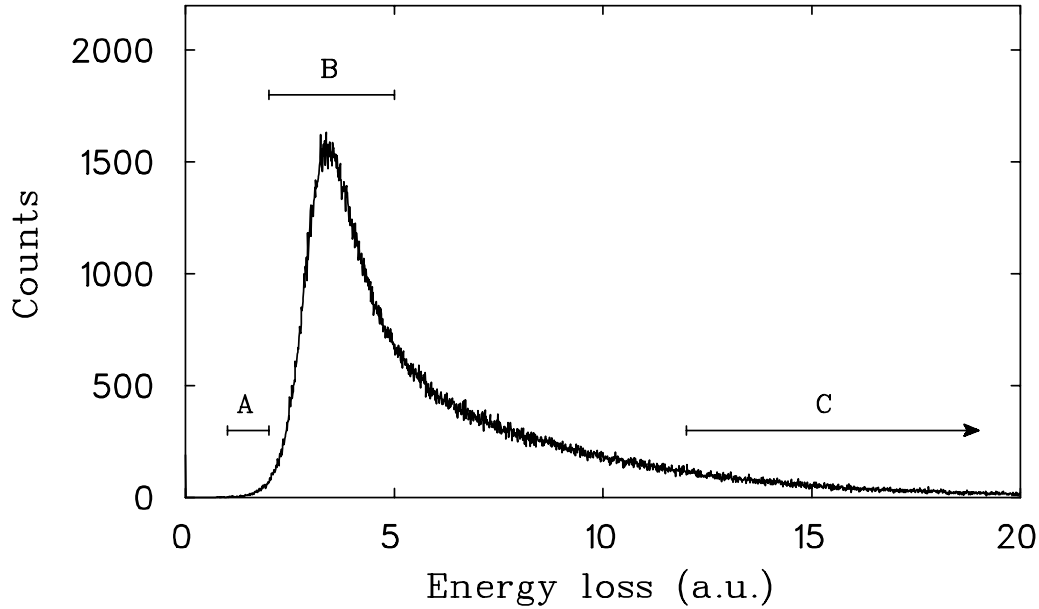


Abb. 2.5: Energieverlust der Spaltfragmente des spontan spaltenden ^{252}Cf . Der Bereich A kennzeichnet schematisch Fragmentemissionen parallel zu den Elektroden mit Energieverlust in der Flächenrauigkeit. In Bereich B wurden die Fragmente senkrecht zu den Elektroden emittiert, in Bereich C wieder parallel dazu, allerdings ohne Energieverlust in der Flächenrauigkeit.

3.1 γ -Kalibrierung

Für die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronendetektoren war die genaue Kenntnis der Detektorschwelle und damit eine präzise Eichung des Pulshöhenspektrums mit Hilfe von monoenergetischer γ -Strahlung erforderlich. Wegen der geringen Ladungszahl Z der organischen Szintillatormaterialien geschieht der Nachweis des γ -Quants durch den Comptoneffekt. Für eine γ -Energie E_γ beträgt der maximale Energieübertrag E_C an ein Elektron

$$E_C = \frac{E_\gamma}{(1 + m_e c^2 / 2E_\gamma)}, \quad (3.1)$$

wobei m_e die Ruheenergie des Elektrons und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit bezeichnen. Photoeffekt und Paarbildung liefern signifikante Beiträge bei Elektronenenergien unterhalb von 100 keV bzw. oberhalb von 3 MeV.

Elektronen werden im Szintillator vergleichsweise schwach abgebremst, weshalb für Elektronenenergien zwischen 40 keV und 2 MeV die Lichtausbeute eine lineare Funktion der Energie ist [40].

Für Elektronenenergien E_e größer als 40 keV wird die Lichtausbeute durch den Ausdruck

$$L(E_e) = \kappa \cdot (E_e - E_0) \quad (3.2)$$

mit den Parametern $\kappa = 1 \text{ MeV}^{-1}$ und $E_0 = 5 \text{ keV}$ beschrieben [41, 42]. Dabei ist die Einheit der Lichtausbeute (l.u.) definiert als die Lichtausbeute eines Elektrons mit einer Energie von 1 MeV und dem Offset E_0 . Der Offset berücksichtigt die Nichtlinearität der Lichtausbeutefunktion für Elektronenenergien unterhalb von 40 keV.

Für die γ -Kalibrierung der Pulshöhenspektren wurden die Comptonkanten von ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{88}Y , ^{40}K und ^{208}Tl verwendet. Die γ -Energien und die entsprechenden Pulshöhen an der Comptonkante L_C der eingesetzten Präparate sind in Tab. 3.1 zusammengestellt.

Die Lage der Comptonkante ist infolge von Vielfachstreuungen nicht gleich der Lage der halben Höhe des Maximums der Pulshöhenverteilung an der Comptonkante. Sie wurde daher nach der in [27] beschriebenen Methode bestimmt. Der Monte Carlo Code GRESP7 ermittelte die Pulshöhenverteilung des Szintillators für monoenergetische γ -Quanten. Dabei wurde der Weg eines von einer Quelle außerhalb des Detektors emittierten γ -Quants durch den Szintillator einschließlich des Aluminiumgehäuses und des Lichtleiters verfolgt, bis das γ -Quant den Detektor verlassen oder eine Energieschwelle von 2 keV unterschritten hatte. Das durch die Wechselwirkungsprozesse des γ -Quants mit dem Szintillator induzierte Licht wurde aufgesammelt. Um das Auflösungsvermögen des Detektors zu berücksichtigen, wurde die berechnete Pulshöhenverteilung mit einer Gaußverteilung gefaltet. Der Einfluß unterschiedlicher Auflösungen und der Vergleich zum Experiment ist in Abb. 3.1 für 662 keV Photonen des ^{137}Cs gezeigt.

Die gemessenen Pulshöhenspektren wurden zunächst untergrundsubtrahiert. Eine Anpassung der simulierten und gefalteten Pulshöhenverteilung in Einheiten der Lichtausbeute an die experimentellen Werte lieferte die Breite der Gaußverteilung $\Delta L/L$, mit der die Faltung durchgeführt wurde, und die Zuordnung der Pulshöhe an der Comptonkante L_C zum entsprechenden Kanal der experimentellen Pulshöhenverteilung.

Bei den Präparaten ^{22}Na und ^{88}Y , welche γ -Quanten mit zwei unterschiedlichen Energien emittieren, erfolgte die Anpassung zuerst im Bereich der energetisch höher liegenden Comptonkante. Das nach Abzug der angepaßten Verteilung erhaltene Differenzspektrum enthielt nur noch Beiträge der niedrigeren γ -Energie und konnte wiederum mit der Simulation verglichen werden. Entsprechend verfahren wurde für das Pulshöhenspektrum des Untergrundes mit den Comptonkanten von ^{40}K und ^{208}Tl . In Tab. 3.1 sind die erhaltenen Werte für verschiedene γ -Energien angegeben.

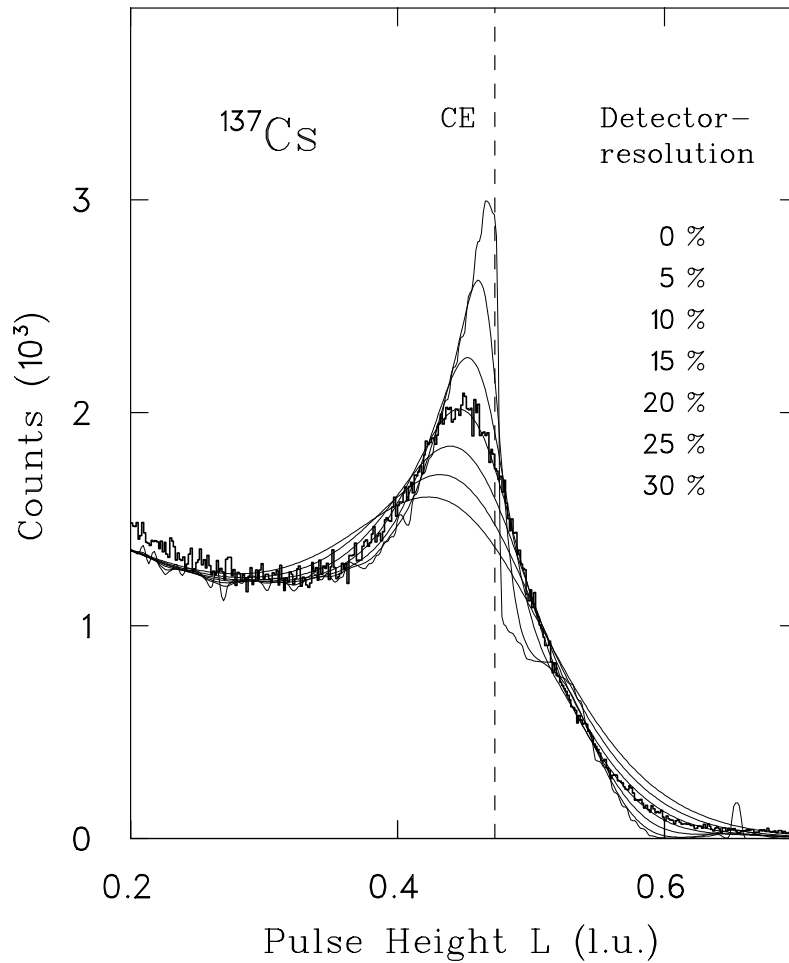


Abb. 3.1: Gemessene (starke Linie) und berechnete Pulshöhenverteilung für Comptonelektronen des ^{137}Cs , gefaltet mit unterschiedlicher Detektorauflösung. Die gestrichelte Linie markiert die Lage der Comptonkante (CE).

In Abb. 3.2 ist die gemessene Pulshöhe in Kanälen über der Elektronenlichtausbeute der Comptonelektronen der benutzten γ -Präparate und der Untergrundstrahlung sowie der Photoelektronen von ^{241}Am aufgetragen. Die experimentellen Fehler sind kleiner als die Datenpunkte. Die Datenpunkte weichen mit Ausnahme des ^{241}Am um weniger als 1% von der Ausgleichsgeraden ab.

Einen zusätzlichen Datenpunkt lieferte das Pulshöhenspektrum der γ -Quanten einer AmBe Neutronenquelle. Der α -Strahler ^{241}Am kann die Reaktion $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ induzieren. Diese Reaktion verläuft teilweise über den ersten angeregten Zustand von ^{12}C , der über die Emission eines 4.44 MeV γ -Quants zerfällt. Die dazugehörige Comptonkante war im Pulshöhenspektrum beobachtbar und zeigte keine Abweichung von der Eichgeraden.

Tabelle 3.1: Parameter zur γ -Kalibrierung für verschiedene γ -Energien.

Präparat	E_γ (MeV)	L_C (l.u.)	$\Delta L/L$ (%)	L_{\max}/L_C	$L_{1/2}/L_C$
^{22}Na	0.511	0.341	16.3	0.931	1.073
^{137}Cs	0.662	0.477	13.9	0.941	1.067
^{88}Y	0.898	0.699	12.0	0.949	1.057
^{22}Na	1.275	1.062	10.5	0.958	1.046
^{40}K	1.461	1.244	10.0	0.959	1.044
^{88}Y	1.836	1.612	9.5	0.961	1.041
^{208}Tl	2.614	2.381	8.8	0.967	1.036
^{12}C	4.439	4.197	8.2	0.965	1.024

Die erhaltenen Werte für die Detektorauflösung $\Delta L/L$ bei verschiedenen Lichtausbeuten L sind in Abb. 3.3 graphisch aufgetragen.

