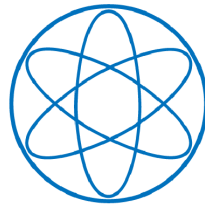


LEHRSTUHL E15
PHYSIK - DEPARTMENT



Bestimmung des
Antineutrinospektrums der
Spaltprodukte von ^{238}U

DIPLOMARBEIT

NILS-HOLGER HAAG
22. JULI 2008



TECHNISCHE UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Zusammenfassung

Die Theorie der Neutrinooszillationen hat sich als Erweiterung des Standardmodells der Teilchenphysik etabliert. In einer Reihe von Experimenten wurden einige der die Neutrinomischung bestimmenden Parameter, wie die Differenzen der Neutrinomassenquadrate Δm_{ij}^2 und die Mischungswinkel ϑ_{12} und ϑ_{23} , gemessen. Für den letzten noch unbekanntem Mischungswinkel ϑ_{13} kann allerdings bisher nur die durch das CHOOZ Experiment erhaltene obere Grenze von $\sin^2(2\vartheta_{13}) < 0.19$ angegeben werden. Das im Bau befindliche DOUBLE CHOOZ Experiment hat sich zum Ziel gesetzt, die Grenze von $\sin^2(2\vartheta_{13})$ auf 0.03 zu senken, oder gegebenenfalls höher liegende Werte zu verifizieren. Es wird durch den Antineutrinoefang an den Protonen eines Flüssigszintillators das von den beiden Kernen eines Reaktorkomplexes emittierte $\bar{\nu}_e$ -Spektrum aufnehmen. Hierfür werden zwei nahezu identische Detektoren konstruiert. Ein naher Detektor wird im Abstand von 250 - 300 m das durch Oszillationen unveränderte Reaktorstartspektrum messen, wodurch ein zweiter Detektor in einer Entfernung von 1050 m zu den Reaktorkernen die minimalen oszillationsbedingten Unterschiede in spektraler Form und absolutem $\bar{\nu}_e$ -Fluss ermitteln kann. Da der ferne Detektor früher fertiggestellt sein wird, muss bis zum Messbeginn des nahen Detektors die Analyse der Daten auf Berechnungen und Simulationen des Reaktorstartspektrums zurückgreifen. Die Antineutrinos entstehen in den Betazerfällen der Spaltprodukte der Isotope im Reaktorkern, weshalb die Spektren aller beteiligten Isotope wichtige Eingangsparameter für die Berechnungen sind. Im Gegensatz zu den Spektren von ^{235}U , ^{239}Pu und ^{241}Pu , die den Großteil der Reaktorleistung tragen, ist das mit 8 % an der Leistung des Reaktors beteiligte Spektrum des ^{238}U bisher nicht bekannt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb ein Experiment entworfen und umgesetzt, das die Bestimmung dieses verbleibenden, unbekanntem Spektrums mit 10 % Genauigkeit erlaubt.

In *Kapitel 1* wird eine allgemeine Einführung in die Theorie der Neutrinooszillationen gegeben. Zudem wird anhand des Reaktor-neutrinoexperimentes DOUBLE CHOOZ die Motivation für eine Bestimmung des ^{238}U -Spaltspektrums erläutert.

Kapitel 2 beschäftigt sich mit dem Grundkonzept der Messung und den Prinzipien der Uranspaltung, sowie der Herstellung des Neutronenstrahls am FRM II, an dem das Experiment durchgeführt wurde.

Die Detektionsmethoden sowie das gesamte experimentelle Setup werden in *Kapitel 3* erklärt. Hier werden zudem die physikalischen Grundlagen und

die Geometrie des entwickelten gammaunterdrückenden Elektronenteleskops diskutiert, welches aus einem Plastikszieltillator, einem Photomultiplier und einer Vieldrahtkammer besteht.

In *Kapitel 4* werden die durchgeführten Messungen präsentiert und deren Resultate diskutiert. Anhand der Exposition zweier baugleicher Targets aus Natururan sowohl in einem thermischen, als auch in einem schnellen Neutronenstrahl bei identischem Versuchsaufbau konnte einerseits das schon bekannte ^{235}U -Spektrum andererseits das bisher unbekannte ^{238}U -Spektrum bestimmt werden. Der Vergleich des gemessenen ^{235}U -Spektrums mit dem bekannten Referenzspektrum aus Messungen am BILL-Magnetspektrometer am ILL in Grenoble führte zu einer Kalibration des Systems, durch die eine Vielzahl systematischer Fehler ausgeschlossen werden konnten. Messungen der Detektorcharakteristika konnten die Energieauflösung des Systems zu 8.5 % bei 1 MeV und eine Unterdrückung der hauptsächlich zum Untergrund beitragenden γ -Strahlung zu besser als 99.4 % bestimmen. Es konnten Eich- und Kalibrationsmessungen mit verschiedenen Quellen und Targets durchgeführt und die beiden Urantargets bestrahlt werden. Die erhaltenen Spektren wurden mit Hilfe einer Gammaskopie messung normiert und anhand des Nachweises der Zerfälle der gleichen langlebigen Spaltprodukte von ^{235}U und ^{238}U das Verhältnis der Spalttraten im thermischen und im schnellen Neutronenstrahl zu 19:1 bestimmt. Aus der ^{235}U -Messung konnte eine Responsefunktion extrahiert werden, die es ermöglichte, aus den gemessenen ^{238}U -Daten das ^{238}U -Betasummenspektrum zu erhalten. Dieses Betasummenspektrum wurde in das gewünschte Antineutrinospektrum der ^{238}U -Spaltprodukte konvertiert.

Kapitel 5 fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und enthält einige Vorschläge, wie die Sensitivität und Stabilität des Systems verbessert werden können.

Es konnte gezeigt werden, dass mit diesem Versuchsaufbau eine Messung des Betaspektrums der Spaltprodukte von ^{238}U in direkter Nähe zu einem Reaktorkern möglich ist. Mit vorläufigen Analysen einer ersten Strahlzeit konnte auch das angestrebte Antineutrinospektrum bestimmt werden. Schwankungen in der Verstärkung der Signale, sowie ein nichtlineares Verhalten der Signalverarbeitung ab einer Energie von 5 MeV aufgrund eines Fehlverhaltens in der Elektronik resultierten jedoch in einer Einschränkung des betrachteten Energiebereiches auf 2.5 bis 5.5 MeV. Nach dem Austausch der defekten Elektronik wird innerhalb einer zweiten Strahlzeit mit dem in dieser Arbeit entworfenen Aufbau eine Messung des Betasummenspektrums der Spaltprodukte von ^{238}U und eine Konversion in das Antineutrinospektrum mit einer Genauigkeit von 10 % möglich sein.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung: Neutrinooszillationen und das DOUBLE CHOOZ Experiment	1
1.1	Grundlagen der Neutrinooszillationen	1
1.2	Das DOUBLE CHOOZ Experiment	4
1.3	Die Rolle des ^{238}U -Antineutrinospektrums	9
2	Grundlegende Konzepte	15
2.1	Messprinzipien	15
2.2	Prinzipien der Uranspaltung	16
2.3	Der Neutronenstrahl	19
2.3.1	Die Erzeugung des Neutronenstrahls	19
2.3.2	Der Nectar-Strahlplatz	21
3	Der experimentelle Aufbau	25
3.1	Der Detektor	25
3.2	Der mechanische Aufbau	27
3.3	Die Detektorkomponenten	31
3.3.1	Der Szintillator	31
3.3.2	Die Vieldrahtkammer	37
3.3.3	Die Mylar-Trennfolie	47
3.4	Der Messplatz	49
3.5	Die Elektronik	51
4	Messungen und Resultate	57
4.1	Verwendete Targets und Quellen	57
4.2	Physikalische Eigenschaften der Vieldrahtkammer	59
4.2.1	Das Pulshöhenspektrum	59
4.2.2	γ -Diskriminierung	61
4.2.3	Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen	64
4.3	Auflösung und Detektorresponse	64
4.4	Energieeichung	66

4.5	Die Uranmessungen	72
4.5.1	Quellen des Untergrundes	72
4.5.2	Messung der Uran-Betaspektren	76
4.5.3	Diskussion der Spektren	82
4.5.4	Die ^{235}U -Kalibration	85
4.6	Beta- und Antineutrinospektrum von ^{238}U	93
5	Zusammenfassung und Ausblick	99
5.1	Zusammenfassung	99
5.2	Ausblick	101
A	Abbildungen	I
	Abbildungsverzeichnis	VI
	Tabellenverzeichnis	VII
	Bibliographie	IX

Kapitel 1

Einführung: Neutrinooszillationen und das DOUBLE CHOOZ Experiment

1.1 Grundlagen der Neutrinooszillationen

Im Jahre 1930 postulierte Pauli erstmals das Neutrino [Pau61, Sch97], um im Betazerfall die physikalischen Grundprinzipien der Erhaltung von Energie, Impuls und Spin zu gewährleisten. Im Experiment von Cowan und Reines [Cow56] konnte das Neutrino erstmals experimentell nachgewiesen werden. Seitdem ist es unter anderem in die Modelle zahlreicher kosmischer und stellerer Vorgänge [Aha06, And04, Jan06a, Sum06] integriert worden. Im Standardsonnenmodell [Bah05] zum Beispiel ist die Produktionsrate der $\bar{\nu}_e$ direkt mit der abgestrahlten Leistung der Sonne verknüpft, wodurch das Neutrino als direkte Sonde zur Untersuchung der Struktur und der Fusionsbereiche im Inneren der Sonne verwendet werden kann¹. Durch das Experiment von Davis [Dav68] im Jahre 1968 wurde allerdings eine deutliche Diskrepanz zwischen dem erwarteten und dem tatsächlichen Fluss dieser solaren Elektronenneutrinos auf der Erde festgestellt. Dass die Anzahl der von der Sonne kommenden Elektronenneutrinos nur etwa der Hälfte [Alt05a] der von der Theorie des Sonnenmodells vorhergesagten entsprach, wurde als das *solare Neutrinoproblem* [Hax95] bezeichnet und führte letztlich zusammen mit neueren Messungen² zu einer Erweiterung des Standardmodells der Teilchenphysik. Das Standardmodell [Alt05b], in welchem die Theorie der Elementarteilchen

¹Zum Vergleich: Ein Photon aus dem Kern der Sonne benötigt etwa 10^5 Jahre, um an die Oberfläche zu diffundieren, während die meisten Neutrinos direkt entkommen.

²[Aba91, Ada08, Aha06, Ahn06, Ali02, Alt05a, Apo93, Ham99, Ish04, Sue04]

und deren Wechselwirkungen zusammengefasst ist, beschreibt die drei Neutrinosorten als masselose Partikel, die zusammen mit Elektron, Myon und Tauon - und ihren entsprechenden Antiteilchen - den leptonischen Sektor bilden:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

In jedem Vertex der schwachen Wechselwirkung muss hierbei die Leptonenfamilienzahl erhalten sein³. Durch die Einführung von Neutrinomassen ist es aber möglich, dass sich die einzelnen Flavours während der Propagation ineinander umwandeln, wobei der Gesamtfluss an Neutrinos erhalten bleibt. Die Theorie dieser Neutrinomischung beruht darauf, dass die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, in denen die Neutrinos erzeugt und nachgewiesen werden, nicht den Masseeigenzuständen, in denen sie propagieren, entsprechen, sondern eine Überlagerung darstellen. Mittels der Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata - Matrix (PMNS) kann diese Mischung beschrieben werden [Bil99]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

ν_e , ν_μ und ν_τ sind hierbei die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung und ν_i ($i = 1, 2, 3$) die Masseneigenzustände. Die Elemente der unitären PMNS-Matrix U lassen sich über die Mischungswinkel ϑ_{ij} und drei komplexe Phasen parametrisieren:

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \\ &\times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{\frac{i}{2}\alpha_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{\frac{i}{2}\alpha_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2) \end{aligned}$$

Hierbei sind s_{ij} und c_{ij} die Abkürzungen für $\sin(\vartheta_{ij})$ bzw. $\cos(\vartheta_{ij})$ und δ die CP-verletzende Phase. Die beiden hypothetischen Majoranaphasen α_i , die

³Innerhalb einer Familie wird jedem Teilchen der Wert 1 und jedem Antiteilchen der Wert -1 zugeordnet. Die Summe dieser Werte muss in einer Reaktion der schwachen Wechselwirkung erhalten bleiben.

nur auftreten, wenn Neutrinos Majoranateilchen sind⁴, sind für die Oszillationen nicht von Belang und sollen hier nicht weiter betrachtet werden.

Dieser Formalismus führt auf eine Oszillationsformel, mit der beispielsweise die Überlebenswahrscheinlichkeit $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ berechnet werden kann. Diese gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein entstandenes Elektronantineutrino mit der Energie E im Abstand L vom Produktionsvertex auch als ein solches detektiert werden kann [Bil02]:

$$\begin{aligned}
 P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1 & - 4s_{13}^2 c_{13}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\
 & - c_{13}^4 s_{12}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\
 & + 2s_{13}^2 c_{13}^2 s_{12}^2 \cdot \\
 & \cdot \left\{ \cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} - \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \right) - \cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

Hier ist noch die Differenz der Massenquadrate $\Delta m_{ij}^2 := m_i^2 - m_j^2$ eingeführt worden. Festzustellen ist, dass diese Oszillationen nur stattfinden, wenn nicht alle Neutrinomassen gleich groß - im Besonderen also Null - sind⁵. Die Mischungswinkel bestimmen die Amplituden der Oszillation, wohingegen die Wellenlänge bei festem Abstand zur Quelle und bekannten Δm^2 mit der Energie variiert. Die bisher bekannten Größen und Limits der Parameter in der Oszillationsformel sind in Tabelle (1.1) zusammengestellt [PDG08].