Die Auflösung $\Delta L/L$ des integrierten Detektorsignals L ist nach [42, 43, 44] durch

$$\Delta L/L = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2/L + \gamma^2/L^2} \quad (3.3)$$

mit den Parametern α , β und γ gegeben. Zur Beschreibung der Auflösung des Referenzdetektors wurden diese Parameter zu

$$\alpha = 8.0(10) \%$$

$$\beta = 7.0(15) \%$$

$$\gamma = 1.2(7) \%$$

gewählt. Der Parameter α berücksichtigt die Ortsabhängigkeit der Lichtübertragung vom Szintillator zur Photokathode des Photomultipliers. Mit $\alpha = 8 \%$ lag dieser Wert deutlich über den Werten von Detektoren, deren optische Ankopplung an den Photomultiplier in bezug auf diese Ortsabhängigkeit optimiert wurde [43]. Der Parameter β beinhaltet statistische Prozesse im Szintillationsdetektor und liegt für die verwendeten Detektoren im erwarteten Bereich. Der Parameter γ beschreibt den Anteil des elektronischen Rauschens zur Detektorauflösung. Er liegt üblicherweise zwischen 0.2 und 0.3. Durch die vorgestellte Anpassung läßt sich dieser Parameter nur ungenau bestimmen. Ein besseres Verfahren nutzt Lichtpulse einer Leuchtdiode und ist in [45] beschrieben. Eine solche Messung ist für die verwendeten Detektoren vorgesehen.

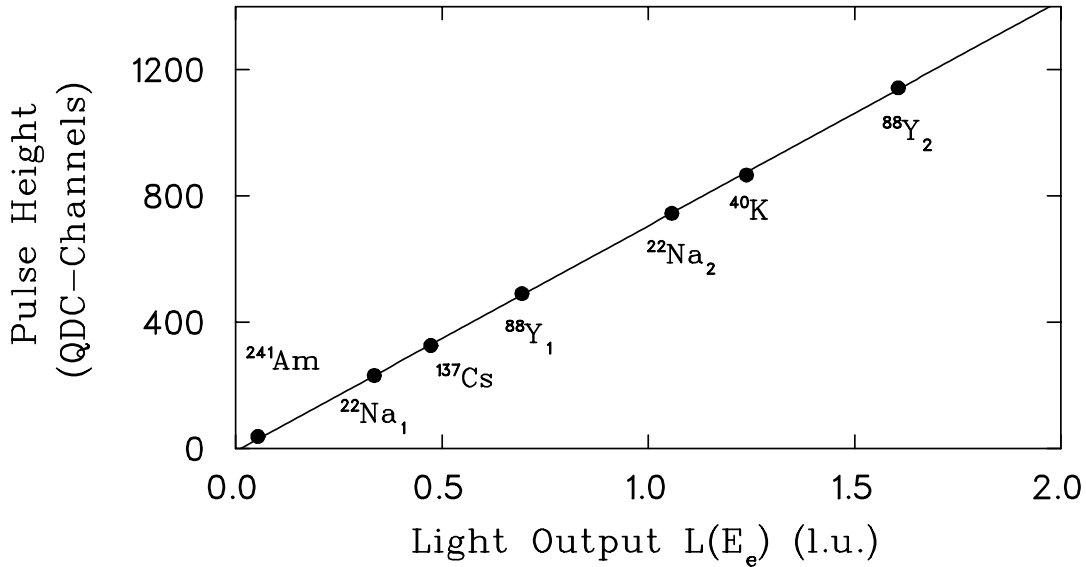


Abb. 3.2: Mit dem Referenzdetektor gemessene Pulshöhe in Kanälen über der Elektro-
nenlichtausbeute $L(E_e)$ der Comptonelektronen der benutzten γ -Präparate
und der Untergrundstrahlung sowie der Photoelektronen von ^{241}Am . Die
durchgezogene Linie ist eine Ausgleichsgerade.

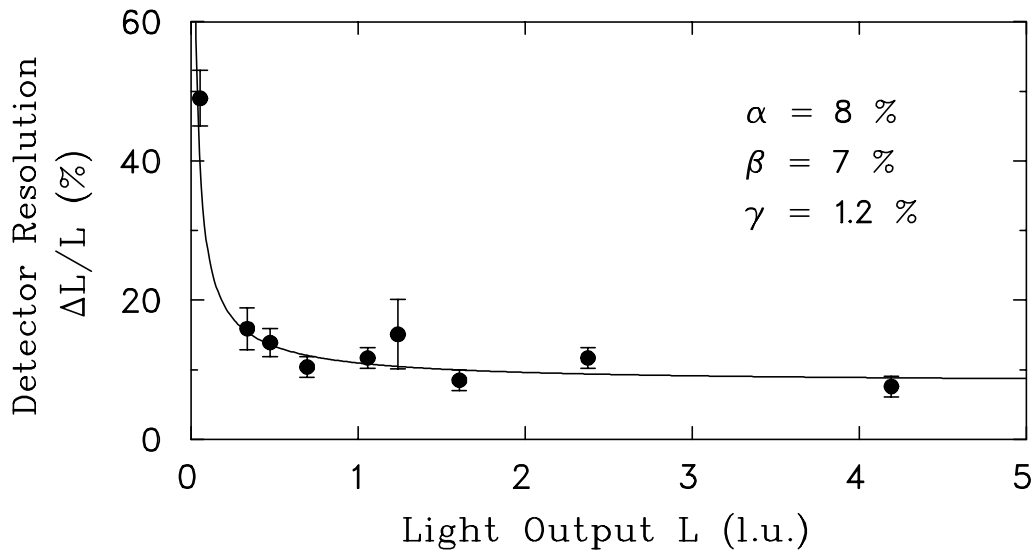


Abb. 3.3: Detektoraufösung $\Delta L/L$ in Abhängigkeit von der Lichtausbeute L . Die
durchgezogene Kurve ist eine Anpassung der Auflösungsfunktion von
Gl. (3.3) an die Datenpunkte. Die erhaltenen Werte der Parameter α , β
und γ sind angegeben. Sämtliche Daten beziehen sich auf den Referenzde-
tektor.

Zur Überprüfung der Stabilität der Verstärkung der Photomultiplier wurden die Lagen der Comptonkanten von ^{40}K und ^{208}Tl ausgewertet. Diese waren während der zweiwöchigen Meßzeit mit einer relativen Änderung von $< 5 \cdot 10^{-3}$ für den untersuchten Referenzdetektor äußerst stabil.

Um die γ -Kalibrierung für zukünftige Experimente zu erleichtern, wurde die Lage der Comptonkante im Verhältnis zur Lage des Maximums L_{\max} bzw. zur Lage der halben Höhe des Maximums $L_{1/2}$ der Verteilung im Bereich der Comptonkante ermittelt. Diese Werte L_{\max} und $L_{1/2}$ lassen sich auch ohne die vorgestellte Simulation und Faltung direkt aus dem experimentellen Pulshöhenspektrum gewinnen. Die entsprechenden Werte für L_{\max} und $L_{1/2}$ sind für verschiedene γ -Energien und Auflösungen in Anhang A aufgeführt.

3.2 Flugzeitspektrum

Die Bestimmung der Neutronenenergien erfolgte über die Flugzeitmethode. Durch Messung der Flugzeit ließ sich bei bekanntem Flugweg auf die Neutronenenergie schließen. Bei der Erstellung von Flugzeitspektren wurde zur Unterdrückung des hohen γ -Untergrundes im Pulsformspektrum ein Fenster auf Neutronenereignisse gesetzt. Die Abb. 3.4 zeigt ein typisches Flugzeitspektrum.

Da die Flugzeitmessung mit dem Signal des Neutronendetektors gestartet und mit dem verzögerten Signal der Ionisationskammer gestoppt wurde, wurde die Flugzeit auf einer inversen Skala aufgetragen. Es wurden nicht alle γ -Ereignisse ausgeschlossen, wobei unkorrelierte γ -Ereignisse lediglich einen zufälligen Untergrund erzeugten. Die von angeregten Spaltfragmenten emittierten γ -Quanten erzeugten im Flugzeitspektrum einen scharfen Peak von 2.2 ns Breite (γ -Peak). Zur präzisen Bestimmung der Detektoransprechwahrscheinlichkeit war eine sorgfältige Berücksichtigung des im Flugzeitspektrum auftretenden Untergrundes nötig, der sich aus zwei Anteilen zusammensetzte, dem Untergrund an zufälligen und unkorrelierten Stoppereignissen. Die beiden Anteile werden im folgenden kurz beschrieben, eine ausführliche Erläuterung der Methode des Untergrundabzugs gibt Anhang B.

Der Untergrund durch zufällige Stoppereignisse kommt dadurch zustande, daß die Flugzeitmessung durch ein Neutronenereignis gestartet wurde, aber die dazugehörige Spaltung von der Ionisationskammer nicht nachgewiesen wurde. Dies ist möglich, da die Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Spaltung nicht gleich Eins ist. Gleiches gilt auch, wenn die Zeitmessung von einem der γ -Ereignisse aus der Untergrundstrahlung gestartet wurde, das nicht durch die n/ γ -Diskriminierung abgetrennt wurde.

Das Flugzeitspektrum der Neutronen bestand oberhalb des γ -Peaks nur noch aus diesen zufälligen Untergrundereignissen. Daher wurde die in ihrer Form

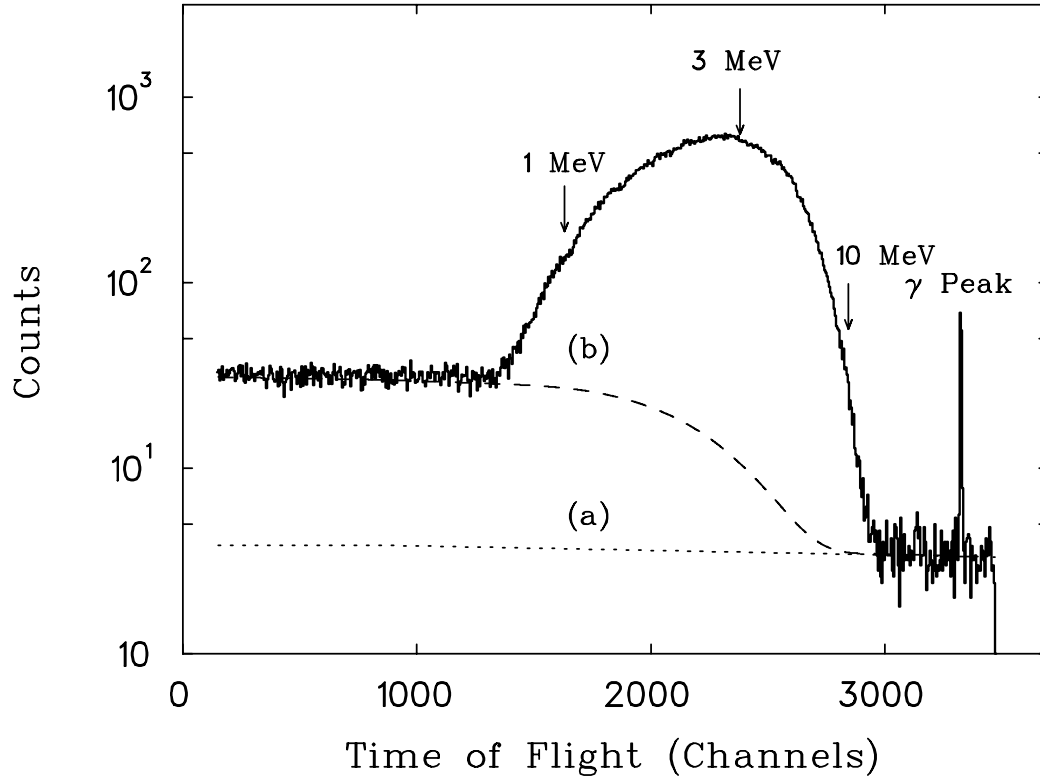


Abb. 3.4: Neutronenflugzeitspektrum für eine Schwelle von $L_{\text{exp}} = 0.142$ l.u., aufgenommen mit dem Referenzdetektor. Der Untergrund kommt zustande durch (a) zufällige Ereignisse und (b) unkorrelierte Stoppsignale. Die Flugzeit ist in invertierter Zeitskala aufgenommen und nimmt zu kleineren Kanalnummern zu.

theoretisch bekannte Untergrundverteilung, Gl. (B.1) im Anhang, durch Anpassung an das Neutronenflugzeitspektrum oberhalb des γ -Peaks in der Höhe skaliert und als Untergrund vom Flugzeitspektrum abgezogen.

Den zweiten Anteil am Untergrund bildete der Untergrund durch unkorrelierte Stoppsignale. Wegen der hohen Zählrate der Ionisationskammer von 108000 s^{-1} war es möglich, daß die Flugzeitmessung durch ein nicht zum nachgewiesenen Neutron gehöriges Spaltereignis vorzeitig gestoppt wurde. Das detektierte Neutron wurde somit bei einer zu frühen Flugzeit eingeordnet. Die Wahrscheinlichkeit für einen vorzeitigen Stopp nahm mit länger werdender Flugzeit, also zu kleineren Kanalnummern hin zu. Mit Hilfe eines Iterationsverfahrens konnte von dem untergrundbehafteten auf das untergrundfreie Flugzeitspektrum geschlossen werden, vgl. Anhang B. In Abb. 3.5 sind untergrundkorrigierte Flugzeitspektren für drei verschiedene Schwellen abgebildet. Bei niedrigeren Schwellen treten immer längere Neutronenflugzeiten und damit niedrigere Neutronenenergien auf.

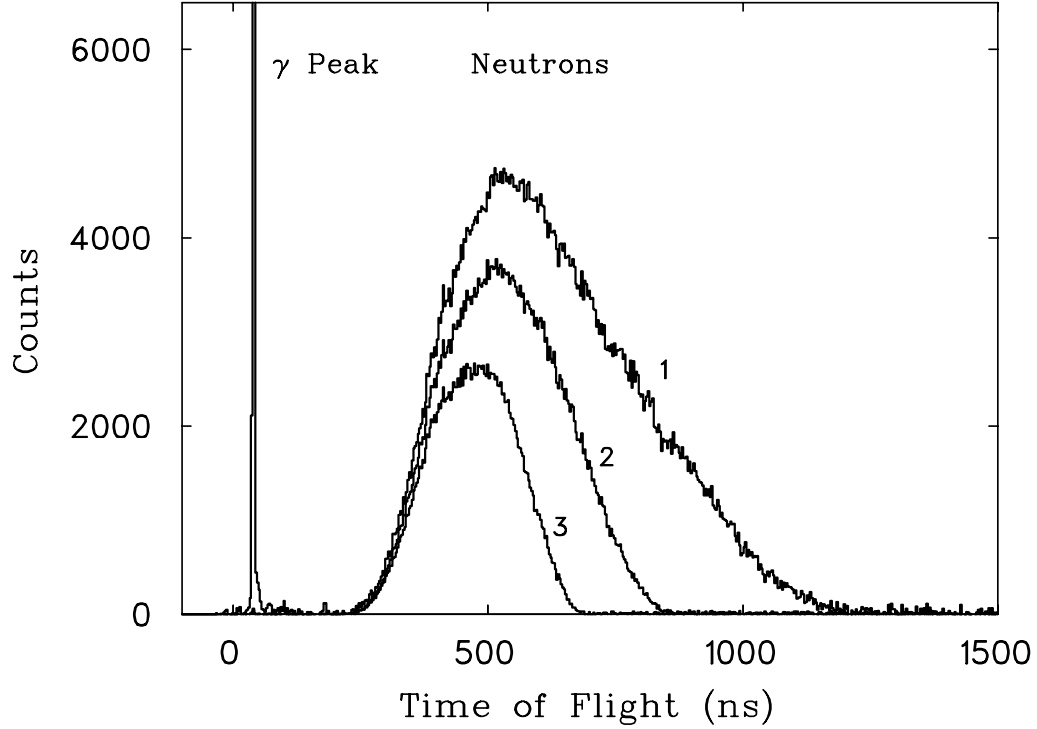


Abb. 3.5: Untergrundkorrigierte Neutronenflugzeitspektren für die Schwellen $L_{exp} = 0.087$ l.u. (1), 0.214 l.u. (2) und 0.411 l.u. (3).

Die Lage des Flugzeitnullpunktes ergab sich unter Berücksichtigung der Laufzeit der γ -Quanten aus dem γ -Peak der Spaltfragmente.

Für die Neutronenenergie E_n gilt

$$E_n = (\gamma - 1) \cdot m_n c^2 \quad (3.4)$$

mit m_n als Ruhemasse des Neutrons und

$$\gamma^{-1} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (3.5)$$

Dabei ist v die Geschwindigkeit der Neutronen. Diese ergab sich aus dem Flugweg und der gemessenen Flugzeit. Für die Auswertung wurde eine Entwicklung von Gl. (3.4) nach v/c verwendet, die für die hier auftretenden Geschwindigkeiten numerisch stabiler ist,

$$E_n \approx \frac{1}{2} \cdot m_n c^2 \cdot \frac{v^2}{c^2} \cdot \left(1 + \frac{3v^2}{4c^2}\right). \quad (3.6)$$

Wegen des endlichen Szintillatorvolumens war der Ort der Wechselwirkung des Neutrons mit dem Szintillator und damit der genaue Flugweg nur auf ± 2.5 cm bekannt. Die Zeitauflösung der Flugzeitmessung ergab sich aus der Breite des γ -Peaks im Flugzeitspektrum und betrug 2.2 ns. Der resultierende Fehler in der Bestimmung der Neutronenenergieen war damit kleiner als 1.5 % für den untersuchten Energiebereich.

3.3 Referenzspektrum

Als Neutronenquelle diente ^{252}Cf . Die Neutronen werden bei der spontanen Spaltung des ^{252}Cf von den voll beschleunigten Spaltfragmenten emittiert. Im Mittel entstehen pro Spaltung $\bar{\nu}_{\text{tot}} = 3.7676 \pm 0.0047$ Neutronen. Dieser Wert beinhaltet eine verzögerte Komponente von 0.0086, wodurch sich die prompte Komponente zu $\bar{\nu} = 3.7590 \pm 0.0048$ ergibt [46, 47]. Das Neutronenspektrum für prompte Neutronen aus der Spaltung von ^{252}Cf ist sehr genau vermessen. Für die Auswertung in dieser Arbeit wurde die Evaluation von Mannhart [46, 47] verwendet. Das Neutronenspektrum von ^{252}Cf kann durch eine Maxwellverteilung mit einem Temperaturparameter von 1.42 MeV angenähert werden [26]. In Abb.3.6 sind beide Verteilungen miteinander verglichen. Für Neutronenenergien oberhalb von 5 MeV liegen die tatsächlichen Werte um etwa 10% unter der Maxwellverteilung.

Das Neutronenspektrum am Ort der Neutronendetektoren ist für die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit entscheidend. Es unterscheidet sich vom Spaltungsspektrum des ^{252}Cf . Im wesentlichen gab es dafür drei verschiedene Ursachen:

- die Ausstreuung von Neutronen durch die Luft, welche bei einem Flugweg von etwa 11 Metern in der Größenordnung von 10% lag,
- die Wechselwirkung der Spaltneutronen mit dem Material der Ionisationskammer,
- die neutronenenergieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit für Spalt Ereignisse. Wegen der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Spaltungen beeinflusste dieser Effekt das Neutronenspektrum um weniger als 2 % [26] und wurde im folgenden vernachlässigt.

Diesen Einflüssen wurde durch Korrekturfaktoren an das ungestörte Neutronenspektrum Rechnung getragen, woraus sich ein Referenzspektrum ergab.

Die Luftabschwächung des Neutronenflusses für die Braunschweiger Anordnung bei einem Flugweg von exakt 12.00 Metern wurde von Siebert [48] berechnet und spiegelt im wesentlichen die Wirkungsquerschnitte der für Luft relevanten Atomkerne wider. Der relative Fehler für die Korrektur der Luftabschwächung

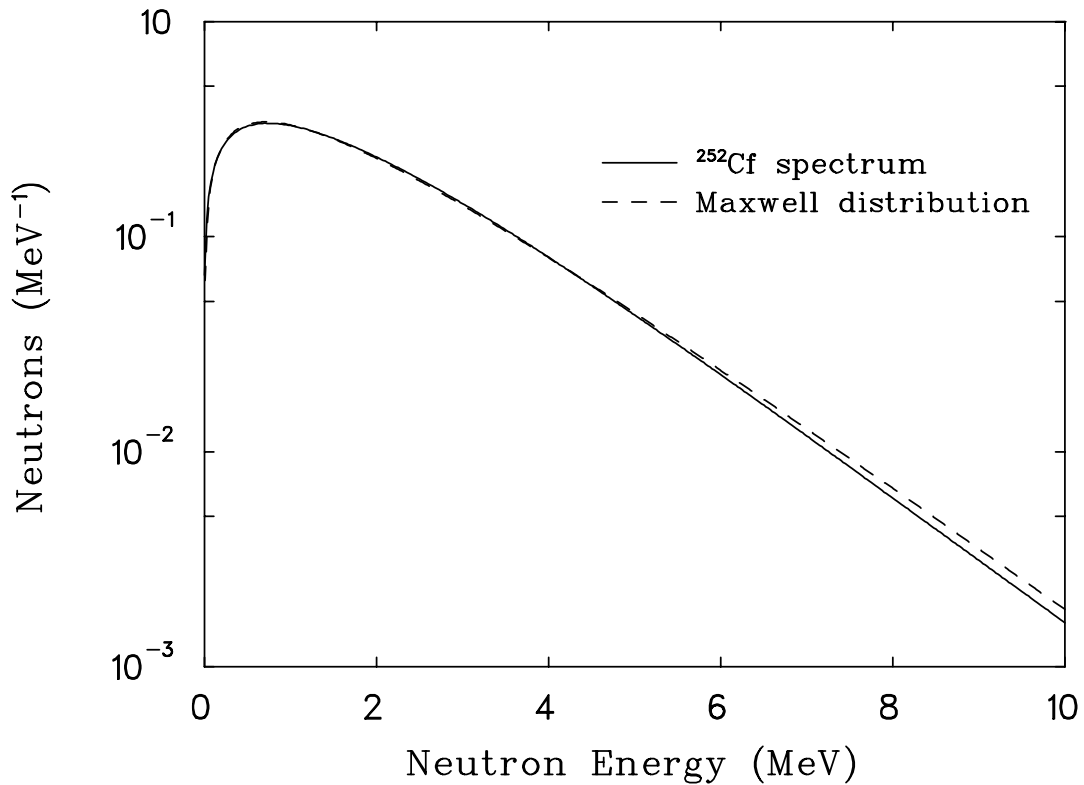


Abb. 3.6: Normiertes Neutronenspektrum für die spontane Spaltung von ^{252}Cf und Maxwellverteilung mit einem Temperaturparameter von 1.42 MeV.

ergibt sich aus dem Fehler der einzelnen Wirkungsquerschnitte und hauptsächlich aus der nicht genau bekannten chemischen Zusammensetzung der Luft sowie der druck- bzw. temperaturabhängigen Dichte und wurde zu 10% abgeschätzt.

Die Korrektur wurde für die im Experiment gültigen Flugwege umgerechnet. Abbildung 3.7 zeigt die Korrekturfunktion in Abhängigkeit von der Neutronenenergie.

Der Einfluß der Ionisationskammer auf das Neutronenspektrum von ^{252}Cf am Ort des Neutronendetektors wurde mittels des Monte Carlo Programms MCNP [49] bestimmt. Dazu wurden zwei getrennte Simulationen durchgeführt. Im ersten Durchlauf wurden maxwellverteilte Neutronen mit einem Temperaturparameter $T = 1.42$ MeV von einer punktförmigen, auf der inneren Elektrode befindlichen Quelle direkt in das Detektorraumwinkelelement emittiert und der anteilige Neutronenverlust durch Ausstreuung und Absorption an der vorderen Goldfolie der Ionisationskammer bestimmt. Im zweiten Durchgang wurden Neutronen isotrop in den gesamten Raum emittiert mit Ausnahme von Starttrajektorien, die direkt in das Detektorvolumen hätten gelangen können. Durch Einstreuung über die Elektroden, die vordere und hintere Goldfolie und den umgebenden Aluminiumring oder durch Neutronenproduktion über $(n,2n)$ -Reaktionen gelangten nun Neutronen in den Detektor.