Aus der Oszillationsformel (1.3) und Abb. (1.2) ist erkennbar, dass die durch Δm_{21}^2 und ϑ_{12} bedingten Oszillationen bei Längenskalen, wie sie bei dem im nächsten Abschnitt erläuterten DOUBLE CHOOZ Experiment auftreten, nur eine zu vernachlässigende Rolle spielen. Die Mischung kann also wie ein effektives Zweikomponenten-System behandelt werden, in der sich Formel (1.3) näherungsweise vereinfacht zu:

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1 - \sin^2(2\vartheta_{13}) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 [eV^2] \cdot L [m]}{E_{\bar{\nu}_e} [MeV]} \right) \tag{1.4}$$

Während die beiden Mischungswinkel ϑ_{12} und ϑ_{23} groß sind, ist bislang nicht klar, ob ϑ_{13} einen endlichen Wert hat. Einige Experimente haben sich

⁴Als Majoranateilchen bezeichnet man Partikel, die ihre eigenen Antiteilchen sind, wohingegen diejenigen, bei denen zwischen Teilchen und Antiteilchen unterschieden werden kann, als Diraceteilchen bezeichnet werden [Sch97].

⁵Bisher können für alle Neutrinomassen nur obere Grenzen angegeben werden: $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV}$, $m_{\nu_\mu} < 0.18 \text{ MeV}$ und $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}$ [PDG08].

$\sin^2(2\vartheta_{12})$	Δm_{21}^2 [eV ²]	$\sin^2(2\vartheta_{23})$	Δm_{32}^2 [eV ²]	$\sin^2(2\vartheta_{13})$
$0.86^{+0.03}_{-0.04}$	$(8.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$	> 0.92	$(1.9 - 3.0) \cdot 10^{-3}$	< 0.19

Tabelle 1.1: Die bisher bekannten Parameter, die in die Neutrinooszillationen mit eingehen [PDG08]. Unbekannt ist allerdings, welches Vorzeichen Δm_{32}^2 hat, also ob m_3 größer ist als m_1 und m_2 , oder umgekehrt [Kin04]. In der Massenhierarchie steht durch die Untersuchung des MSW-Effektes [Fog04] lediglich fest, dass $m_2 > m_1$.

zum Ziel gesetzt, den Wert dieses letzten unbestimmten Winkels zu messen [Anj05, Day06, Kop05, Oya05], unter ihnen das an der französisch/belgischen Grenze im Bau befindliche DOUBLE CHOOZ Experiment.

1.2 Das DOUBLE CHOOZ Experiment

Das Reaktorantineutrinoexperiment DOUBLE CHOOZ [Ard04] ist der direkte Nachfolger des 1998 beendeten CHOOZ Experiments [Apo93], das das derzeit beste Limit für ϑ_{13} setzen konnte (siehe Tab. (1.1)). Anders als bei dem Vorgänger sind in DOUBLE CHOOZ zwei identische Detektoren geplant, die bei verschiedenen Abständen zu den Kernen der Choozreaktoren (siehe Abb. 1.1) das Antineutrinospektrum messen, um, falls $\vartheta_{13} \neq 0$, die durch Oszillationen bedingte spektrale Veränderung sowie den kleineren $\bar{\nu}_e$ -Fluss zu erfassen.

Der ferne Detektor wird an der schon bei CHOOZ genutzten Position im Abstand von 1050 m zu den beiden Reaktorkernen gebaut und somit nahe dem Ort des erwarteten lokalen Minimums für die Überlebenswahrscheinlichkeit $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ liegen (siehe Abb. (1.2)). Im Gegensatz dazu wird der nahe Detektor in einer Entfernung von etwa 300 m das durch Oszillationen noch nahezu unveränderte Reaktorstartspektrum sehen. Mit dieser Methode können der anfängliche Neutrinofluss und dessen spektrale Form, zwei maßgebliche Fehlerquellen im vorigen CHOOZ-Experiment, genau bestimmt werden. Die beiden baugleichen Detektoren bestehen aus jeweils mehreren ineinander liegenden Acryl- und Stahltanks (siehe Abb. (1.3)):

- Ein zu 0.09 % mit Gadolinium dotierter Flüssigszintillator, der das sogenannte *Neutrinotarget* darstellt, befindet sich im innersten Plexiglastank. Die in diesem *fiducial volume* deponierte Energie der Antineutrinos wird in Szintillationslicht umgewandelt, welches durch der

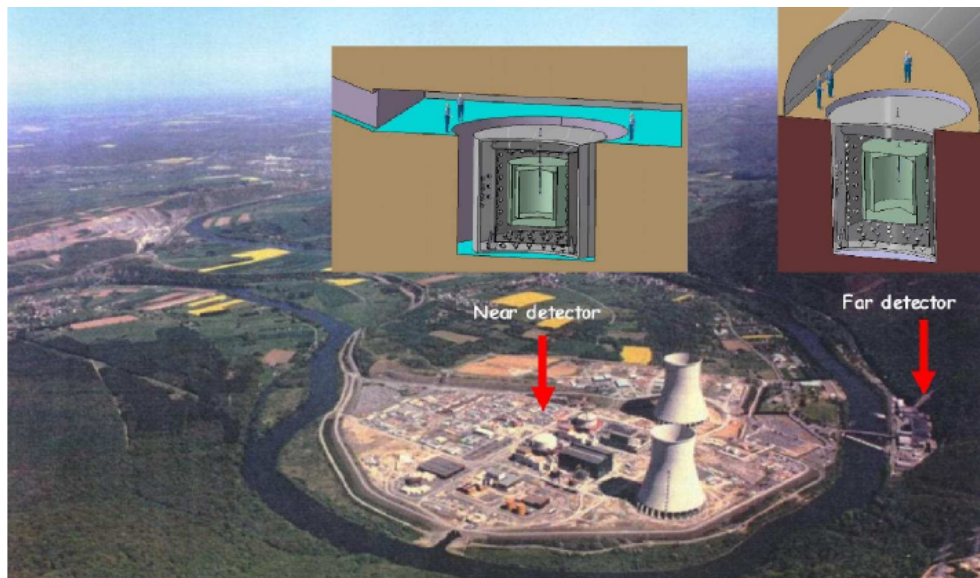


Abbildung 1.1: Die Lage der DOUBLE CHOOZ Detektoren bezüglich der beiden Reaktorkerne. Die Kerne befinden sich in den weißen zylindrischen Gebäuden links der Kühltürme. Aus [Ard04]

Flüssigkeit beigemischte Wellenlängenschieber in Frequenzen geschoben wird, die eine höhere freie Weglänge im Szintillator haben.

- Ein weiterer, aber undotierter Flüssigszintillator befindet sich um das Target herum in einem Acryltank. Dieser sogenannte Gamma-Catcher sorgt für die volle Energieabsorption der entstandenen γ -Strahlung aus dem n-Einfang am Gadolinium. Dadurch wird gewährleistet, dass auch die am Rand des Neutrinotargets entstandenen Gammaquanten ihre Energie durch Photo-, Compton- oder Paarbildungseffekt im Szintillator deponieren. Somit können in der Koinzidenz immer die vollen 8 MeV registriert werden.
- Eine nicht-szintillierende Bufferflüssigkeit in einem Stahltank, an dem die Photomultiplier befestigt sind, umgibt diese eben genannten Volumina. Der Buffer schirmt das Target gegen den Großteil der Radioaktivität aus den Photomultipliern ab.
- Ein Flüssigszintillator in einem Stahltank, der als Myonveto dient - das sogenannte *inner veto* - stellt die äußerste Detektorschicht dar. Sowohl innen an diesem Tank als auch außen am Buffertank sind Photomultiplier befestigt, mit denen das durch einfallende Myonen entstandene Szintillationslicht registriert werden kann. Die Myonenrate in der mit

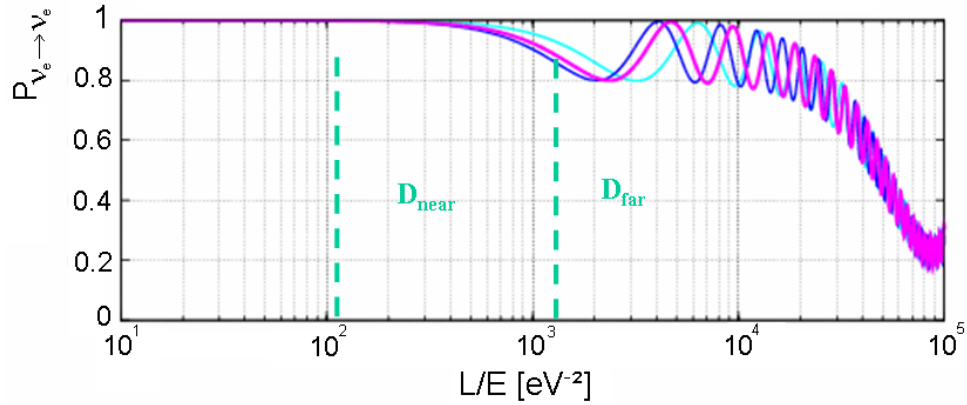


Abbildung 1.2: Die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$ eines Elektron-antineutrinos als Funktion des Verhältnisses aus Abstand L und Neutrinoenergie E (siehe auch Formel (1.3)) bei verschiedenen Eingangsparametern. Verwendet wurden $\Delta m_{21}^2 = 7.2 \cdot 10^{-5} eV^2$, $\cos(\vartheta_{12}) = 0.8$ und ein hypothetisches $\sin^2(2\vartheta_{13}) = 0.2$, was das aktuelle CHOOZ Limit und somit eine maximale Amplitude beschreibt. In den verschiedenen Farben sind jeweils unterschiedliche Werte für den die Oszillationsfrequenz bestimmenden Parameter Δm_{32}^2 verwendet worden. Diese sind in grün $2.1 \cdot 10^{-3} eV^2$, in violett $2.8 \cdot 10^{-3} eV^2$ und in blau $3.2 \cdot 10^{-3} eV^2$. Die Lage der beiden DOUBLE CHOOZ Detektoren ist jeweils zusätzlich vermerkt. Aus [DCH08].

etwa 300 MWE⁶ bedeckten fernen Detektorposition wurde im ersten CHOOZ Experiment zu $0.4 \frac{1}{m^2 s}$ gemessen [Apo93]. Die Myonenrate, die im nahen Detektor aufgrund der schwächeren Abschirmung (abhängig von der genauen Position zwischen 53 und 80 MWE) wesentlich höher liegt, würde in einer Antikoinzidenzschaltung eine Totzeit verursachen, die 100 % erreicht. Somit werden im Nachhinein in der Datenanalyse durch Myonspurrekonstruktion und geeignete Schnitte die durch Myonen induzierten Ereignisse verworfen.

Abgedeckt ist dieser Aufbau von einem aus mehreren Schichten eines Plastikszintillators bestehenden äußeren Myonveto-system. Dieses *outer veto* soll sowohl die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen, wie auch deren Richtungsaufösung verbessern. Diese Rekonstruktion der Myonspur beschränkt sich nicht alleine auf solche, die das Target treffen, sondern umfasst auch die-

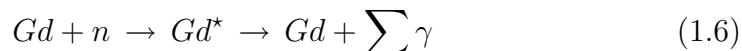
⁶MWE ist die Abkürzung für *Meter Water Equivalent* und bezeichnet die Höhe der Wassersäule, die einer entsprechenden Abschirmung kosmischer Teilchen gleichkommt.

jenigen Myonen, die z. B. in dem den Detektor umgebenden Gestein (μ, n)-Reaktionen auslösen können und somit zum Untergrund schneller Neutronen beitragen. Diese Neutronen können am Gadolinium eingefangen werden und entweder fälschlicherweise als verzögertes Event gezählt werden, was als Teil der zufälligen Koinzidenzen zum Untergrund beiträgt, oder sogar eine vollständige Eventsignatur (siehe folgender Absatz) erzeugen, wenn sie während ihrer Thermalisierung durch Stöße mit den Targetprotonen ein promptes Positronsignal imitierten.

Das Nachweiskonzept der DOUBLE CHOOZ Detektoren beruht auf dem Antineutrinoefang am Proton:



Diese Reaktion hat aufgrund der Teilchenmassen eine Schwelle von 1.804 MeV. Der Vorteil dieser Reaktion ist der im Vergleich zu anderen Prozessen der schwachen Wechselwirkung hohe Wirkungsquerschnitt von $5.8 \cdot 10^{-19}$ barn⁷ und die Tatsache, dass durch die verzögerte Koinzidenz von Positron- und Neutron-Signal eine klare Eventsignatur definiert wird. Im Flüssigszintillator der Targettanks deponiert das Positron seine kinetische Energie durch Ionisation und annihiliert dann mit einem Elektron des Targets. Hierbei werden 1.022 MeV Energie freigesetzt, die eine Mindestschwelle für ein gültiges Event festlegen. Somit wird eine Untergrundbestimmung durch die Betrachtung der Events unterhalb dieser Schwelle möglich. Das Neutron hingegen wird im Szintillator durch Stöße mit den Targetprotonen thermalisiert und mit einer Verzögerung von etwa $30 \mu\text{s}$ ⁸ in wenigen cm Abstand zum Produktionsvertex [Buc08, Las08] unter Emission von 3 - 4 Gammas mit einer Gesamtenergie von etwa 8 MeV am Gadolinium eingefangen [Ard04].