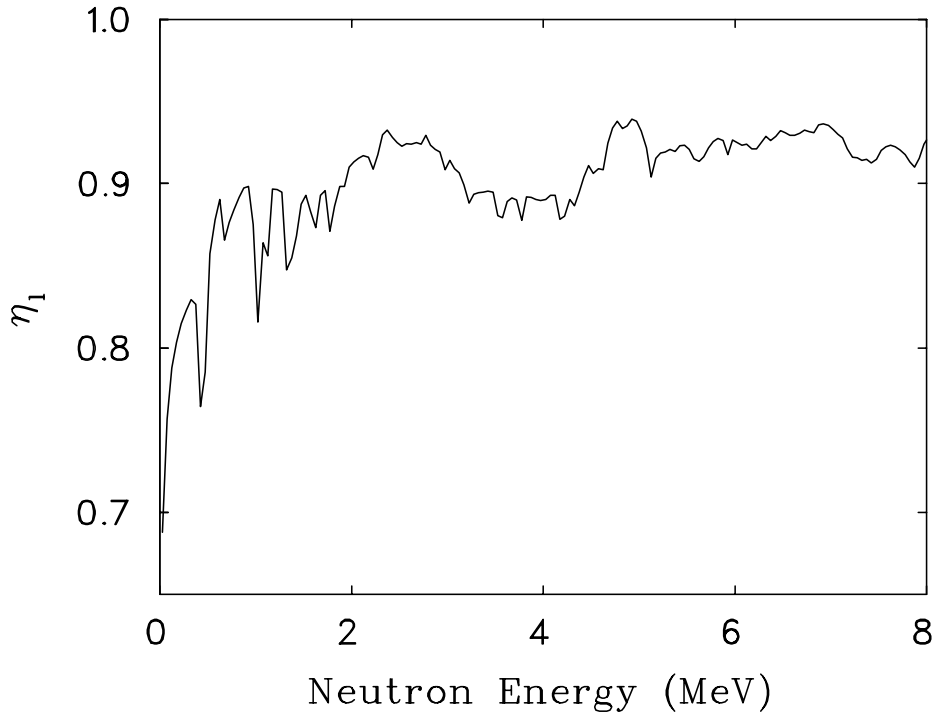


Abb. 3.7: Korrekturfunktion η_l für die Luftabschwächung in der Braunschweiger Anordnung bei 12.00 m Flugweg.

Die für das Experiment entscheidende Korrektur ergab sich aus der Differenz von Neutronengewinn und Neutronenverlust. In Abb. 3.8 sind die Ergebnisse beider Rechnungen und deren Differenz für die im Experiment benutzte Goldkammer graphisch aufgetragen. Bei Energien unterhalb von 2 MeV dominiert Neutronenproduktion das Spektrum. Für Neutronenenergien oberhalb von 4 MeV sind keine Korrekturen nötig. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit früheren Berechnungen aus [26].

Wegen des langen Flugweges von mehr als elf Metern sind die Größe der Kammer und die daraus resultierenden Flugwegunterschiede vernachlässigbar. Veränderungen im Neutronenspektrum können somit ohne Flugzeitkorrektur auf das Quellspektrum addiert werden.

Das Spaltspektrum n_0 des ^{252}Cf wurde mit der Zahl der Neutronen multipliziert, die während der Meßzeit T in das vom Neutronendetektor überdeckte Raumwinkelelement $\Delta\Omega$ emittiert wurden. Damit ergab sich mit der Korrekturfunktion η_l und η_k für die Luftabschwächung bzw. für die Wechselwirkung von Neutronen mit dem Material der Ionisationskammer das für die weitere Auswertung benutzte Referenzspektrum N_0 zu

$$N_0 = n_0 \cdot \eta_l \cdot \eta_k \cdot A \cdot \bar{\nu} \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot T. \quad (3.7)$$

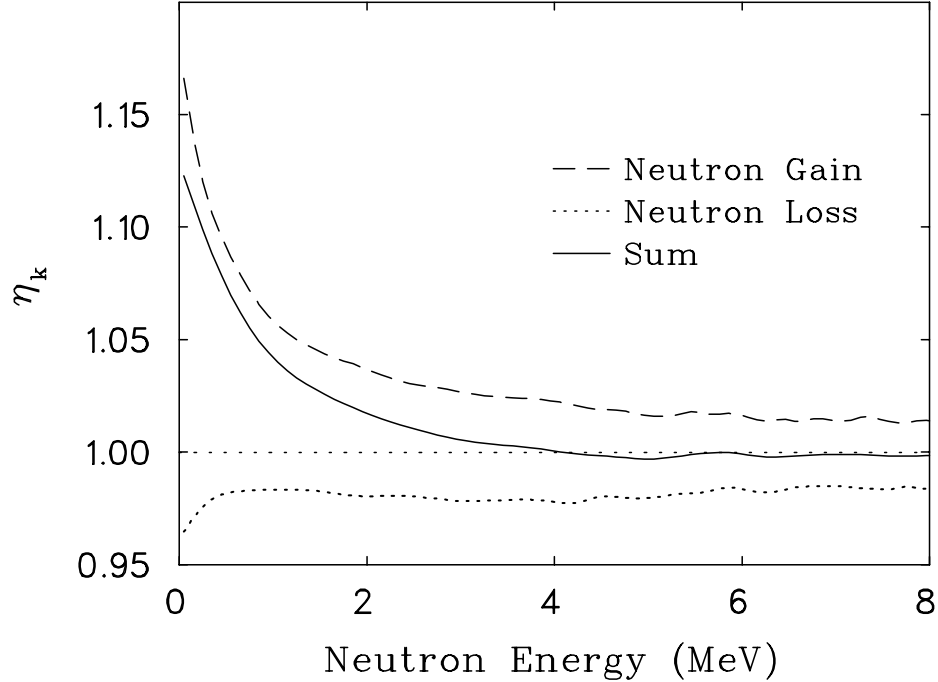


Abb. 3.8: Einfluß der Ionisationskammer auf das Neutronenspektrum am Ort des Detektors. Die gestrichelte Kurve gibt den Zuwachs an Neutronen durch Einstrahlung und Neutronenproduktion, die gepunktete Kurve den Neutronenverlust durch Austreuung wieder. Den Gesamteffekt kennzeichnet die durchgezogene Kurve.

Dabei bezeichnet A die Rate der diskriminierten Spalt Ereignisse und $\bar{\nu}$ die mittlere Zahl prompter Spaltneutronen. In den Fehler des Referenzspektrums ging der Fehler des Spaltspektrums von ^{252}Cf zu 1.5 %, der Fehler in der Korrektur der Luftabschwächung zu 1% ein. Der Fehler der Korrekturfunktion für den Einfluß der Ionisationskammer auf das gemessene Neutronenspektrum ging für Neutronenenergien unterhalb von 2 MeV mit 1% in den Fehler des Referenzspektrums ein. Durch die Fertigungstoleranzen bei der Herstellung der Neutronendetektoren im Durchmesser der Szintillatoren von 0.6% [35] ergab sich ein Fehler im Raumwinkel des Detektors von 1.2%. Das Referenzspektrum war daher mit einem relativen Fehler von 1.5% behaftet.

3.4 Detektoransprechwahrscheinlichkeit

Die experimentelle Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronendetektoren wurde für verschiedene Schwellen bestimmt. Die experimentelle Nachweisschwelle L_{exp} wurde bestimmt aus der bei der Auswertung der Meßdaten gesetzten Schwelle im Pulshöhenspektrum und der in Abschn. 3.1 beschriebenen γ -Kalibrierung. Die experimentelle Ansprechwahrscheinlichkeit $\epsilon(E_n, L_{exp})$ ergab sich aus dem Verhältnis der gemessenen Neutronenenergiespektren $N_{exp}(E_n, L_{exp})$ und dem Referenzspektrum $N_0(E_n)$ zu

$$\epsilon(E_n, L_{exp}) = \frac{1}{N_0(E_n)} \cdot N_{exp}(E_n, L_{exp}). \quad (3.8)$$

Im ersten Teilbild von Abb. 3.9 sind für drei verschiedene Schwellen L_{exp} die experimentellen Neutronenenergiespektren und das Referenzspektrum dargestellt. Die sich daraus ergebenden Ansprechwahrscheinlichkeiten sind im zweiten Teilbild gezeigt. Es ist zu erkennen, wie mit kleiner werdender Schwelle die Ansprechwahrscheinlichkeit zunimmt.

Die erhaltenen Ansprechwahrscheinlichkeiten wurden mit den Ergebnissen einer Monte Carlo Rechnung verglichen, welche mit dem Programm NEFF7 [50] durchgeführt wurden. Das Programm berücksichtigte einen zylindrischen Szintillator mit Aluminiumgehäuse und Lichtleiter in der in Abb. 3.10 gegebenen Geometrie. Die in dem Monte Carlo Programm NEFF7 benutzten Maße sind in Tab. 3.2 zusammengestellt.

Tabelle 3.2: Zusammenstellung im Monte Carlo Programm NEFF7 für den $5'' \times 2''$ Referenzdetektor verwendeten Maße, vgl. Abb. 3.10.

Szintillatorkapsel	Länge	$d_g = 5.24$ cm
	Radius	$r_g = 6.67$ cm
Szintillator	Länge	$d_s = 6.35$ cm
	Radius	$r_s = 5.08$ cm
Lichtleiter	Länge	$d_l = 1.50$ cm

Die chemische Zusammensetzung des Szintillators und des Lichtleiters war auf Wasserstoff und Kohlenstoff beschränkt. Die kleinen Beiträge von Sauerstoff und anderen Elementen wurden vernachlässigt. Die Neutronenquelle befand sich außerhalb des Detektors und konnte in beliebiger Entfernung und Richtung zur Detektorstirnfläche positioniert werden. In der Rechnung wurde der Weg eines