Durch diese sequentielle Koinzidenz wird der Großteil des Untergrundes, der hauptsächlich durch natürliche Radioaktivität oder durch Folgeprodukte von Reaktionen kosmischer Myonen im Detektor und im Umgebungsmaterial herrührt, unterdrückt. Das auf diese Art erhaltene Energiesignal der Positronen ermöglicht, auf die Energie der eingefangenen Antineutrinos zurückzurechnen:

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+, vis} - 511 \text{ keV} + (m_n - m_p) + O\left(\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{m_n}\right) \quad (1.7)$$

⁷Hier angegeben ist der über die Energien der Reaktorantineutrinos gemittelte Wirkungsquerschnitt aus [Ard04].

⁸Zum Vergleich: Der Einfang am Proton bei einer Bindungsenergie von 2.2 MeV hat in etwa eine Zeitskala von $180 \mu\text{s}$.

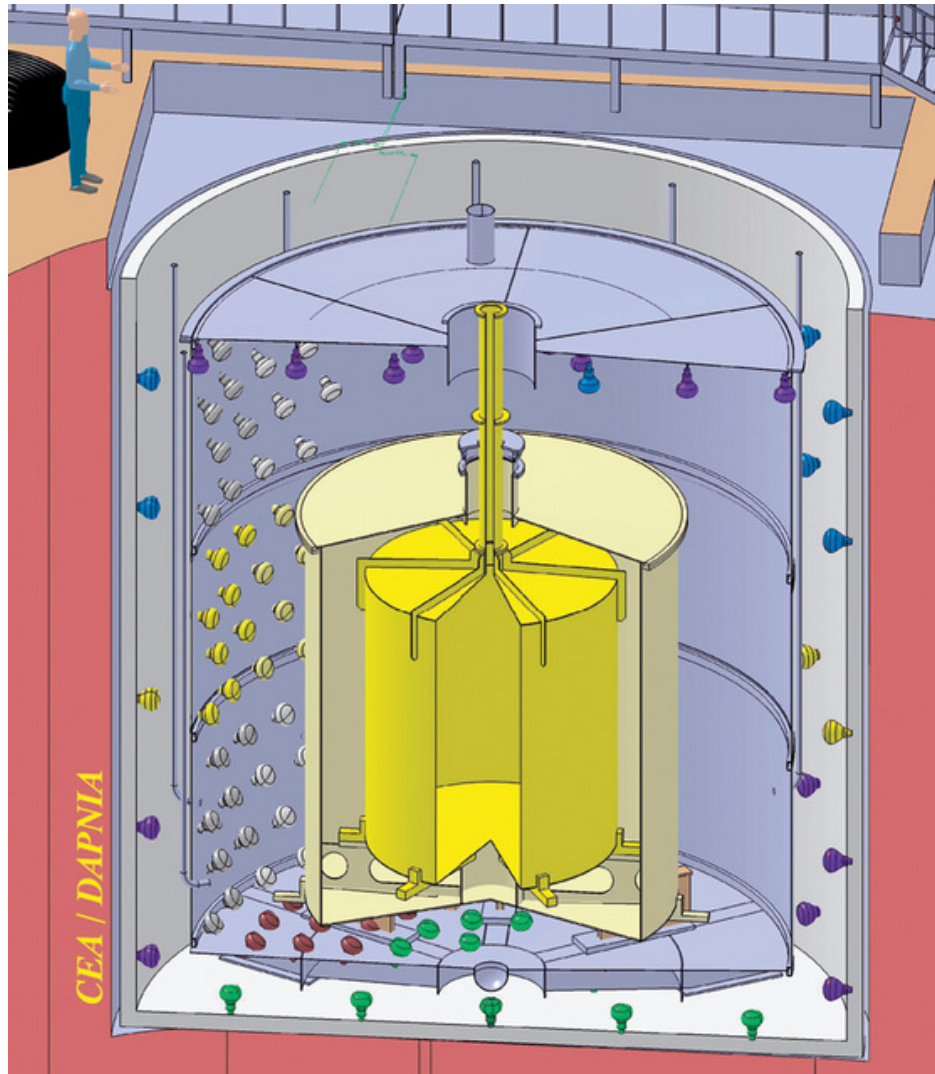


Abbildung 1.3: Der schematische Aufbau der DOUBLE CHOOZ Detektoren. Man erkennt die einzelnen im Text beschriebenen Tanks im Schnitt: Im dunklen Gelb der Acryltank für das Neutrinoziel, umgeben vom hellen gelben Tank des γ -Catchers. In Blau der Stahltank für den Buffer, in dem auch die Photomultiplier fixiert sind. Dieses System wird umgeben von dem inneren Myonvetotank in Grau. Nicht mit eingezeichnet sind die Photomultiplier, die sich am Buffertank befinden und in das Myonveto blicken, sowie das äußere Myonveto, das über den Tanks liegt. Aus [Ard04].

Hierbei ist $E_{\bar{\nu}_e}$ die Energie des Antineutrinos, $E_{e^+,vis}$ die totale sichtbare Energie des Positrons, welche die kinetische Energie und die Annihilationsstrahlung beinhaltet, und m_n bzw. m_p die Massen von Neutron bzw. Proton. Der Korrekturfaktor aufgrund des Neutronenrückstoßes spielt in diesem niederenergetischen Bereich keine Rolle.

Wie in den Formeln (1.3) und (1.4) zu erkennen, ist die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Antineutrinos sowohl von der Propagationsweglänge L als auch von seiner Energie $E_{\bar{\nu}_e}$ abhängig. Bei fester Weglänge variiert $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$ - bei als bekannt angenommenen Δm_{ij}^2 und Mischungswinkeln ϑ_{ij} - nur noch mit der Energie (siehe Abb. (1.2)). Somit kann umgekehrt aus dem Vergleich des Reaktorstartspektrums, das mit dem nahen Detektor gemessen wird, mit dem an Position des fernen Detektors aufgenommenen Endspektrum aus den Änderungen der spektralen Form und des Gesamtflusses der Mischungswinkel ϑ_{13} bestimmt werden.

1.3 Die Rolle des ^{238}U -Antineutrinospektrums

Abb. (1.4) verdeutlicht den Einfluss der Oszillation auf das Spektrum anhand eines theoretischen Reaktorantineutrinospektrums.

Zu kleinen Werten von ϑ_{13} wird der Unterschied aufgrund der Oszillationen zwischen dem Startspektrum und dem Spektrum am Messort des fernen Detektors immer geringer. Um so wichtiger ist die Kenntnis des exakten Reaktorspektrums, damit diese minimalen Abweichungen erkannt werden können. Diesem Zweck wird der nahe DOUBLE CHOOZ Detektor dienen, dessen Fertigstellung allerdings erst 1.5 bis 2 Jahre nach Inbetriebnahme des fernen geplant ist. Bis zu diesem Zeitpunkt ist man auf Berechnungen und Simulationen des Spektrums angewiesen.

Theoretische Arbeiten, die das Spektrum der beiden Reaktorkerne in Chooz⁹ berechnen sollen, sind in der Entwicklung [Fal07]. Reaktorspezifische Größen wie die Brennstoffzusammensetzung, die Leistung und Geometrie werden hierbei ebenso berücksichtigt wie physikalische Eingangsparameter, z. B. die Zerfallskanäle und Betaspektren verschiedener Isotope.

Durch Bestimmung des Abbrandes β in Abhängigkeit von der Zeit t

$$\beta(t) \left[\frac{\text{MW d}}{\text{kg}} \right] = \frac{1}{m} \int_0^t W_{th}(t') dt' \quad (1.8)$$

⁹Bei den CHOOZ Reaktoren handelt es sich um zwei Druckwasserreaktoren mit einer thermischen Leistung von je etwa 4.25 GW. Je 205 Brennelemente mit insgesamt 110 t bis zu 3.1 % angereicherter Urans bilden den Kernbrennstoff [Apo93].

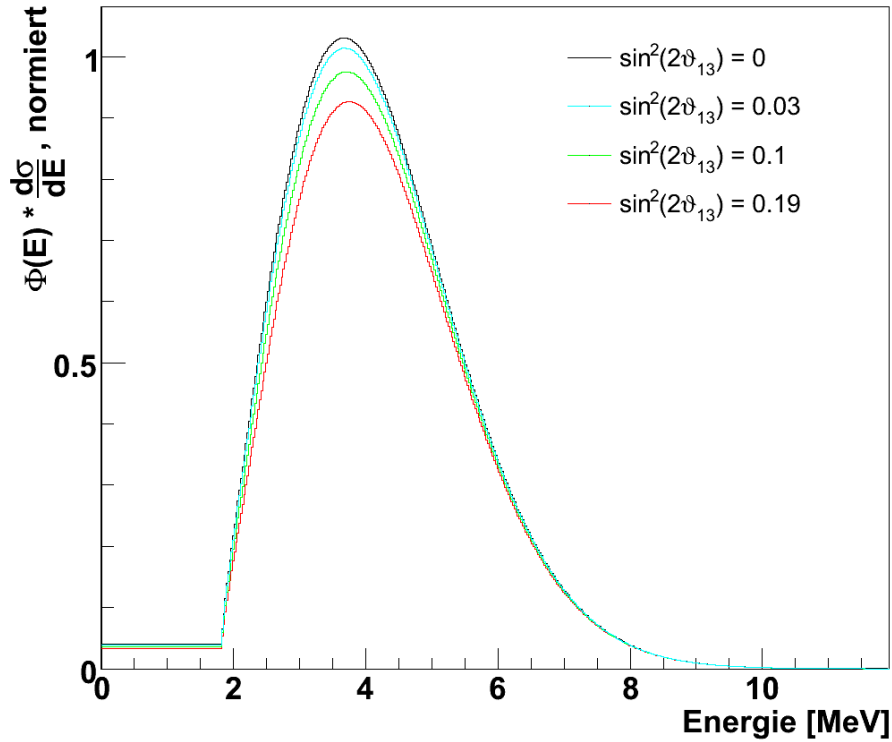


Abbildung 1.4: Das theoretische, normierte Spektrum eines Reaktors ohne $\bar{\nu}$ -Oszillationen, gefaltet mit dem Wirkungsquerschnitt des Antineutrinoeinfangs am Proton (schwarz) [Bea99]. Zudem sind die Spektren dargestellt, wie sie mit Oszillationen registriert würden. Verwendet wurde hierfür eine Zweiflavouroszillation, wie durch Formel (1.4) beschrieben, mit den Parametern $\Delta m_{31}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} eV^2$ und $L = 1 \text{ km}$. Gezeichnet sind die Verformungen des Spektrums in Abhängigkeit von verschiedenen Mischungswinkeln ϑ_{13} : In Rot das aktuelle CHOOZ Limit ($\sin^2(2\vartheta_{13}) = 0.19$), in Hellblau das erwartete DOUBLE CHOOZ Limit ($\sin^2(2\vartheta_{13}) = 0.03$) und in Grün ein Wert zwischen diesen beiden. Zu erkennen ist eine leichte Verformung des Reaktorspektrums, deren Messung besonders bei kleinen Winkeln eine sehr gute Kenntnis des Startspektrums erfordert.

für jedes Brennelement des Reaktorkerns, wobei m die Masse des Brennstoffs und W_{th} die thermische Leistung ist, kann auf die Spaltrate der einzelnen Isotope geschlossen werden. Sei

- $\alpha_i(\beta)$ der relative Anteil des Brennelements der Nummer i an der Gesamtleistung in Abhängigkeit vom Abbrand,
- β der Abbrand wie in Formel (1.8) definiert,
- f_k^i der relative Leistungsanteil des k -ten Isotopes im i -ten Element,
- $W(t)$ die Leistung zur Zeit t ,
- E_k die pro Spaltung des Isotopes k freigesetzte Energie.

so wird die Anzahl der Spaltungen des Isotopes k im i -ten Brennelement berechnet zu [Apo93]:

$$n_k^i(\beta) = \frac{\alpha_i(\beta) f_k^i(\beta) W(t)}{\sum_k f_k^i(\beta) E_k} \quad (1.9)$$

Abbildung (1.5) zeigt den Anteil der verschiedenen spaltbaren Isotope an der Leistung eines typischen Reaktors. Um aus diesen Raten das emittierte $\bar{\nu}_e$ -Spektrum zu erhalten, müssen die einzelnen Spektren der beteiligten Spaltisotope bekannt sein. Während die $\bar{\nu}_e$ -Spektren der Hauptkomponenten ^{235}U und ^{239}Pu , sowie des kleinen Beitrags durch ^{241}Pu , durch frühere Messungen sehr genau bestimmt werden konnten (siehe [Sch85, Sch89] und Abb. (1.6)), wurde das Spektrum der zu etwa 8% an der Leistung des Reaktors beteiligten Komponente ^{238}U bisher noch nicht gemessen. Dies resultiert in einem systematischen Fehler von etwa 2% des für die Datenanalyse verwendeten Reaktorspektrums [Apo93].

Zudem beruhten auch die Datenauswertungen des CHOOZ Experimentes lediglich auf einem berechneten ^{238}U -Spektrum. Mit einer experimentellen Bestimmung dieses Spektrums kann eine Reevaluation durchgeführt werden, die die systematischen Fehler dieser Messung verringert.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Summe der β -Spektren der Spaltprodukte von ^{238}U experimentell zu bestimmen, um dadurch das $\bar{\nu}_e$ -Spektrum des ^{238}U mit einer Genauigkeit von 10% zu erhalten. Dies entspricht einem Anteil von 0.8% an der Genauigkeit des Gesamtspektrums.

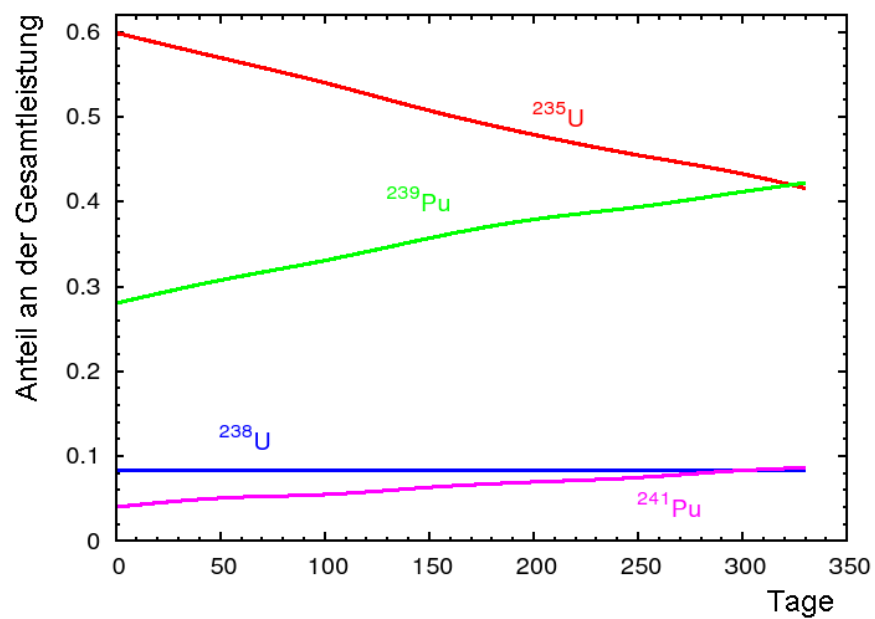


Abbildung 1.5: Anteil der einzelnen Isotope an der Gesamtleistung eines Reaktors in Abhängigkeit von der Zyklendauer. Man erkennt die Verlagerung der Leistungsanteile mit der Zykluszeit von ^{235}U auf ^{239}Pu und ^{241}Pu sowie den konstanten Anteil des hier interessierenden ^{238}U , der bei etwa 8% liegt. Aus [Men05].

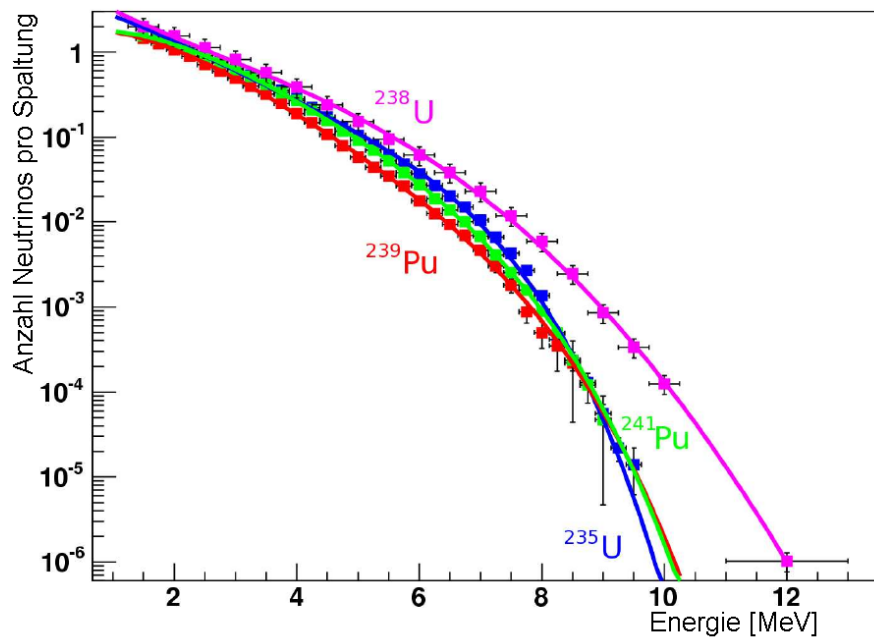


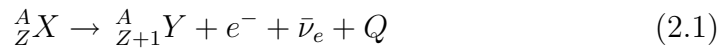
Abbildung 1.6: Die Antineutrinospektren der an der Reaktorleistung beteiligten Isotope. Die experimentellen Daten für ^{235}U , ^{239}Pu und ^{241}Pu wurden entnommen aus [Sch85, Sch89], wohingegen für das ^{238}U -Spektrum nur Berechnungen vorhanden sind [Met84]. Das Spektrum des ^{238}U ist härter als das der anderen Komponenten. Aus [Men05].

Kapitel 2

Grundlegende Konzepte

2.1 Messprinzipien

In kleinem Maßstab ist der direkte Nachweis von Neutrinos aufgrund der lediglich schwachen Wechselwirkung nur schwer möglich. Die im Betazerfall (Glg. (2.1)) entstehenden, energetisch mit den Antineutrinos korrelierten Elektronen hingegen können mit bekannten Methoden erfasst werden.



Der Q-Wert beschreibt die gesamte in der Reaktion freiwerdende Energie, die den Produkten in Form von kinetischer Energie übertragen wird.

Für diese Arbeit wurde ein experimenteller Aufbau entworfen und realisiert, der in unmittelbarer Nähe zum Reaktorkern des Forschungsreaktors München II (FRM II) in Garching die durch ein Strahlrohr bereitgestellten Neutronen nutzt, um in einem Urantarget Kernspaltungen zu induzieren. In einem Abstand von etwa 10 cm zum Target kann mit einem eigens entwickelten Elektronenteleskop (Kap. 3) das Summenspektrum aller elektronenemittierenden Prozesse aufgenommen werden. Dies geschieht mittels eines Plastiksintillators (Kap. 3.3.1), wobei eine Untergrundunterdrückung von γ - und Neutronenstrahlung durch eine vorangestellte, in Koinzidenz geschaltete Vieldrahtkammer gewährleistet wird (Kap. 3.3.2).

Systematische Fehler, die aus der Unkenntnis des genauen Reaktorneutronspektrums und -flusses am Strahlplatz oder den Unsicherheiten in der Targetmasse, den Spaltwirkungsquerschnitten und vor allem der absoluten Detektor-Responsefunktion stammen, können dadurch umgangen werden, dass mit derselben Apparatur sowohl das unbekannte ${}^{238}\text{U}$ -Spektrum, als auch das schon früher am BILL-Magnetspektrometer in Grenoble bestimmte ${}^{235}\text{U}$ -Spektrum [Sch85] aufgenommen werden (Kap. 4.5.2). Nach der Neutro-

nenexposition beider Targets¹ und gleichzeitiger Aufnahme der β -Spektren werden mit einem Germanium-Gammaspektrometer die Zerfallslinien gleicher Spaltprodukte gemessen, woraus aus den bekannten Verzweungsverhältnissen für das Entstehen dieser Isotope in der jeweiligen Spaltung [END94] auf die relative Spaltrate geschlossen werden kann. Der Detektor kann also durch Messung des ^{235}U -Spektrums und dessen Vergleich mit dem Referenzspektrum kalibriert werden (siehe Kap. 4.5.4).

Im Anschluss an die Messungen wird das erhaltene β -Spektrum in ein $\bar{\nu}_e$ -Spektrum konvertiert (Kap. 4.6).

Zum besseren Verständnis soll der Detektorbeschreibung hier eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Prozesse zur Erzeugung der Antineutrinos und des Neutronenstrahls vorangestellt werden.

2.2 Prinzipien der Uranspaltung

In der Kernphysik kann die Masse der verschiedenen Isotope im Tröpfchenmodell durch die Bethe-Weizsäcker-Massenformel beschrieben werden [Pov99]:

$$M(A, Z) = NM_n + ZM_p + ZM_e - a_v A + a_s A^{\frac{2}{3}} + a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} + a_a \frac{(N - Z)^2}{4A} + \frac{\delta}{A^{\frac{1}{2}}} \quad (2.2)$$

Hierbei stellen A , Z und N die Nukleonen-, Protonen- und Neutronenzahl des Kerns und M_p , M_n und M_e die Massen von Proton, Neutron und Elektron dar. Auf die einzelnen Ausdrücke, die in der Reihenfolge wie in der Formel auftauchend einen Volumen-, Oberflächen-, Coulomb-, Asymmetrie-, und Paarungsterm beschreiben, soll hier mit Ausnahme des letzten im Weiteren nicht eingegangen werden (s.u.). Für die Konstanten a_α ($\alpha = v, s, c, a$) und δ gibt es mehrere verschiedene Werte, die je nach betrachtetem Massenbereich leicht angepasst werden [Seg77]. Eine übliche Wahl von δ soll hier die Größenordnung dieser Variable verdeutlichen:

$$\delta = \begin{cases} -11.2 & \text{MeV für gg-Kerne} \\ 0 & \text{MeV für ug-Kerne} \\ +11.2 & \text{MeV für uu-Kerne} \end{cases}$$

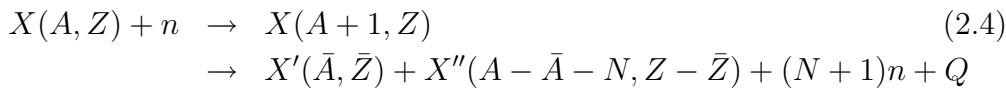
¹Es handelt es sich genauer um zwei baugleiche Targets aus Natururan, in denen aufgrund verschiedener Neutronenspektren und der im Text erklärten unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte (Abb. 2.2) einmal die Spaltung des ^{235}U und in der zweiten Messung die des ^{238}U dominiert.

Über die Differenz der Gesamtmasse der Einzelkonstituenten und derjenigen des Atoms kann die Bindungsenergie E_B des gesamten Kerns berechnet werden zu:

$$E_B = \sum_i N_i \cdot M_i - M(A, Z) = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{4A} - \frac{\delta}{A^{\frac{1}{2}}} \quad (2.3)$$

wobei N und M die Anzahl bzw. Masse der Konstituenten i (Neutron, Proton und Elektron) bedeuten.

Alle Kerne, die schwerer als ^{56}Fe sind, können prinzipiell durch Kernspaltungen Energie frei setzen. Hierbei kann es sich um spontane oder induzierte Spaltung - siehe Formel (2.4) - handeln. Bei letzterer fängt ein Atomkern ein Neutron ein und erhält durch die Bindung genug Energie, um die Spaltbarriere zu überwinden.



Es entstehen im Allgemeinen mehrere, in den meisten Fällen aber zwei Tochterkerne, deren Massenverteilung im Fall von ^{235}U in Abb. (2.1) verdeutlicht wird.

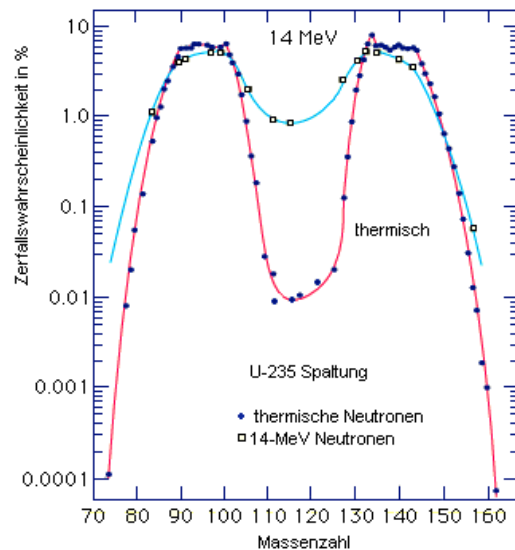


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Massenverteilung der Spaltprodukte von ^{235}U im thermischen Neutronenstrahl (rot). Bei zunehmender Energie der Neutronen füllt sich das Tal um $A \simeq 120$ auf (blau). Nach [END94, Bri08].

Da das Verhältnis von Neutronen zu Protonen in schweren Kernen größer ist als in den leichten Spaltprodukten, werden zusätzlich direkt freie Neutronen erzeugt oder von den Kernen abgedampft. Die mittlere Anzahl der bei einer ^{235}U -Spaltung emittierten Neutronen beträgt etwa 2.4 und steigt mit zunehmender Energie der einfallenden Neutronen [Mar83]. Im Falle des geregelten Kernreaktors wird statistisch genau eines dieser Neutronen zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion für weitere Spaltungen verwendet. Die übrigen verlassen größtenteils das Brennelement und stehen im Beispiel des Forschungsreaktors zur Weiterführung zu den Experimenten zur Verfügung².

Bei der induzierten Spaltung ist es nötig, dass die durch den Neutroneneinfang gewonnene Summe aus Bindungsenergie und kinetischer Energie des Neutrons die Spaltbarriere übersteigt. Wie aus den Werten von δ in Formel (2.3) zu erkennen, werden Kernkonstellationen mit gepaarten Nukleonen energetisch bevorzugt, was erhebliche Unterschiede in den Spaltwirkungsquerschnitten der einzelnen Isotope eines Elements bewirkt.