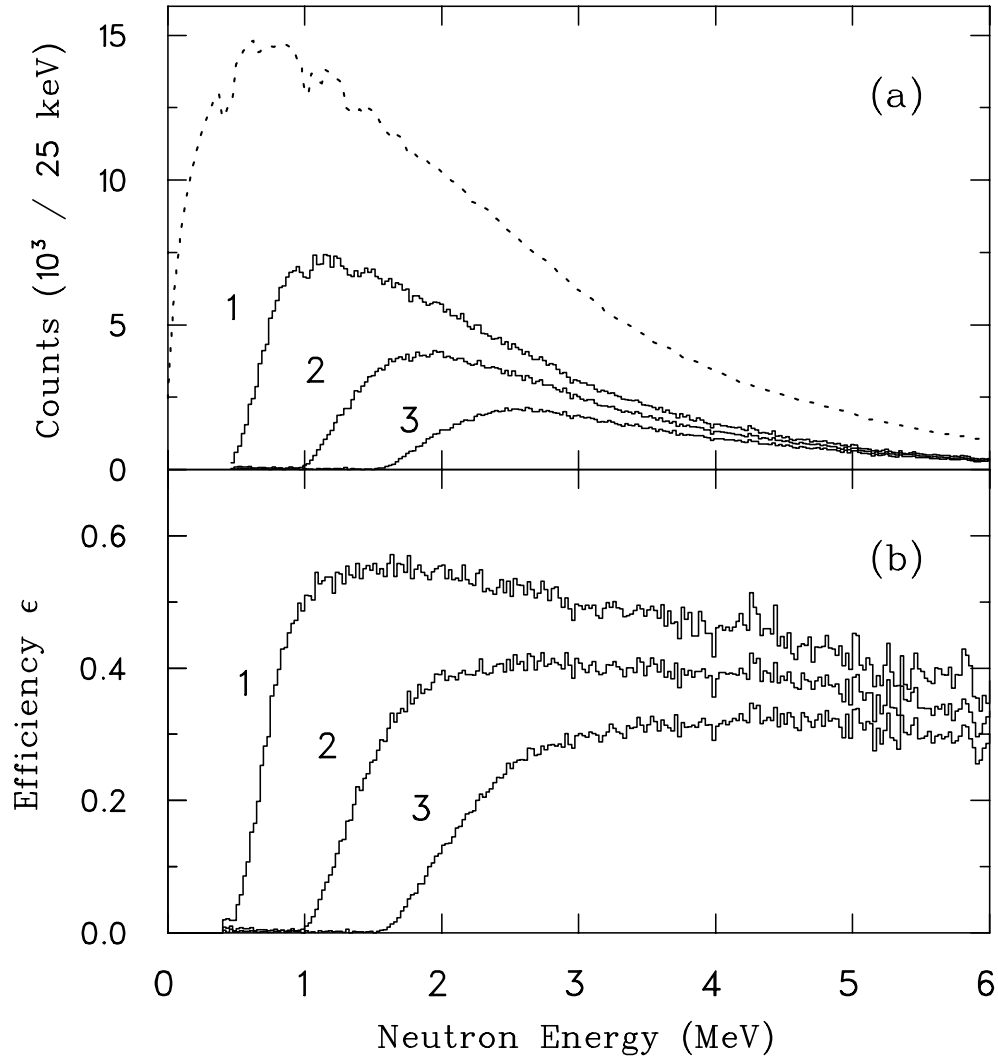


Abb. 3.9: (a) Referenzspektrum (gestrichelt) und gemessene Neutronenspektren für die Schwellen $L_{\text{exp}} = 0.087$ l.u. (1), 0.214 l.u. (2) und 0.411 l.u. (3) und (b) resultierende Ansprechwahrscheinlichkeiten. Die experimentellen Daten beziehen sich auf den Referenzdetektor.

Neutrons durch den Detektor verfolgt und die im Szintillator über Stöße an Protonen und Kohlenstoffkerne übertragene Energie mit Hilfe geeigneter Lichtausbeutefunktionen für beide Kerne in erzeugtes Szintillationslicht umgewandelt.

In die Simulation ging als wichtigste Lichtausbeutefunktion die für Rückstoßprotonen sowie die Schwelle in der Pulshöhe ein. Da die Lichtausbeutefunktion für den untersuchten Referenzdetektor noch nicht bekannt war, wurde die Standard PTB Lichtausbeutefunktion [51] verwendet. Die Unterschiede zur tatsächlichen

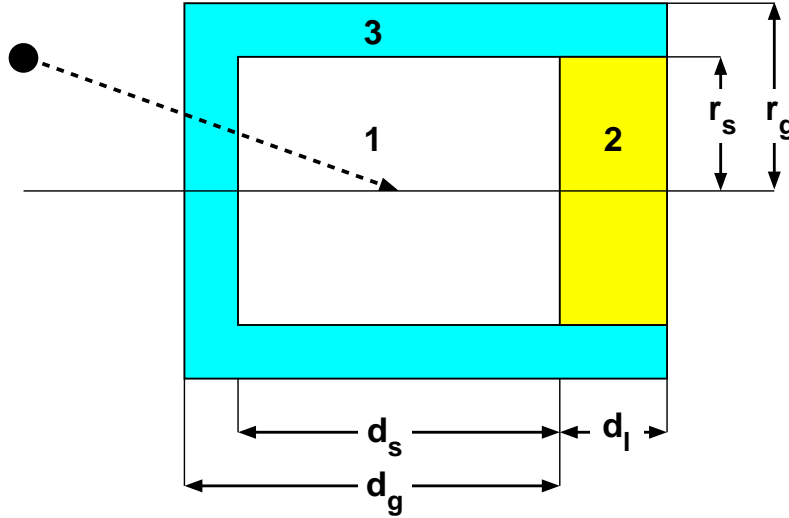


Abb. 3.10: Detektorgeometrie in dem Monte Carlo Programm NEFF7 mit den Materialien (1) Szintillator, (2) Lichtleiter und (3) Aluminium.

Lichtausbeutefunktion zeigten sich besonders im Anstiegsbereich der Ansprechwahrscheinlichkeit, daher konnte die für die Simulation verwendete effektive Schwelle L_{eff} von der experimentell vorgegebenen Schwelle L_{exp} abweichen. Die Rechnung wurde für verschiedene effektive Schwellen L_{eff} so lange durchgeführt, bis die Simulation den Anstiegsbereich der experimentell ermittelten Ansprechwahrscheinlichkeit beschreiben konnte.

Abbildung 3.11 zeigt das Ergebnis einer solchen Anpassung. Dargestellt ist die experimentelle Ansprechwahrscheinlichkeit des Referenzdetektors für die Schwelle $L_{\text{exp}} = 0.165$ l.u. und das Ergebnis der Simulation für die Schwellen $L_{\text{eff}} = 0.160$ l.u. \pm 0.010 l.u. als Funktion der Neutronenenergie.

Im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation lag die experimentelle Ansprechwahrscheinlichkeit im gesamten Energiebereich um etwa 16% zu hoch. Dabei war die Abweichung für niedrige Schwellen größer als bei hohen Schwellen.

Eine Erklärung hierfür könnte die Einstreuung von Neutronen durch den 20 cm hohen sowie 26 cm breiten und 5 cm tiefen zylindrisch durchbohrten Quader aus Polyetyhlen sein, in dem die Detektoren zur Erleichterung der Justage gesteckt hatten. Um den Einfluß des Polyetyhlenquaders auf die Ansprechwahrscheinlichkeit abschätzen zu können, wurde die Materialzuordnung im Programm NEFF7 geändert.

Der den Szintillator umgebende Aluminiummantel wurde durch einen 5 cm starken Mantel aus Polyethylen ersetzt. Die Einstreuung von Neutronen in das Detektorvolumen geschah bevorzugt in der nächsten Umgebung des Szintillators.

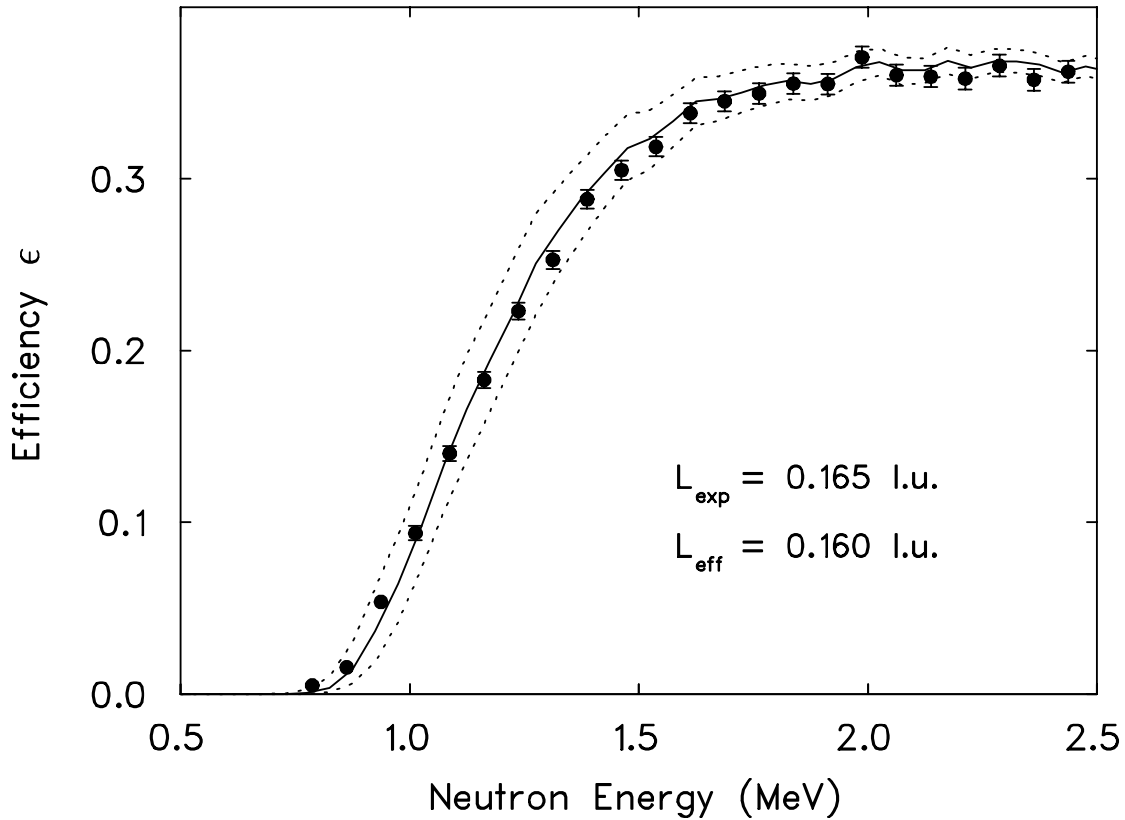


Abb. 3.11: Bestimmung der effektiven Schwelle L_{eff} durch Vergleich der experimentellen Ansprechwahrscheinlichkeit des Referenzdetektors für die Schwelle $L_{\text{exp}} = 0.165$ l.u. und das Ergebnis einer Monte Carlo Simulation für die Schwellen $L_{\text{eff}} = 0.150$ l.u., 0.160 l.u. und 0.170 l.u. (von oben nach unten).

Weiter außen gestreute Neutronen gelangten kaum noch in den Detektor, da sie zuvor eine mehrere Zentimeter lange Strecke im Polyethylen zurücklegen mußten. Der gewählte Mantel war damit eine sinnvolle Näherung für den im Experiment benutzten Quader. Eine Rechnung mit dem Monte Carlo Programm MCNP bestätigte diese Annahme.

Mit der modifizierten Geometrie wurde für verschiedene Schwellen je eine Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit mit und ohne Polyethylenmantel durchgeführt. Im Vergleich zur Simulation ohne Polyethylen stieg die Ansprechwahrscheinlichkeit durch den Polyethylenmantel um 11% - 16%. Dabei nahm der Effekt mit steigender Schwelle ab. Die Ergebnisse dieser Simulation lagen also in der gleichen Größenordnung wie die Abweichung der experimentellen von der erwarteten Ansprechwahrscheinlichkeit und konnten auch die Schwellenabhängigkeit des Einflusses beschreiben.

Für eine exakte Beschreibung ist eine Rechnung in genauer Geometrie notwendig, die sowohl das einstreuende Polyethylen als auch das Aluminiumgehäuse des Detektors berücksichtigt. Eine entsprechende Simulation mit dem Programm MCNP ist vorgesehen. Die Werte für die experimentell ermittelten Ansprechwahrscheinlichkeiten wurden daher schwellenabhängig um 15% - 16% reduziert. Damit ergab sich eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten über den gesamten betrachteten Energiebereich, wie in Abb. 3.12 zu erkennen ist.

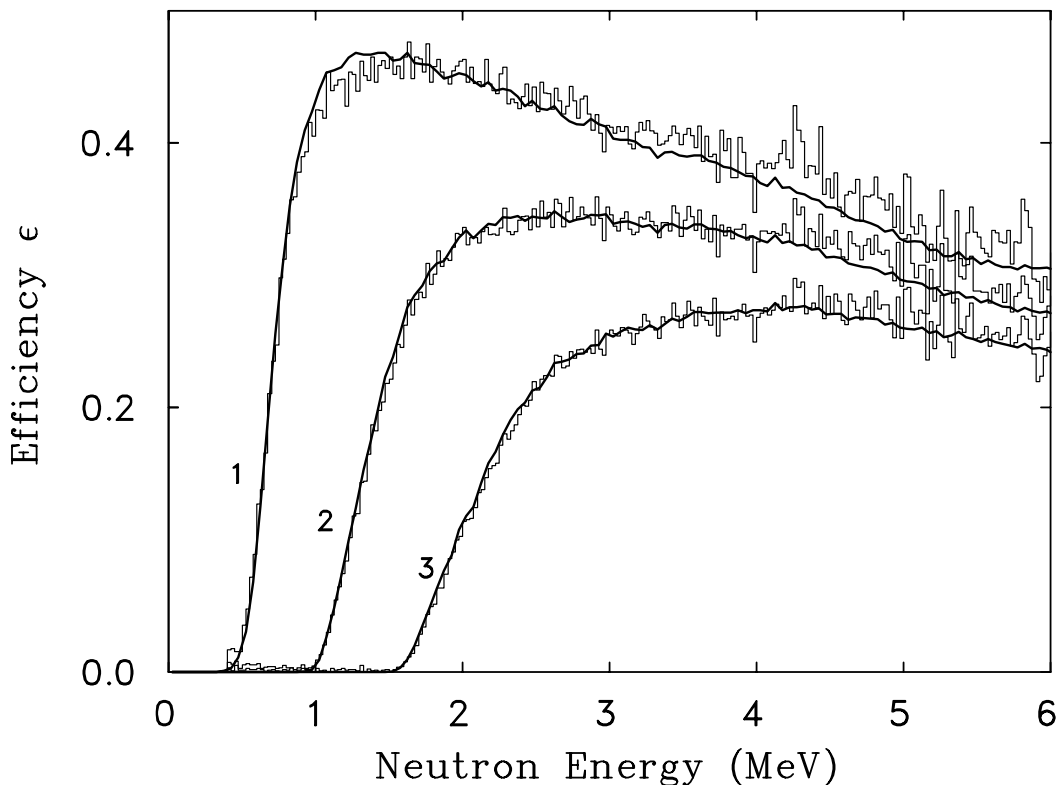


Abb. 3.12: Experimentelle Ansprechwahrscheinlichkeiten des Referenzdetektors bei Schwellen von 0.087 l.u. (1), 0.214 l.u. (2) und 0.411 l.u. (3) im Vergleich mit Ergebnissen einer Rechnung mit dem Programm NEFF7 (starke Kurven).

Aus der Anpassung der berechneten Ansprechwahrscheinlichkeit an die experimentellen Daten ließ sich die der experimentellen Schwelle L_{exp} entsprechende Energie der Rückstoßprotonen E_p bestimmen. Abbildung 3.13 verdeutlicht das dabei angewandte Verfahren.

Aufgetragen ist die experimentell bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit zur Schwelle L_{exp} und die durch die Variation der effektiven Schwelle L_{eff} für die endliche Auflösung des Detektors berechnete Ansprechwahrscheinlichkeit.

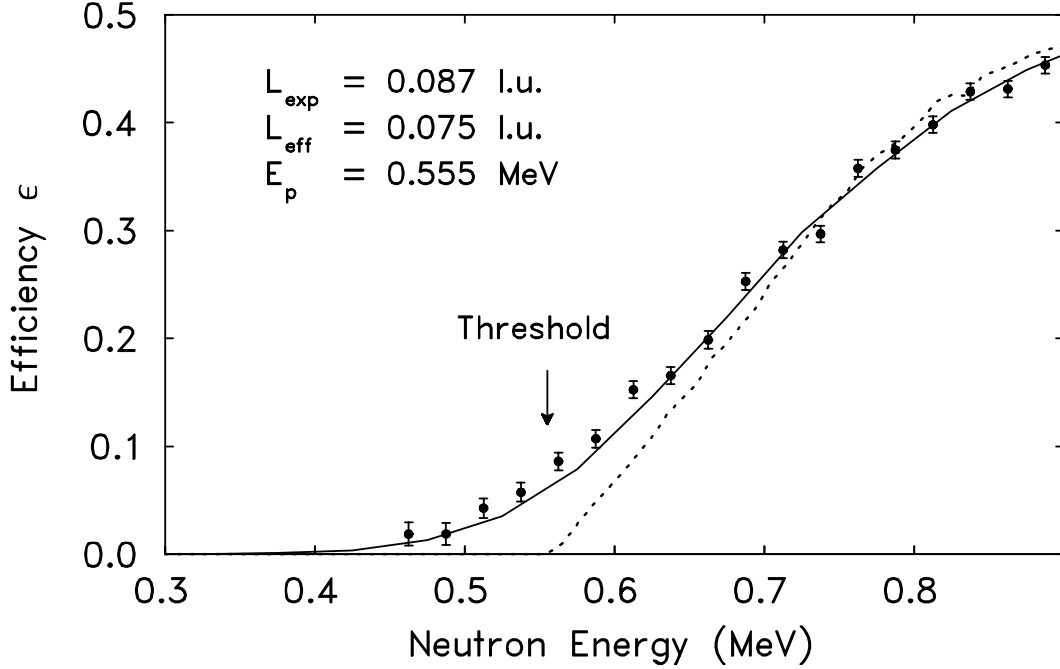


Abb. 3.13: Bestimmung der der experimentellen Schwelle L_{exp} zugeordneten Protonenrückstoßenergie E_p . Die durchgezogene Kurve entspricht einer berechneten Ansprechwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung der endlichen Detektorauflösung für die effektive Schwelle L_{eff} . Die gestrichelte Kurve ist das Ergebnis einer entsprechenden Rechnung mit der Detektorauflösung $\Delta L/L = 0$.

Der effektiven Schwelle ist über die benutzte Standard PTB Protonenlichtausbeutefunktion L_{PTB} eine Rückstoßprotonenenergie mit

$$L_{\text{PTB}}(E_p) = L_{\text{eff}} \quad (3.9)$$

zugeordnet. Eine Simulation des Detektors für eine Detektorauflösung von $\Delta L/L = 0$ zeigt, daß diese Protonenenergie der Schwelle in der experimentellen Ansprechwahrscheinlichkeit zuzuordnen ist. Die höhere experimentelle Effizienz in der Schwellenregion ist durch die endliche Detektorauflösung bedingt. Daraus folgt für die Lichtausbeutefunktion des Detektors an der Stelle E_p : $L(E_p) = L_{\text{exp}}$. Dadurch wurde der Zusammenhang von Protonenenergie E_p und tatsächlicher Lichtausbeutefunktion $L(E_p)$ hergestellt. In Tab. 3.3 sind die Ergebnisse der Analyse für zwölf verschiedene experimentelle Schwellenwerte L_{exp} zusammengefaßt.

Die experimentellen Schwellen lagen höher als die dazugehörigen effektiven Schwellenwerte. Dies bedeutet, daß bei gleicher Protonenenergie E_p die Lichtausbeute des Protons für den untersuchten Detektors höher war als durch die PTB Standard Funktion beschrieben.

Tabelle 3.3: Vergleich der experimentellen Schwellen L_{exp} zu der in der Simulation verwendeten Schwelle L_{eff} und der daraus bestimmten Schwellenenergie E_p für das Rückstoßproton. Die Werte beziehen sich auf den Referenzdetektor.

L_{exp} (l.u.)	L_{eff} (l.u.)	E_p (keV)
0.067(4)	0.055(5)	450(28)
0.087(4)	0.075(5)	560(28)
0.097(4)	0.083(5)	600(24)
0.116(4)	0.105(5)	700(24)
0.142(4)	0.130(5)	800(19)
0.165(4)	0.160(5)	910(19)
0.191(4)	0.185(5)	1000(16)
0.214(4)	0.210(5)	1080(16)
0.263(4)	0.263(5)	1240(14)
0.313(5)	0.315(5)	1380(14)
0.411(5)	0.423(10)	1650(24)
0.509(5)	0.530(10)	1900(23)

Damit war die Standard PTB Funktion keine optimale Wahl für den betrachteten Detektor. Es zeigten sich bereits in früheren Kalibrationsmessungen mit ähnlichen Detektoren Abweichungen von der PTB Standardlichtausbeutefunktion zu höheren Werten hin [52]. In Abb. 3.14 werden einzelne Werte für die Lichtausbeute L_{exp} über der Protonenenergie E_p aufgetragen und mit der PTB Standard Funktion verglichen.

Der Verlauf der Lichtausbeutefunktion bei höheren Protonenenergien wirkte sich nicht auf die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit aus, da einzig entscheidend war, ob die generierte Lichtmenge oberhalb der Schwelle lag. Der in Tab. 3.3 gegebene Zusammenhang zwischen experimenteller Schwelle L_{exp} und effektiver Schwelle L_{eff} ist daher ausreichend für eine Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit bei gegebener experimenteller Schwelle. Der Fehler in der berechneten Ansprechwahrscheinlichkeit war im wesentlichen durch die Unsicherheit bei der Bestimmung der Schwelle gegeben. Die effektiven Schwellen konnten auf ± 0.005 l.u. genau bestimmt werden. Abbildung 3.15 zeigt den Fehler in der berechneten Ansprechwahrscheinlichkeit, wie er sich bei einer Unsicherheit in der effektiven Schwelle von 0.005 l.u. ergab.

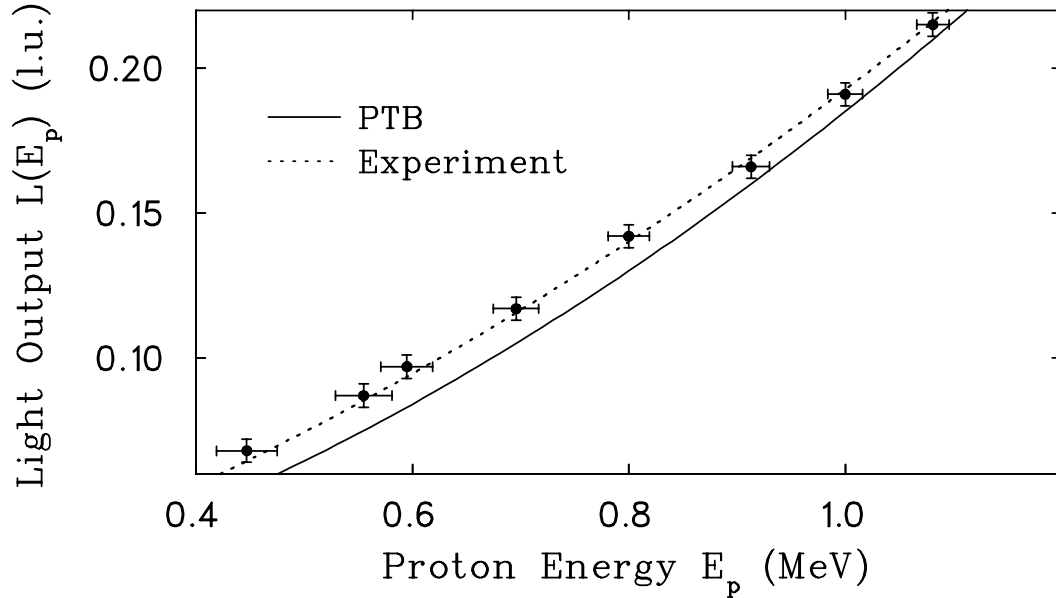


Abb. 3.14: Im Programm NEFF7 verwendete Lichtausbeutefunktion (durchgezogene Linie) im Vergleich zu den experimentellen Datenpunkten für den Referenzdetektor. Die gepunktete Kurve ist eine Ausgleichskurve durch die Datenpunkte.