Mit Formel (2.3) kann man diese Bindungsenergie für die beiden im Experiment relevanten Uranisotope ^{235}U und ^{238}U berechnen, wobei man die Energieunterschiede zum jeweiligen Compoundkern berücksichtigt:

$$E_{\text{Bind}}^{235} = M(U^{236}) - M(U^{235}) - M_n = -6.13 \text{ MeV} \quad (2.5)$$

$$E_{\text{Bind}}^{238} = M(U^{239}) - M(U^{238}) - M_n = -5.03 \text{ MeV} \quad (2.6)$$

Die Formel umfasst noch keinerlei Korrekturen des Schalenmodells, liefert aber Werte, die sehr nahe an den in der Literatur angegebenen (siehe Tab. (2.1)) liegen. Hier wird der große Unterschied deutlich, den der Paarungsterm tatsächlich ausmacht. Wie man anhand der Werte für ΔE in Tab. (2.1) sehen kann, ist eine Spaltung der ug-Kerne wie ^{235}U prinzipiell bei jeder Neutronenenergie möglich, so auch für thermische Neutronen ($E_{\text{therm}} = 25 \text{ meV}$). Im Gegensatz hierzu benötigen die Neutronen für die induzierte Spaltung von ^{238}U eine Mindestenergie von etwa 1.1 MeV, was die Exposition des ^{238}U -Targets in einem schnellen Neutronenstrahl mit Energien über diesem Wert erfordert. Dieses Verhalten macht letztlich die Messung der beiden Targets an zwei spektral verschiedenen Neutronenstrahlen notwendig. Im thermischen Strahl kann die Spaltung des ^{235}U alleine beobachtet werden, wobei im schnellen Strahl in beiden Isotopen Spaltungen induziert werden. Abb.

²Beim FRM II kommen etwa 80 % der Neutronen, die die Kettenreaktion in Gang halten, direkt aus dem Brennelement; ungefähr 20 % sind vorher aus der Brennstoffzone entwichen, aber durch Streuung am D_2O des Moderator tanks zurück in das Brennelement diffundiert [Sch07].

<i>Targetkern</i>	^{233}U	^{234}U	^{235}U	^{238}U	^{231}Pa	^{232}Th
<i>Compoundkern</i>	^{234}U	^{235}U	^{236}U	^{239}U	^{232}Pa	^{233}Th
N	141	142	143	146	140	147
E_f [MeV]	5.8	5.8	5.3	6.1	6.2	6.8
E_{Bind} [MeV]	7.0	5.3	6.4	5.0	5.5	5.5
ΔE [MeV]	-1.2	+0.5	-1.1	+1.1	+0.7	+1.3

Tabelle 2.1: Neutronenzahl N des Targetkerns, Höhe der Spaltbarriere E_f , Bindungsenergie E_{Bind} für das letzte Neutron und Schwellenenergie ΔE zur Auslösung der induzierten Spaltung für einige ausgesuchte Kerne. Man erkennt durch das wechselnde Vorzeichen von $\Delta E = E_f - E_{\text{Bind}}$ den Einfluss der Paarungsenergie auf die Spaltung mit thermischen Neutronen. Zudem wird die innerhalb eines Elements mit zunehmender Massenzahl abnehmende Bindungsenergie des letzten Neutrons deutlich. Aus [Dem98].

(2.2) verdeutlicht die Situation anhand des Vergleichs der Spaltwirkungsquerschnitte von ^{235}U und ^{238}U .

Die Spaltprodukte werden meist in einem angeregten Kernzustand erzeugt, was die Emission von γ -Strahlung zur Folge hat. Aufgrund des häufigen Neutronenüberschusses der Spaltfragmente werden zusätzlich eine Reihe von β -Zerfällen stattfinden. Im Mittel folgt einer Spaltung eine Kette mit 5 bis 6 β -Zerfällen, was der gleichen Anzahl Antineutrinos entspricht, die in der Summe etwa eine Energie von 10 MeV haben [Eme82]. Aus diesen Zerfällen stammen die in den Reaktorneutrinoexperimenten nachgewiesenen Antineutrinos, welche in dieser Arbeit indirekt über die korrelierten Elektronen spektral vermessen werden sollen.

2.3 Der Neutronenstrahl

Mit dem Forschungsreaktor FRM II [FRM98, FRM01, FRM02] existiert in Garching eine leistungsstarke Quelle, die Neutronen über verschiedene Spektralbereiche zur Verfügung stellt. Im Folgenden soll die Funktionsweise des Reaktors und die Herstellung der für das Experiment genutzten Neutronenstrahlen kurz erläutert werden.

2.3.1 Die Erzeugung des Neutronenstrahls

Im FRM II geschieht die Freisetzung der Neutronen in einem einzigen, zylinderförmigen Brennelement, das 8 kg in U_3Si_2 eingebundenes Uran mit einem Anreicherungsgrad von 93 % ^{235}U enthält. Die maximal 20 MW thermische

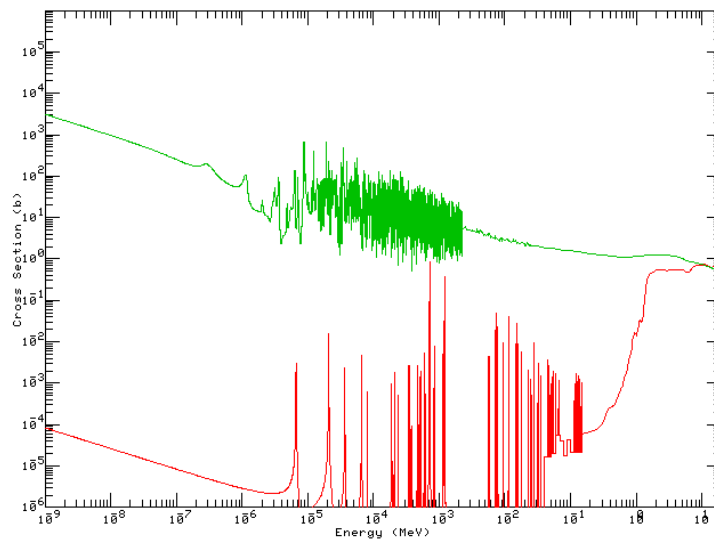


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte in barn für die induzierte Spaltung mit Neutronen als Funktion der Energie für die Isotope ²³⁵U (grün) und ²³⁸U (rot). Man erkennt, dass das kontinuierliche Spektrum von ²³⁸U erst bei Energien knapp unter 1 MeV beginnt. Die Resonanzen bei kleineren Energien rühren von angeregten Zwischenzuständen des Compoundkerns und anschließender schneller spontaner Spaltung durch die in diesen Zuständen dünnere Tunnelbarriere her. Aus [END08].

Leistung werden durch drei Leichtwasserkühlkreisläufe abgeführt.

Die bei der Spaltung des Urans entstehenden Neutronen werden im schweren Wasser des den Reaktorkern umgebenden Moderatortanks via elastischer Streuung thermalisiert und erzeugen aufgrund der kompakten Kerengeometrie nutzbare thermische Flussdichten von etwa $4.5 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ an den Nasen der Strahlrohre [FRM01].

Ein System von momentan 12 Neutronenleitern ist um den Kern angeordnet (siehe Abb. (2.3)), die entweder direkt auf das thermische Neutronenfeld oder auf eine der sekundären Neutronenquellen für ultrakalte ($E < 250 \text{ neV}$, noch in Planung), kalte ($E \leq 5 \text{ meV}$), heiße (0.1 bis 1 eV) oder die Konverterplatte für schnelle (bis einige MeV, siehe Abb. (2.5)) Neutronen sehen. Alle Neutronenleiter sehen tangential am Brennelement vorbei, um einen direkten Blick auf den Kern zu vermeiden und somit den Untergrund durch schnelle Neutronen und Gammastrahlung stark zu vermindern.

Der Transport der Neutronen in die Leiterhalle funktioniert durch Totalreflexion an den speziell beschichteten Oberflächen der Leiter, die in einem

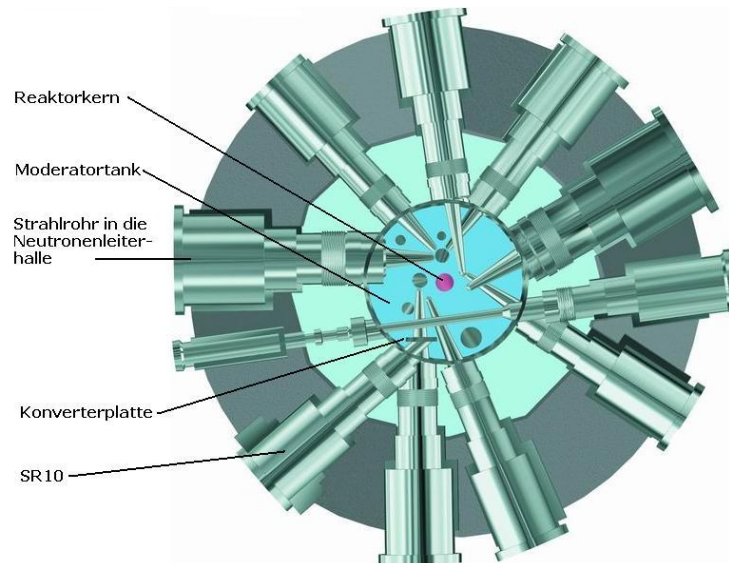


Abbildung 2.3: Zur Verdeutlichung der Anordnung der Neutronenleiter um den Reaktorkern. In der Mitte des Moderatortanks ist das Brennelement in Violett schematisiert. Darüber die auf die kalte Quelle blickenden Neutronenleiter, von denen einer (hier nach links) in die Neutronenleiterhalle geführt wird und somit den Mephisto-Strahlplatz versorgt. Für die Arbeit interessant ist zudem das Strahlrohr SR 10, in das die von der Konverterplatte bereitgestellten schnellen Neutronen eintreten. Aus [FRM08].

energieabhängigen Öffnungswinkel des Strahls von 0.1° bis 1° stattfindet. Auf diese Art werden die Neutronen am FRM II bis zu 100 Meter weit geführt.

Ein Testaufbau zur Detektorkalibration wurde am Mephisto-Strahlplatz NL1 der Neutronenleiterhalle durchgeführt. Das Spektrum an diesem Strahlplatz ist in Abb. (2.4) zu sehen. Die letztendlichen Messungen des Uran-Betaspektrums³ und weiterer Kalibrationstargets wurden aber am Nectar-Strahlplatz in der Experimentierhalle durchgeführt, da hier sowohl thermische als auch schnelle Neutronen zur Verfügung stehen.

2.3.2 Der Nectar-Strahlplatz

Mit Ausnahme der Tests am Mephisto-Strahlplatz wurden alle Messungen am Strahlplatz der Neutronentomographieanlage (Neutronen Computer Tomo-

³Hier und im Folgenden wird als *Betaspektrum* der Uranisotope nicht das Spektrum eines spontanen Uran-Betazerfalls bezeichnet, sondern immer die Summe der Betaspektren der Spaltprodukte.

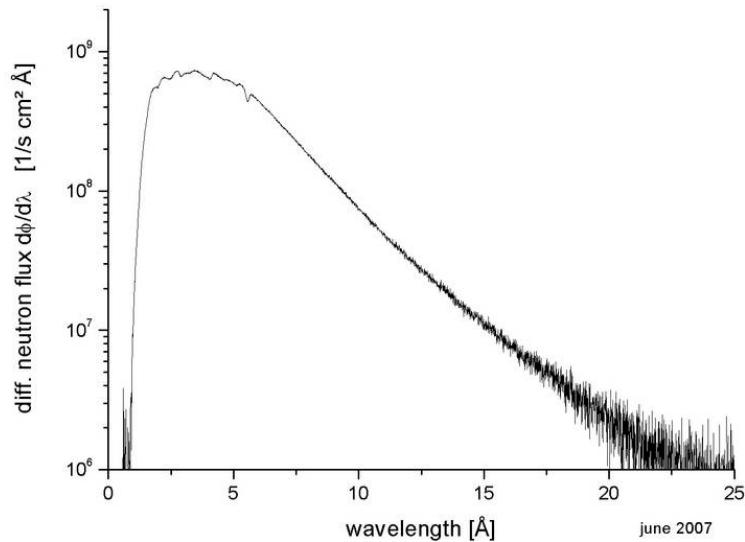


Abbildung 2.4: *Logarithmische Darstellung des differentiellen Neutronenflusses als Funktion der Wellenlänge am Mephisto-Strahlplatz in der Neutronenleiterhalle des FRM II. Die Nase des Strahlrohres sieht auf die kalte Quelle im Moderatortank, siehe Abb. (2.3). Nach [Kle08].*

graphie und Radiographie Anlage: Nectar) durchgeführt. In die 15 x 15 cm² große Nase des Strahlrohrs SR 10 ist eine Konverterplatte eingebaut, die aus zwei Teilen mit insgesamt etwa 500 g zu 93 % angereichertem Uran besteht. Das Uran der Platte, die sich im Feld der thermischen Neutronen des Moderatortanks befindet, wird analog der Vorgänge im Brennelement gespalten und emittiert unmoderierte Neutronen isotrop in den Raum. In Richtung des Experimentierplatzes wird so durch eine kurze Neutronenflugstrecke mit Kollimatoren und Filtern ein Spektrum erzeugt, das bis zu Energien von einigen MeV reicht. Hierdurch erzielt man ein schnelles Neutronenspektrum mit einem Gesamtfluss von etwa $3.2 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$, wie in Abb. (2.5) gezeigt [Bre07]. Die Konverterplatte kann ebenso von der Arbeitsposition in eine Ruheposition gefahren werden, so dass sie nicht mehr im Blickfeld des Neutronenleiters ist, sondern ein Strahl aus thermischen Neutronen aus dem Moderatortank verwendet werden kann. Der Nectar-Messplatz ist etwa 2.5 m vom Austrittsort des Neutronenstrahls aus der Beckenwand entfernt. Diese Strecke wurde mit einem evakuierten Strahlrohr, das Kollimatoren enthielt, überbrückt. Der genaue Aufbau ist in Kapitel 3.4 beschrieben.