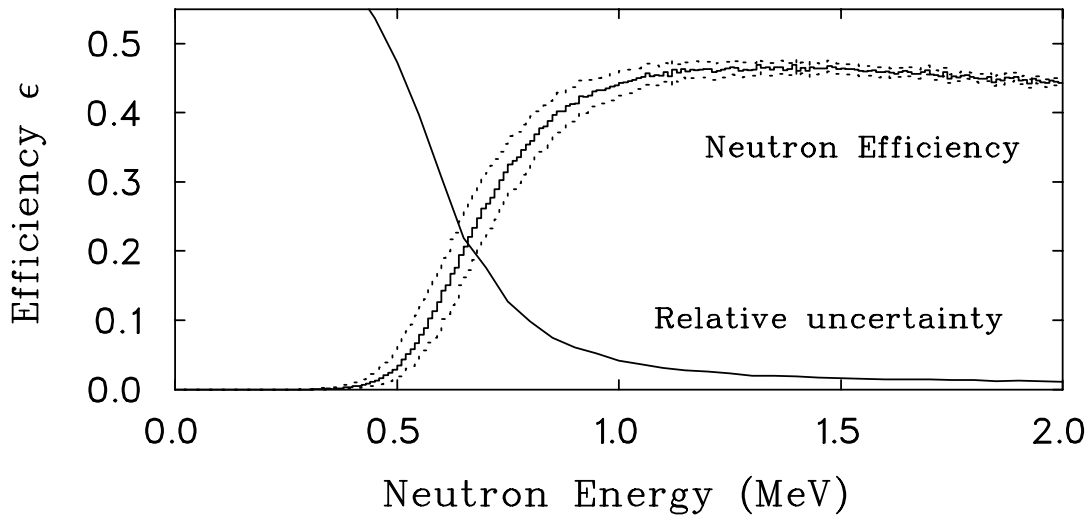


Abb. 3.15: Berechnete Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ bei einer Schwelle von $L_{\text{eff}} = 0.070(5)$ mit Fehlerband (punktierte Kurve) und relativer Fehler durch die Unbestimmtheit in der effektiven Schwelle L_{eff} .

4 Schlußbemerkung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Kalibrierungsmessung von sechs Neutronendetektoren durchgeführt und für den Referenzdetektor ausgewertet. Die Detektoren sollen im geplanten $(e,e'n)$ Koinzidenzexperiment am S-DALINAC eingesetzt werden, bei dem die Anregung im Riesenresonanzbereich und der anschließende Zerfall von ^{48}Ca untersucht wird.

Die Auswertung der Kalibrierungsmessung für den Referenzdetektor lieferte eine effektive Lichtausbeutefunktion der Rückstoßprotonen für niedrige Energien. Diese Lichtausbeutefunktion und die reproduzierbare Eichung des Pulshöhenspektrums mit Standardpräparaten ermöglichen die zuverlässige Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Referenzdetektors im Darmstädter Experiment. Die Vorgehensweise bei der Auswertung der Daten für den Referenzdetektor ist identisch mit der noch ausstehenden Auswertung für die verbleibenden Detektoren und sollte keine weiteren Probleme aufwerfen.

Der Einfluß des Polyethylenquaders auf die Kalibrationsmessung konnte verstanden werden. Eine genaue Simulation mit dem Programm MCNP sollte zu einer exakten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten führen.

Die Bestimmung der Neutronenenergien über die Entfaltung des Rückstoßspektrums der Protonen erfordert die genaue Kenntnis der Lichtausbeutefunktion auch bei höheren Energien. Die weiterführende Auswertung der Kalibrationsmessung wird Aufschluß darüber geben, ob dies mit den bereits aufgesammelten Daten erfolgen kann. Zudem wäre eine weitere zusätzliche Messung an der PTB mit noch höherer Statistik und monoenergetischen Neutronen denkbar. Damit stünde neben der Flugzeitmessung eine weitere Methode zur Bestimmung der Neutronenenergien zur Verfügung, was bei den kurzen Flugwegen im geplanten $(e,e'n)$ Experiment von großem Vorteil wäre.

A Hilfsmittel zur γ -Kalibrierung

Die Wechselwirkung von γ -Quanten mit dem organischen Szintillator der Neutronendetektoren findet für die meisten γ -Eichpräparate über den Compton-effekt statt. Daher ist eine genaue Bestimmung der Lage der Comptonkante im Pulshöhenspektrum eine wesentliche Voraussetzung für eine reproduzierbare γ -Kalibrierung. Zwar lassen sich die Lage des Maximums L_{\max} und die Lage der halben Höhe von diesem Maximum $L_{1/2}$ in der Nähe der Comptonkante direkt aus einem gemessenen Pulshöhenspektrum bestimmen, nicht jedoch die Lage der Comptonkante L_C selbst. Das wird durch Abb. A.1 deutlich. Die Abbildung zeigt ein gemessenes Pulshöhenspektrum von ^{137}Cs , in der auch die Pulshöhen L_{\max} und $L_{1/2}$ eingetragen sind. Die Lage der Comptonkante relativ zu diesen Stellen hängt neben der Detektorgeometrie auch von der Detektorauflösung ab.

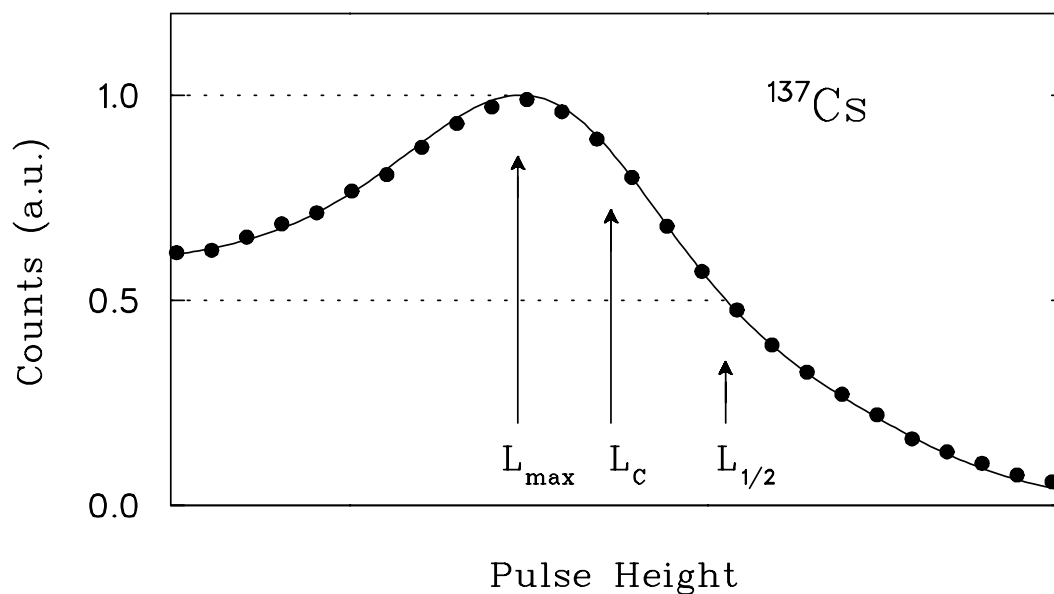


Abb. A.1: Relative Lage der Comptonkante L_C im Pulshöhenspektrum im Vergleich zum Maximum L_{\max} und zur halben Höhe $L_{1/2}$ des Maximums der gemessenen Pulshöhenverteilung.

Um für zukünftige Experimente eine γ -Kalibrierung des Pulshöhenspektrums zu vereinfachen, wurden mit dem Monte Carlo Programm GRESP7 für die wichtigsten γ -Präparate und für verschiedene Detektorauflösungen die Detektorantwort berechnet und daraus die Verhältnisse L_{\max}/L_C und $L_{1/2}/L_C$ bestimmt [27]. Die Ergebnisse sind für einen $5'' \times 2''$ Detektor in den Tabellen A.1 und A.2 zusammengefaßt.

Tabelle A.1: Lage der Comptonkante relativ zum Maximum L_{\max}/L_C der Pulshöhenverteilung .

$\Delta L/L$ (%)	Präparate (L_C in l.u.)							
	^{22}Na	^{137}Cs	^{88}Y	^{22}Na	^{40}K	^{88}Y	^{208}Tl	^{12}C
	0.341	0.477	0.699	1.062	1.244	1.612	2.381	4.198
6	0.964	0.966	0.968	0.971	0.971	0.973	0.975	0.974
8	0.957	0.959	0.960	0.965	0.965	0.967	0.970	0.965
10	0.949	0.952	0.953	0.959	0.959	0.960	0.963	0.958
12	0.941	0.945	0.949	0.955	0.954	0.954	0.957	0.949
14	0.936	0.941	0.942	0.947	0.948	0.947	0.950	0.939
16	0.931	0.936	0.936	0.941	0.944	0.939	0.942	0.928
18	0.924	0.929	0.929	0.935	0.936	0.935	0.933	0.919
20	0.916	0.924	0.923	0.927	0.928			
22	0.911	0.917						
24	0.906	0.910						

Tabelle A.2: Lage der Comptonkante relativ zur halben Höhe des Maximums $L_{1/2}/L_C$ der Pulshöhenverteilung .

$\Delta L/L$ (%)	Präparate (L_C in l.u.)							
	^{22}Na	^{137}Cs	^{88}Y	^{22}Na	^{40}K	^{88}Y	^{208}Tl	^{12}C
	0.341	0.477	0.699	1.062	1.244	1.612	2.381	4.198
6	1.028	1.029	1.031	1.031	1.030	1.030	1.027	1.020
8	1.038	1.039	1.041	1.039	1.038	1.036	1.032	1.024
10	1.048	1.050	1.050	1.045	1.044	1.042	1.038	1.029
12	1.058	1.060	1.057	1.051	1.050	1.047	1.041	1.032
14	1.066	1.067	1.063	1.057	1.056	1.051	1.047	1.038
16	1.073	1.074	1.070	1.061	1.060	1.055	1.051	1.041
18	1.081	1.081	1.074	1.067	1.066	1.061	1.056	1.045
20	1.088	1.088	1.078	1.071	1.070			
22	1.094	1.092						
24	1.099	1.097						

B Untergrund der Flugzeitspektren

Der Untergrund der Neutronenflugzeitspektren besteht aus zwei Anteilen: einem Untergrund an zufälligen Stoppereignissen und einem Untergrund durch unkorrelierte Stoppereignisse. Besonders für niedrige Neutronenenergien macht der Untergrund im Flugzeitspektrum einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag aus. Im folgenden werden die zur Interpretation des Flugzeitspektrums benötigten Gleichungen zusammengestellt. Eine ausführliche Diskussion des Untergrundes gibt [26].

Die Form des Untergrundes an zufälligen Ereignissen läßt sich durch die normierte Verteilung $p_r(t)$ mit

$$p_r(t) = \begin{cases} \frac{A}{1 + A \cdot \tau} & , \quad 0 \leq t \leq \tau \\ \frac{A}{1 + A \cdot \tau} \cdot \exp[-A \cdot (t - \tau)] & , \quad t > \tau \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

beschreiben. Dabei ist A die von der Ionisationskammer detektierten Spaltereignisse. Mit der Spaltrate A_0 und der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ für Spaltfragmente ergibt sich A zu $A_0\epsilon$. τ ist die Totzeit des Diskriminators für die Signale der Ionisationskammer.

Die Verteilung $p_r(t)$ spiegelt die zeitliche Verteilung der Stoppsignale wider. Innerhalb der Totzeit τ ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Stoppsignals konstant. Für Zeiten $t > \tau$ nimmt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Stoppsignals mit zunehmender Zeit t gemäß der Poissonverteilung der Spaltereignisse ab. Abbildung B.1 zeigt die zeitliche Verteilung der Stoppsignale. Dabei wurde die Zeitmessung durch die zur Spaltung zufällig verteilten γ -Ereignisse des Untergrundes gestartet. Eingetragen ist eine Anpassung der Verteilung $p_r(t)$ aus Gl. (B.1) an die Meßwerte. Aus der Anpassung ließ sich die Stelle $t = \tau$ und damit auch der Zeitnullpunkt $t = 0$ für die Zeitmessung bestimmen. Der Wert des Parameters A ergab sich aus dem Abfall des Zeitspektrums und stimmt mit $A = 110000(1600) \text{ s}^{-1}$ gut mit der nachgewiesenen Spaltrate von etwa 115000 s^{-1} überein.

Die gemessene und vom Untergrund zufälliger Ereignisse befreite Flugzeitverteilung $p_m(t)$ unterscheidet sich von der noch unbekanntem wahren Flugzeitverteilung $p_u(t)$ durch den Einfluß unkorrelierter Stoppereignisse, da zur Kalibrationsmessung keine gepulste Neutronenquelle, sondern ^{252}Cf mit den kontinuierlich emittierten Spaltneutronen verwendet wurde.