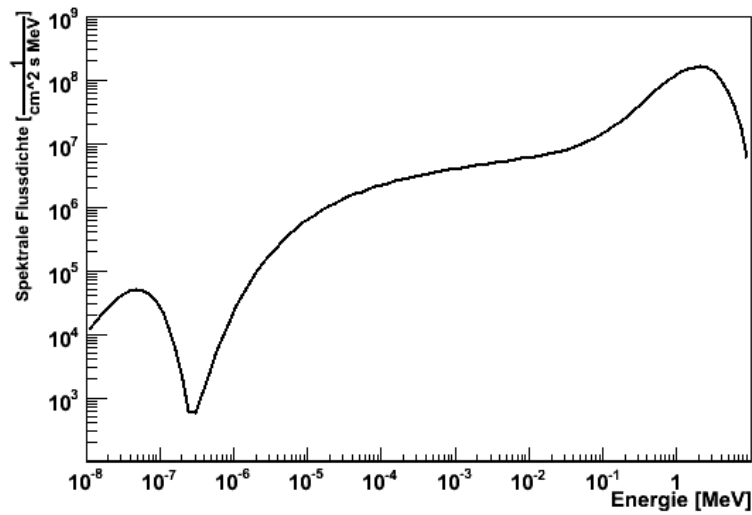


Abbildung 2.5: Das Spektrum des schnellen Neutronenstrahls, wie es hinter dem Austrittsfenster des SR 10 zur Verfügung steht in doppelt-logarithmischer Darstellung. In der Nase des Strahlrohres befindet sich die Uranplatte der Strahlkonverteranlage im Feld der thermischen Neutronen des Moderator-tanks, siehe Abb. (2.3). Nach [Bre07].

Kapitel 3

Der experimentelle Aufbau

3.1 Der Detektor

Um die Energie der aus dem Target emittierten Elektronen zu messen, wird ein im Rahmen dieser Arbeit konstruiertes und angefertigtes Elektronenteleskop verwendet. Die drei wesentlichen Teildetektoren dieses Systems sind:

- Eine Vieldrahtkammer
- Ein Plastikszintillator
- Ein Photomultiplier

In Abb. (3.1) ist deren Anordnung schematisch zu erkennen.

Im Plastikszintillator wird Szintillationslicht, dessen Intensität proportional zur Energie der einfallenden ionisierenden Teilchen ist, erzeugt. Dieses Licht wird vom nachgeschalteten Photomultiplier (PM) registriert und in ein elektronisches Signal umgewandelt, woraus die Energieinformation über die einfallende Strahlung gewonnen wird (Kap. 3.3.1).

Die Vieldrahtkammer (im Folgenden auch *MWC* für *Multiwire Chamber* abgekürzt) dient zur Festlegung einer Eventsignatur und somit zur Reduzierung des Untergrundes: Da der Szintillator nicht zwischen einfallenden Elektronen und anderer Strahlung unterscheiden kann, muss ein weiterer Detektor diese Filterung übernehmen. Das verwendete Zählgas der Vieldrahtkammer (CF_4) wird von den Photonen und Neutronen aus dem Target oder der Umgebung in den meisten Fällen wechselwirkungsfrei durchquert, weswegen sie kein messbares Signal in der MWC erzeugen. Im Gegensatz dazu werden die vom Target emittierten, passierenden Elektronen durch Ionisation des Zählgases ein deutliches Signal an den Anodendrähten induzieren, weshalb per

Koinzidenz zwischen Vieldrahtkammer und Szintillator zwischen geladenen Teilchen und Photonen bzw. Neutronen unterschieden werden kann (Kap. 3.3.2).

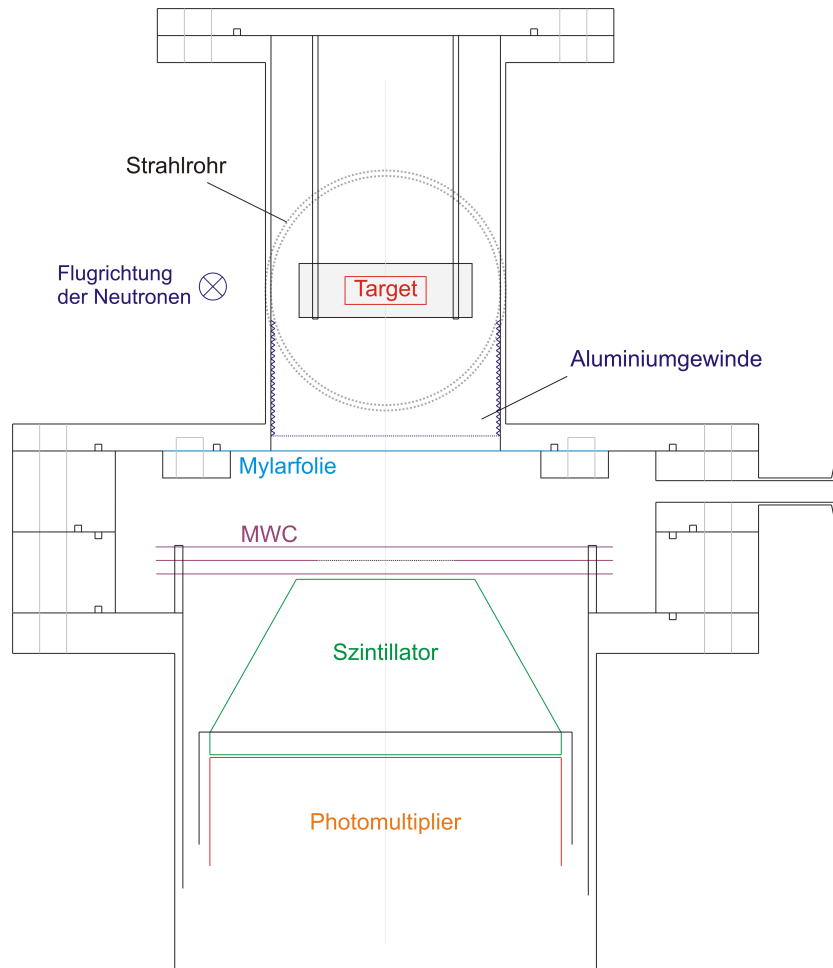


Abbildung 3.1: Schematische Zeichnung des Detektors im Seitenschnitt. Blickrichtung ist die Flugrichtung der Neutronen durch das Rohr. Rot umrandet ist die Targetfolie, die durch die Halterung am oberen Targetflansch befestigt ist. In Blau darunter die Mylarfolie, die das Gasvolumen unten vom Vakuum oben trennt. Mit eingezeichnet sind die Umrisse eines Aluminiumgewindes, das die Wand über der Folie auskleidet, um Streuungen der Elektronen an der Rohrwand zu unterbinden. In Violett die drei Platinen der MWC über dem Szintillator (grün), nach welchem der Photomultiplier (orange) folgt.

3.2 Der mechanische Aufbau

Das eben vorgestellte Detektorsystem (zur Veranschaulichung siehe auch Abb. (3.5)) ist in einem zylindrischen Stahltopf von 42 cm Höhe und einem Innenradius von 15 cm fixiert. Eine eigens konstruierte Halterung, die den Photomultiplier stabil mit Mu-Metall-Schild und Szintillator verbindet, wird über Stangen am unteren Flansch des Topfes befestigt, wo auch das Signal des Photomultipliers und dessen Versorgungsspannung durchgeführt werden. Am Kopfende des Zylinders sind vier Gewindestangen abnehmbar montiert, die mit einigen Abstandshülsen die Vieldrahtkammer in justierbarem Abstand über dem restlichen Detektormodul halten (Abb. (3.3)).

Zwei 3 cm hohe, verbundene Aluminiumringe mit Innenradius 20 cm, die drei Anschlussflansche für Gasein- und -auslass und ein Manometer sowie die vakuumdichten SHV- und BNC- Durchführungen beinhalten, werden fest mit diesem Topf verschraubt. Das Detektorvolumen ist über ein Einlass-Nadelventil mit dem Druckminderer der CF_4 -Flasche verbunden. Am Ausgang wird das Gas über ein weiteres Nadelventil abgepumpt.

Ein Aluminiumgewinde, das knapp über der Mylarfolie in das Kreuzstück geklemmt wird, absorbiert Elektronen, die ansonsten eventuell von den Wänden in den Detektor gestreut würden (Abb. (3.2)).

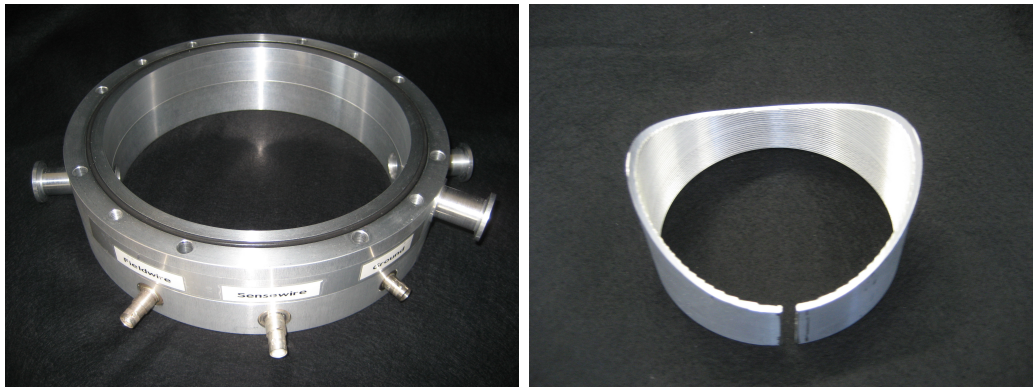


Abbildung 3.2: *Links:* Die Zwischenringe, die den Detektortopf mit dem Kreuzstück verbinden und die Spannungsanschlüsse für die Vieldrahtkammer, sowie Flansche für das Gas- und Druckmesssystem beinhalten. *Rechts:* Das Aluminiumgewinde, das knapp über der Mylartrennfolie im Kreuzstück sitzt, um zu verhindern, dass von den Wänden gestreute Elektronen in den Detektor gelangen.

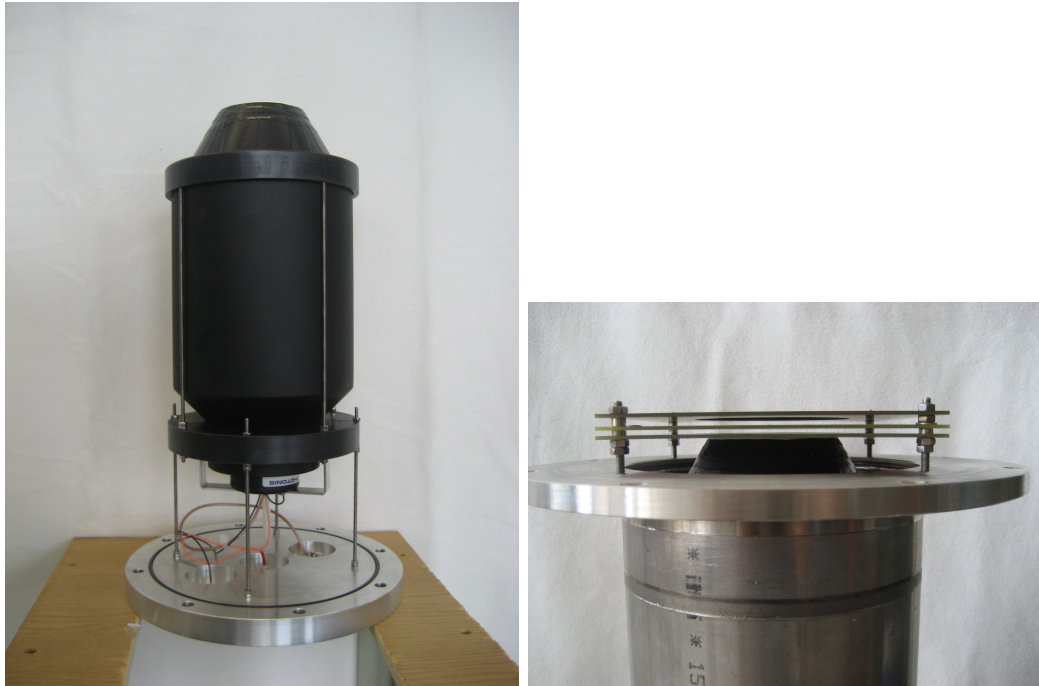


Abbildung 3.3: *Links: Die Detektoreinheit, die in den Detektortopf eingeschoben wird. Man erkennt oben den in schwarzes Tape eingehüllten Szintillator, der direkt auf dem Eintrittsfenster des Photomultipliers sitzt. Der PM ist umgeben vom schwarzen Mu-Metallschild, um ihn vor Licht und magnetischen Feldern zu schützen. Eine an vier Gewindestangen befestigte Halterung fixiert diese drei Teile gegeneinander. Die Photomultiplierbase ist über zwei Aluminiumbügel an der Plastikhalterung verschraubt, was die Konstruktion stabilisiert. Weitere Gewindestangen befestigen die Detektoreinheit am unteren Flansch, in dem die HV- und Signaldurchführungen eingebaut sind und an dem der passgenaue Stahlzylinder festgeschraubt wird. Rechts: Der obere Teil der in den Detektortopf eingeführten Einheit. Die Vieldrahtkammer wird über Stangen im Stahlzylinder direkt über dem Szintillator positioniert, so dass sie etwas weniger als 1 mm Abstand zu diesem hat. Die drei Platinenebenen werden mit Abstandshaltern so justiert, dass die Abstände der Kathodenfolien zur Drahtebene genau 5 mm betragen.*

Die einzelnen dünnen Targetfolien können über eine Aluminiumhalterung von oben in das Kreuzstück des Strahlrohres eingeführt werden, so dass sie mittig im Neutronenstrahl mit stufenlos einstellbarem Anstellwinkel positioniert werden können. Die Halterung besteht aus zwei Gewindestangen, an denen jeweils eine Aluminiumklemme drehbar gelagert ist (Abb. (3.4)). Das gesamte Strahlrohr hat eine Länge von 1 m, wodurch im vorderen Teil je nach Strahlspektrum unterschiedliche Kollimatoren platziert werden können.

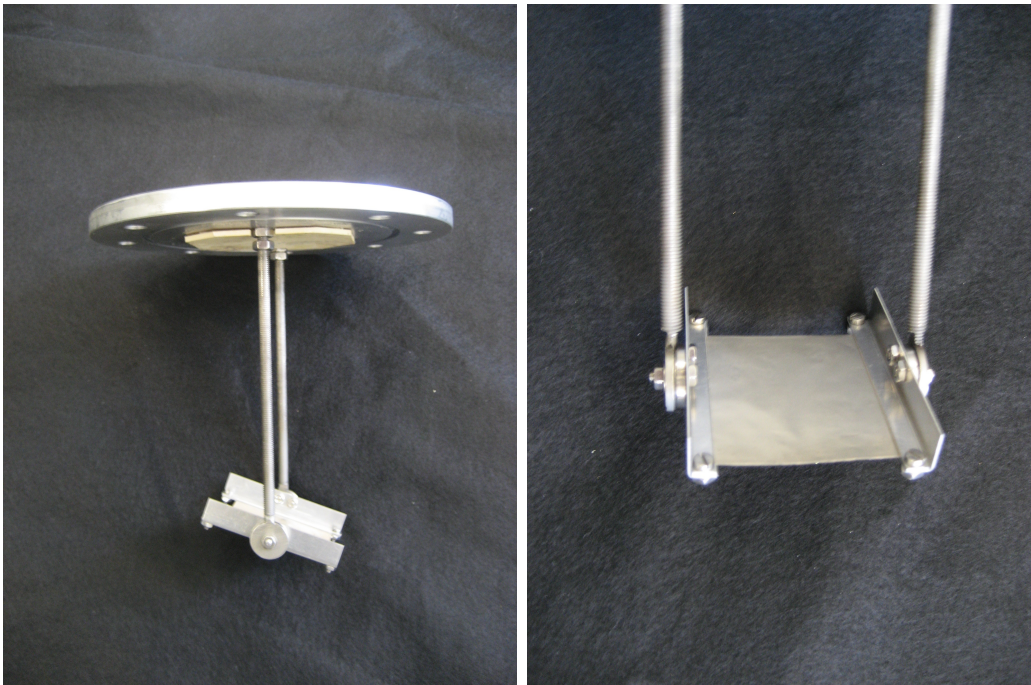


Abbildung 3.4: *Links: Der Targetflansch mit Halterung der Folien von der Seite. Die weiße Lithiumfluoridschicht oben am Flansch dient der Absorption zurückgestreuter thermischer Neutronen. Rechts: Nahaufnahme der drehbaren Klemmhalterung für die Folien. Zu sehen ist das $48 \times 48 \text{ mm}^2$ große und $60 \mu\text{m}$ dicke Folienpaket aus einem Blei-Dummytarget zwischen zwei Nickelfolien, wie es zur Untergrundbestimmung eingebaut wurde. Die Sichtrichtung entspricht der Flugrichtung der Neutronen im Strahl.*



Abbildung 3.5: Der Detektor als Ganzes: Zu erkennen ist das 1 m lange Strahlrohr, in dessen Kreuzstück von oben die Halterung am Targetflansch eingesetzt ist. Unten an diesem hängt die Detektoreinheit mit Vieldrahtkammer, Szintillator und Photomultiplier. Durch die beiden Nadelventile an den Seiten des gasgefüllten Topfes kann der Gasdruck auch im Durchfluss konstant gehalten werden. Ein weiterer KF-Flansch für ein Manometer und die Durchführungen für Hochspannung und Signal der Kammer sind ebenfalls zu erkennen. Nicht zu sehen, da auf der anderen Seite positioniert, ist der KF-Flansch zum Abpumpen des Strahlrohres.

3.3 Die Detektorkomponenten

3.3.1 Der Szintillator

Auswahl des Szintillatormaterials

Ein Szintillator dient der Umwandlung von kinetischer Energie der einfallenden Teilchen in Photonen eines für den Photomultiplier nachweisbaren Spektralbereichs. Die hierfür verschiedenen möglichen Materialien unterscheiden sich in ihren Szintillationsprozessen, jedoch ist die Frequenz des abgestrahlten Lichtes in erster Näherung unabhängig vom einfallenden Teilchen und liegt im Blauen bzw. UV-Bereich. Die Nachweiseffizienz verschiedener Strahlungen - direkt verknüpft mit Ionisationsrate und Lichtausbeute - variiert mit dem Typ des Szintillatormaterials.

Wichtige Anforderungen an einen für diese Arbeit geeigneten Szintillator sind:

- Hohe Lichtausbeute und somit Energieauflösung, da $\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{N_\gamma}}$, wobei N_γ die Anzahl der erzeugten Photonen und $\frac{\Delta E}{E}$ die relative Energieauflösung bei der Energie E ist,
- Transparenz für das eigene Szintillationslicht,
- Geringe Absorptionslänge für Elektronen, um eine volle Energiedeposition im Material zu erreichen,
- Kurze Tot- und Signalzeit aufgrund hoher Zählraten,
- Geringe Nachweiswahrscheinlichkeit für hochenergetische Gammastrahlung,
- Geringe Rückstreuwahrscheinlichkeit für Elektronen.

Hinzu kommen Auswahlkriterien, die den möglichst einfachen Umgang mit dem Material und finanzielle Gesichtspunkte betreffen. Eine kurze Diskussion verschiedener Detektormedien soll hier die Wahl des Szintillators begründen.

Gasdetektoren fallen aufgrund ihrer kleinen Dichte und somit einer enormen Absorptionslänge von bis zu mehreren Metern für Elektronen im zu betrachtenden Energiebereich bis 10 MeV nicht in die Auswahl.

Flüssigszintillatoren haben im Vergleich zu Festkörperszintillatoren den Vorteil, deutlich durchlässiger für das eigene Szintillationslicht zu sein. Es können

Absorptionslängen von mehreren Metern erreicht werden [SG01], weshalb sie vor allem in großvolumigen Experimenten mit langen Lichtwegen wie Borexino [Ali02] oder den DOUBLE CHOOZ Detektoren in Verwendung sind¹. Des Weiteren sind Flüssigkeiten auch in großen Mengen rein herzustellen. Speziell für das hier durchzuführende Experiment eignen sie sich aber nicht, da sowohl die Entzündlichkeit als auch die für Flüssigkeiten benötigten, speziellen Aufbewahrungs- und Detektorbehälter die Handhabung erschweren, ohne dass bei einem Experiment dieser Größe physikalisch relevante Vorteile entstünden.

Festkörper-Szintillatoren bieten die kostengünstigste Möglichkeit bei gleichzeitig einfachem Handling und ausreichendem Auflösungsvermögen. Unterschieden wird zwischen organischen und anorganischen Stoffen. In anorganischen Kristallen wie NaI(Tl) werden bei Energiedeposition Elektronen aus dem Valenzband entweder ins Leitungsband gehoben oder bilden bei kleineren Energieüberträgen gebundene Elektron-Loch-Systeme, sogenannte Exzitonen. Elektronen und Löcher können sich nun im Kristall bewegen. Rekombinieren sie, wird Licht emittiert, das vom Kristall aber wieder absorbiert werden kann. Um der Absorption entgegenzuwirken ist das NaI mit Thallium dotiert, das als Aktivatorzentrum dient. An diesen Dotierungen wird das Leitungsband verformt und die Energieniveaus abgesenkt. Damit ist gewährleistet, dass der Kristall durchsichtig für das eigene Szintillationslicht wird. Bei organischen Szintillatoren wie BC 404 werden die Molekülbanden des Trägermediums angeregt, die Abregung erfolgt über Rotations- und Vibrationsmoden der Moleküle. Des Weiteren werden hier zusätzlich ein oder zwei Fluoreszenzmedien als Wellenlängenschieber beigemischt, womit im Festkörper für das eigene Szintillationslicht Absorptionslängen von etwas über einem Meter erreicht werden können [SG01]. Für genauere Ausführungen soll hier auf weiterführende Literatur, wie z. B. [Leo94] verwiesen werden.

Der Hauptvorteil anorganischer Materialien liegt in der kleinen Bandlücke, wodurch eine Lichtausbeute erreicht werden kann, die etwa um einen Faktor 3 höher liegt, als die in organischen Detektoren [SG01, SG04]. Dies wirkt sich positiv auf die Auflösung des Systems aus, die somit um einen Faktor $\sqrt{3}$ verbessert ist.

Zudem würde eine höhere Dichte z. B. des NaI(Tl) von $3.67 \frac{g}{cm^3}$ [SG04] im Vergleich zum BC 404 mit $1.03 \frac{g}{cm^3}$ [SG01] das Detektormodul verkleinern,

¹Sowohl bei Plastiksintillatoren, als auch bei flüssigen Materialien mischt man sogenannte Wellenlängenschieber bei, die durch Absorption und Reemission des Szintillationslichtes dessen Frequenz etwas erniedrigt, was eine Selbstabsorption des Lichts im Szintillator vermindert.

jedoch würden sich durch die hohe Kernladungszahl der Komponenten die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Gammastrahlung erhöhen. Dies würde aufgrund der hohen Flussdichten in Reaktornähe die Untergrundzählrate im Szintillator deutlich vergrößern.

Szintillationsprozesse in organischen Materialien laufen zudem auf molekularen Zeitskalen von wenigen ns ab, wohingegen die Abregung im Kristall durch Skalen der Festkörperphysik auf etwa 200 ns beschränkt ist [SG04]. Hohe Zählraten erfordern aber schnell reagierende Systeme, weshalb der Plastikszintillator bevorzugt wird. Außerdem sind die anorganischen Kristalle in den meisten Fällen hygroskopisch, was eine Schutzschicht, evakuierte Umgebung oder extra getrocknete Umgebungsgase erfordert. Zusätzliche Schichten bedeuten aber auch zusätzliche Energieverluste der Elektronen, was den systematischen Fehler der Messungen erhöht. Auch die Rückstreuung der Elektronen ist von der Ladungszahl des Szintillatormaterials abhängig [Kal82]. Damit dieser Anteil möglichst klein gehalten wird, muss das Z niedrig sein, wie es bei Plastikmaterialien der Fall ist.

Wegen der eben genannten physikalischen Vorteile und der unkomplizierten Handhabung wird für diese Arbeit ein Plastikszintillator des Typs BC 404 von der Firma *Saint-Gobain Crystals*² verwendet, dessen Daten im Anhang in Tab. (A.1) im Vergleich mit anderen Plastikszintillatoren dargestellt sind.

Die Geometrie des Szintillators

Damit sämtliche auf den Detektor treffende Elektronen ihre volle Energie im Szintillator deponieren, müssen sie eine Mindeststrecke im Detektormaterial zurücklegen können. Diese ergibt sich im Wesentlichen aus der Integration der Bethe-Bloch-Formel [Leo94]. Bei einem zylindrischen Detektor würden einige schräg einfallende Elektronen den Szintillator an den Seiten wieder verlassen und somit das Spektrum zu niedrigen Energien hin anheben. Aus diesem Grund wurde der Szintillator als Kegelstumpf hergestellt (siehe Abb. (3.6)). So können auch alle von den Rändern des Targets kommenden Elektronen voll absorbiert werden. Teilchen, die nicht die obere Eintrittsfläche des Detektors durchfliegen, verfehlen auch die aktive Fläche der Viendrahtkammer (Kap. 3.3.2) und werden durch die Koinzidenzschtaltung verworfen. Zusätzlich erhöht diese Geometrie die Bündelung des Szintillationslichtes nach unten in den Photomultiplier.

²GC Technology Messgeräte Vertriebs GmbH, Freidling 12, 84172 Buch am Erlbach.