Für die Kalibrationsmessung lag der spezielle Fall vor, daß innerhalb der Totzeit τ keine zu Neutronenereignissen korrelierten Stoppsignale erwartet wurden.

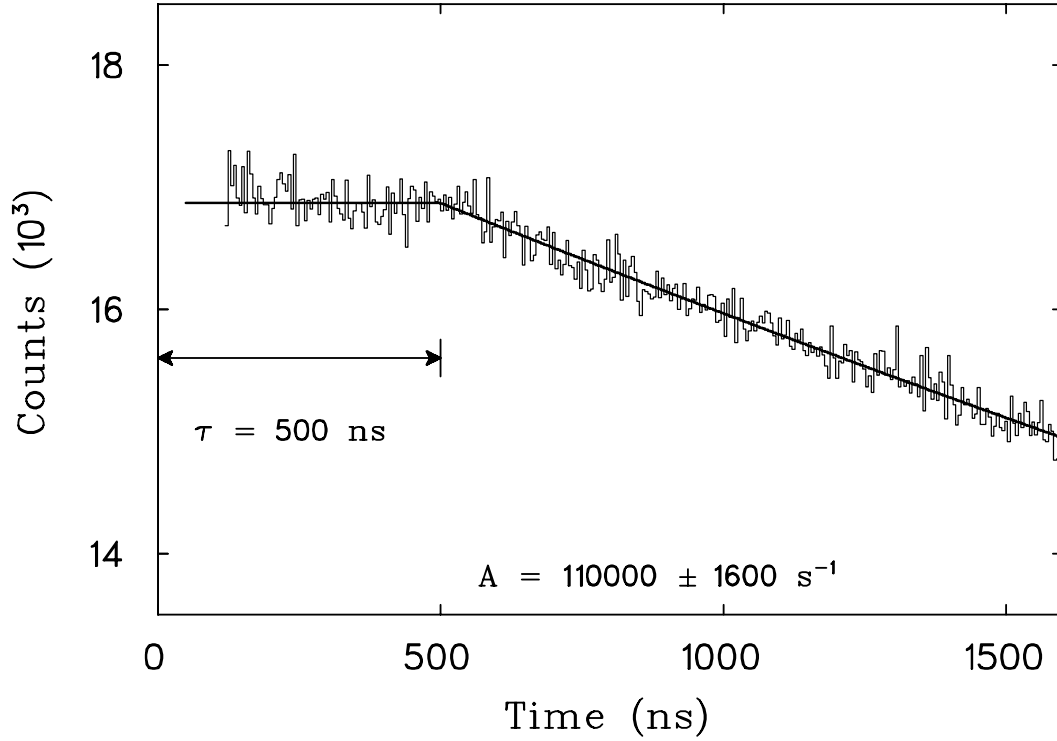


Abb. B.1: Zeitliche Verteilung der Stoppsignale aus der Spaltung des ^{252}Cf . Gestartet wurde die Zeitmessung mit den dazu zufällig verteilten γ -Ereignissen. Eingezeichnet ist eine Anpassung der Verteilung $p_r(t)$ aus Gl. (B.1) an die Datenpunkte und die daraus erhaltene Stelle $t = \tau$ sowie die Spaltrate A .

In diesem Fall ergibt sich die gemessene Verteilung $p_m(t)$ aus der Neutronenflugzeitverteilung $p_u(t)$ zu:

$$p_m(t) = \begin{cases} \frac{A}{1 + A \cdot \tau} & , \quad 0 \leq t \leq \tau \\ \frac{1}{1 + A \cdot \tau} \exp[-A \cdot (t - \tau)] \\ \times [p_u(t) + A \cdot \int_t^\infty p_u(t_1) dt_1] & , \quad t > \tau. \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

Im Grenzfall sehr geringer Spaltraten ($A \approx 0$) geht Gl. (B.2) in $p_m(t) \approx p_u(t)$ über. Das gemessene Zeitspektrum stimmt also etwa mit dem Neutronenflugzeitspektrum überein. Für die hohen Spaltraten der Kalibrationsmessung ist der Einfluß unkorrelierter Stopps jedoch nicht mehr zu vernachlässigen.

Durch Iteration kann aus der gemessenen Verteilung $p_m(t)$ mit Hilfe von Gl. (B.2) auf die Flugzeitverteilung $p_u(t)$ geschlossen werden. Im ersten Iterationsschritt wird der Integrand $p_u(t)$ in Gl. (B.2) durch $p_m(t)$ ersetzt. Schon die erste Iteration führt in der Regel zur Konvergenz. In der Auswertung der Kalibrationsmessung wurde nur dieser erste Iterationsschritt durchgeführt. Die Entfaltung des gemessenen Flugzeitspektrums beschränkt sich dabei nicht auf den Abzug des Untergrundes unkorrelierter Stoppereignisse, sondern korrigiert auch den Verlust an Ereignissen durch vorzeitige Stopps.

Literatur

- [1] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, P. Hoffmann-Stascheck, C. Lüttge, U. Nething, K. Rühl, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, O. Titze, J. Töpfer and H. Weise, Nucl. Phys. **A553** (1993) 841c.
- [2] K. Alrutz–Ziemssen, D. Flasche, H.-D. Gräf, V. Huck, M. Knirsch, W. Lotz, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, A. Stascheck, W. Voigt, H. Weise and W. Ziegler, Proc. Part. Acc. Conf., **29** (1990) 53.
- [3] A. Stascheck, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [4] J. Enders, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [5] H. Bauer, Diplomarbeit TH Darmstadt (1995).
- [6] J. Gotthardt, Diplomarbeit TH Darmstadt (1994).
- [7] Th. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer and H. Theissen, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 17.
- [8] R. Pitthan and Th. Walcher, Phys. Lett. **36B** (1971) 563.
- [9] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo and O. Scholten, Phys. Lett. **137B** (1984) 27.
- [10] D. Bohle, G. Kuchler, A. Richter and W. Steffen, Phys. Lett. **148B** (1984) 260.
- [11] N. Lo Iudice and F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1532.
- [12] M. Knirsch, Dissertation TH Darmstadt (1991).
- [13] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, D.I. Sober, S.K. Matthews and B.A. Brown, Phys. Rev. **C53** (1996) 127.
- [14] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, A. Richter, Nucl. Phys. **A606** (1996) 183.
- [15] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D.I. Sober, S.K. Matthews and L.W. Fagg, Nucl. Instrum. Meth. **A366** (1995) 325.
- [16] C. Lüttge, Dissertation TH Darmstadt (1994).
- [17] F. Neumeyer, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung.

- [18] B. Reitz, Diplomarbeit TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [19] P. von Neumann-Cosel, H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, A.A. Cowley, R.W. Fearick, J.J. Lawrie, S.J. Mills, R.T. Newman, J.V. Pilcher, F.D. Smit, Z.Z. Vilakazi and D.M. Wittal, Nucl. Phys. **A569** (1994) 373c.
- [20] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch and J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.
- [21] H. Diesener, U. Helm, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder and S. Strauch, Phys. Lett. **352B** (1995) 201.
- [22] U. Helm, Dissertation TH Darmstadt (1990).
- [23] H. Diesener, Dissertation TH Darmstadt (1995).
- [24] A. Stiller, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [25] S. Strauch, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung.
- [26] R. Böttger, H. Klein, A. Chalupka and B. Strohmaier, Nucl. Sci. and Eng. **106** (1990) 377.
- [27] G. Dietze and H. Klein, Nucl. Instr. and Meth. **193** (1982) 549.
- [28] H.J. Brede, M. Cosack, G. Dietze, H. Gumpert, S. Guldbakke, R. Jahr, M. Kutscha, D. Schlegel-Bickmann and H. Schölermann, The Braunschweig Accelerator Facility for Fast Neutron Research I. Building Design and Accelerators, Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980) 349.
- [29] D. Schlegel-Bickmann, G. Dietze and H. Schölermann, Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980) 517.
- [30] Bicron Corporation, Newbury, Ohio, USA.
- [31] Philips Photomultiplier Tubes, Philips, Hamburg.
- [32] Nuclear Enterprises, Sighthill, Edinburg, Scotland.
- [33] F.D. Brooks, Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 477.
- [34] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, ed. John Wiley and Sons (1979), New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore.
- [35] Bicron Corporation, Newbury, Ohio, USA, BC501A Datenblatt.

- [36] P. Sperr, H. Spieler, M.R. Maier and D. Evers, Nucl. Instr. and Meth. **162** (1979) 477.
- [37] M.L. Roush, M.A. Wilson, and W.F. Hornyak, Nucl. Instr. and Meth. **31** (1964) 112.
- [38] J. Bialkowski, M. Moszynski and D. Wolski, Nucl. Instr. and Meth. **A275** (1989) 322.
Bartek, Puls Shape Selector PSS 1220, Instruction Manual, Swierk (1996).
- [39] Programm MULTI-M, Fa. W-ie-Ne-R (1990), Burscheid.
- [40] L.J. Perkins, M.C. Scott, Nucl. Instr. and Meth. **166** (1979) 451.
- [41] L. Büermann, S. Ding, S. Guldbakke, H. Klein, T. Novotny and M. Tichy, Nucl. Instr. and Meth. **A332** (1993) 483.
- [42] G. Dietze, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26 (1979) 398.
- [43] H. Schölermann and H. Klein, Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980) 25.
- [44] P. Sparrmann, J. Lindskog and A. Marelius, Nucl. Instr. and Meth. **41** (1966) 299.
- [45] J. Cub, Diplomarbeit (1987), Universität Erlangen-Nürnberg.
- [46] Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VI, Brookhaven National Laboratory (1990), Tape 200.
- [47] W. Mannhart, 6th ASTM-EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry, Jackson Hole, Wyoming (1987).
- [48] B.R.L. Siebert, Interner Bericht, PTB Neutr. Dos. Nr. 29, (1978).
- [49] Monte Carlo N-Particle Transport Code System, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico.
- [50] G. Dietze und H. Klein, PTB-Bericht ND-22, Braunschweig (1982).
Ergänzung: *How to use the version 7 of the MC-codes NRESP and NEFF*, private Mitteilung (1995).
- [51] M. Tichy, H. Klein and J. Pulpan, Laborbericht PTB-7.2-92-1, Braunschweig (1992).
- [52] V. Kunze, W.-D. Schmidt-Ott, U. Bosch-Wicke, R. Böttger and H. Klein, Nucl. Instr. and Meth. **A361** (1995) 263.

Danksagung

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, am Aufbau eines faszinierenden Experimentes teilnehmen zu dürfen. Sein ständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit und seine Begeisterung für die Physik waren für mich stets motivierend.

Herrn Dr. H. Klein von der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Braunschweig gilt mein besonderer Dank für die zahlreichen Diskussionen und Ratschläge bei der Durchführung und Auswertung der Kalibrationsmessung. Durch den zur Verfügung gestellten Meßplatz am Vielkanalkollimator der PTB wurde diese Arbeit erst ermöglicht.

Herrn Dr. P. von Neumann-Cosel danke ich für die Hilfestellung beim Anfertigen dieser Arbeit.

Herrn Dr. G. Schrieder danke ich für seinen Einsatz, diese Arbeit rechtzeitig abschließen zu können.

Für die mühevollen Einführung in GEANT habe ich Herrn Dipl. Phys. N. Huxel zu danken.

Die Herren Dr. R. Böttger, Dr. W. Mannhart und Dr. D. Schmidt von der PTB Braunschweig standen mir mit Rat und Tat während der gesamten Messung zur Seite. Dafür möchte ich mich herzlich bedanken.

Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dipl. Phys. Steffen Strauch für die hervorragende Betreuung während meiner gesamten Diplomandenzeit bedanken. Seine grenzenlose Hilfsbereitschaft und seine freundliche Art werden mir in bester Erinnerung bleiben.

Allen weiteren, hier nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich für die angenehme Atmosphäre danken, die zu jeder Zeit geherrscht hat.