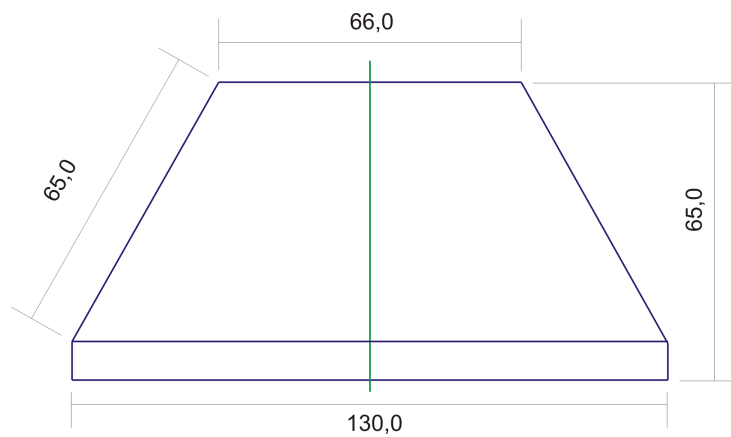
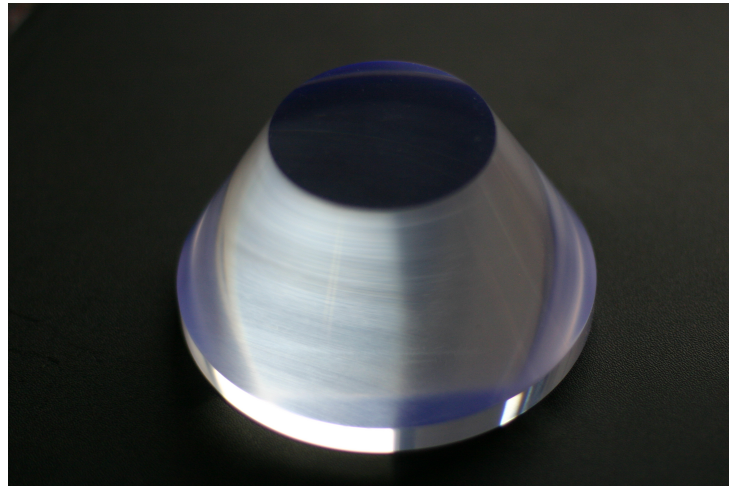


Abbildung 3.6: *Oben:* Foto des Szintillators bevor die Reflektorfarbe aufgetragen und er mit Scotchtape lichtdicht umgeben wurde. *Unten:* Die Maße des Plastik-Szintillators im Seitenschnitt. Angaben in mm. In Grün ist die Rotationsachse des Kegelstumpfes markiert.

Die statistischen Stoßprozesse im Medium zwingen die Elektronen auf eine nicht lineare Bahn. Somit kann man keine feste Eindringtiefe sondern lediglich eine statistische Absorptionslänge angeben. Es ergibt sich also eine Verteilungskurve der Eindringtiefen, die als Mittelwert die effektive Reichweite der Elektronen im Festkörper beschreibt. Aufgrund dieses sog. *straggling* wurde der Detektor mehr als 20 % länger gewählt [Leo94], als für Elektronen mit der für das Experiment angestrebten Grenzenergie von 10 MeV notwendig wäre. Eine empirische Formel für die Reichweite R von Elektronen im Festkörper ergibt sich nach [Mar65] zu:

$$R [cm] = (0.53 \cdot E [MeV] - 0.106) \cdot \rho \left[\frac{g}{cm^3} \right] \quad (3.1)$$

für Elektronen im Energiebereich $1 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$. Laut Herstellerangabe [SG01] beträgt die Dichte ρ des Plastiks $1.032 \frac{g}{cm^3}$. Berechnete Werte der Eindringtiefen sind in Tab. (3.1) gegeben.

Energie der e^- [MeV]	1	5	10	11	12	13
Mittlere Eindringtiefe [cm]	0.41	2.47	5.03	5.55	6.06	6.58

Tabelle 3.1: *Mittlere Eindringtiefen in den Szintillator BC404 bei verschiedenen Energien der einfallenden Elektronen. Werte berechnet nach Formel (3.1).*

Eine Wahl der Weglänge von 6.5 cm im Szintillator ist somit genug, um eine Verzerrung des Spektrums im Bereich hoher Energien um 10 MeV auszuschließen. Nicht berücksichtigt wurden hierbei die Richtungsänderung der Elektronen durch Stöße im Gas vor dem Szintillator, aber auch die Abweichungen von der linearen Bahn im Szintillator selbst. Die aktive Fläche der Kammer und die Winkelschrägen des Szintillators wurden so gewählt, dass Elektronen mit einer Energie von 10 MeV bei Abweichungen von 10° noch vollständig erfasst werden. Bei niedrigeren Energien ist der erlaubte Winkel wegen der kürzeren Absorptionslänge noch größer. Simulationen, die den Effekt verifizieren könnten, wurden nicht durchgeführt, sind aber für die kommende Zeit vorgeschlagen.

Der Szintillator wurde an den Mantelflächen mit einer Reflexionsfarbe auf Titan-Dioxid-Basis bestrichen³. Die Bodenfläche, an die der Photomultiplier

³Es handelt sich hierbei um die von *Saint-Gobain* angebotene Reflektorfarbe für Plastikszintillatoren BC-620.

angekoppelt ist, wurde frei gelassen und die Farbe an der oberen Eintrittsebene nur sehr dünn aufgetragen, um möglichst wenig Material zwischen Target und Detektor zu bringen. Durch die Farbe konnte auf eine weitere Verspiegelung verzichtet werden. Figur (3.7) zeigt die vom Hersteller angegebene Reflektivität abhängig von der Wellenlänge und das Emissionsspektrum des BC 404.

Zudem wurden die Mantelflächen zusätzlich mit schwarzem Scotchtape gegen eventuell in die Apparatur gelangendes Streulicht und Entladungsglimmen der Vieldrahtkammer abgeschirmt.

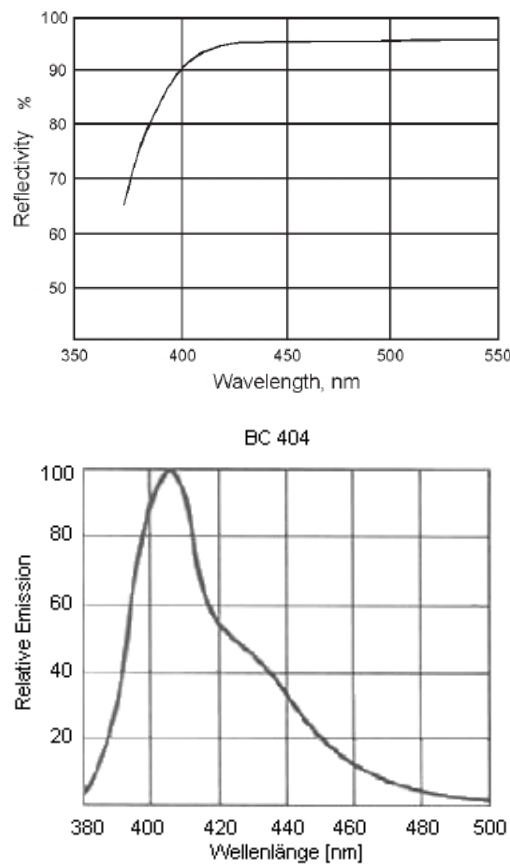


Abbildung 3.7: *Oben: Die Reflektivität der Reflektorfarbe BC-620 von Saint-Gobain als Funktion der Wellenlänge des Lichtes. Unten: Das relative Emissionsspektrum des Plastiksintillators BC 404. Über 90 % des die Plastikoberfläche treffenden Szintillationslichtes wird zurückreflektiert. Aus [SG01].*

Der Photomultiplier

An den Szintillator ist der im Durchmesser 130 mm breite Photomultiplier *XP 3540 B* mit dem Spannungsteiler *VD 202 K 01* angekoppelt, umgeben vom Mu-Metall-Schild *MS 175* von der Firma *Photonis*⁴. Die Materialien von Eintrittsfenster (Borsilikat-Glas) und Photokathode (Bialkali) sind mit dem Szintillator daraufhin abgestimmt, für die Wellenlänge des emittierten Lichts die höchste Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen [ETL03].

3.3.2 Die Violdrahtkammer

Der Plastiksintillator ist sensitiv auf jegliche ionisierende Strahlung und auf Neutronen und die in der Zerfallskette der betrachteten Isotope und mit großer Intensität im Neutronenstrahl vorkommende γ -Strahlung - wenn auch nicht mit der gleichen Nachweisempfindlichkeit wie für geladene Teilchen. Um Elektronen von elektrisch neutralen Teilchen unterscheiden zu können, muss man sich eines weiteren, vorgeschalteten Detektors bedienen, der nur auf eine der beiden Strahlungsarten anspricht. Allerdings soll dieser Detektor die Richtung und vor allem die Energie der Elektronen möglichst wenig beeinflussen. Ein Gasdetektor wie eine Violdrahtkammer eignet sich in diesem Zusammenhang, da Elektronen auch bei kleinen Gasdichten und minimaler Energiedeposition ein messbares Signal erzeugen, während Neutronen und Photonen das Gasvolumen meist ohne Wechselwirkung durchqueren.

Die Kammerplatinen

Die Violdrahtkammer ist aus drei Einzelplatinen aufgebaut, die in der gasgefüllten Hauptkammer durch vier Führungsstangen und einige Abstandhalter zwischen den Ebenen vor dem Szintillator positioniert sind.

Auf der Drahtplatine (Abb. (3.9)) liegen die Leiterbahnen und Kabellötstellen, sowie die eigentliche aktive Fläche des Violdrahtdetektors. Über ein Loch mit 50 mm Durchmesser sind 12 Anodendrähte und 13 Potentialdrähte gespannt, die im Experiment auf 2460 V bzw. 660 V Spannung gelegt werden⁵. Es handelt es sich bei beiden Drahtarten um vergoldete Wolframdrähte mit 10 μm Durchmesser. Da eine örtliche Auflösung nicht nötig ist, werden die Leiterbahnen jeder Sorte zusammengeführt und gemeinsam ausgelesen bzw. mit Spannung versorgt. Die Drähte wurden mit einem Zug, der einer Masse

⁴Photonis SAS, Avenue Roger Roncier, 19106 Brive cedex, France.

⁵Die Aufteilung der 25 identischen Drähte in diese zwei Klassen wird im folgenden Abschnitt motiviert und erklärt.

von etwa 25 g entspricht, gespannt, um sie trotz der abstoßenden Coulombkräfte durch die Nachbarn an ihrer Position zu halten.

Diese Drahtplatine liegt mittig zwischen zwei geerdeten Kathodenplatinen. Die Oberflächen der Kathodenplatinen sind kupferbeschichtet, was eine Erdung der festgeklebten⁶ Folien vereinfacht. Abb. (3.8) zeigt eine Platine nach der Bespannung mit aluminierter Mylarfolie der Dicke $6\ \mu\text{m}$ und einer Flächenbelegung von $830 \pm 20\ \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$. Die Folie überspannt ein Loch von 80 mm Durchmesser, das am Rand abgerundet und geglättet wurde, um die Folie nicht durch herausstehende Glasfaserenden zu beschädigen.

Aus technischen Gründen wurde diese Vieldrahtkammer nicht gasdicht konstruiert, sondern die drei verschiedenen separaten Platinen lediglich mit den schon angesprochenen Führungsstangen verbunden. Die Kathodenfolien tragen somit keine Drucklast und die ganze Kammer kann frei von mechanischen Kräften betrieben werden.

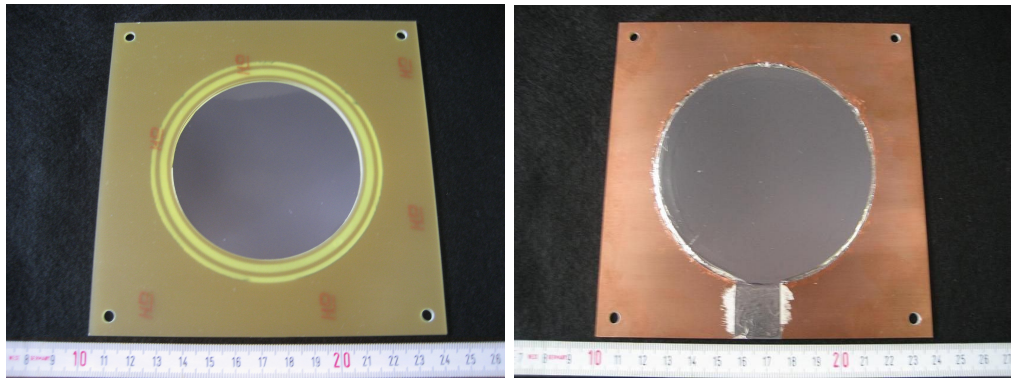


Abbildung 3.8: Eine der beiden Kathodenplatinen der Vieldrahtkammer. *Links:* Die Sicht auf die der Drahtplatte zugewandten Seite. Man sieht die beiden ringförmigen Aussparungen durchscheinen, in die der Kleber zur Befestigung der Folien gefüllt wurde und die glatte, aluminierete Mylarfolie, die das Nullpotential definiert. *Rechts:* Sicht auf die der Drahtplatte abgewandte Seite. Man erkennt hier die Lasche, mit der die aluminierete Mylarfolie mittels Silberleitpaste auf die kupferne Seite der Platine geklebt wurde.

⁶Der verwendete Kleber ist *UHU plus endfest 300*.

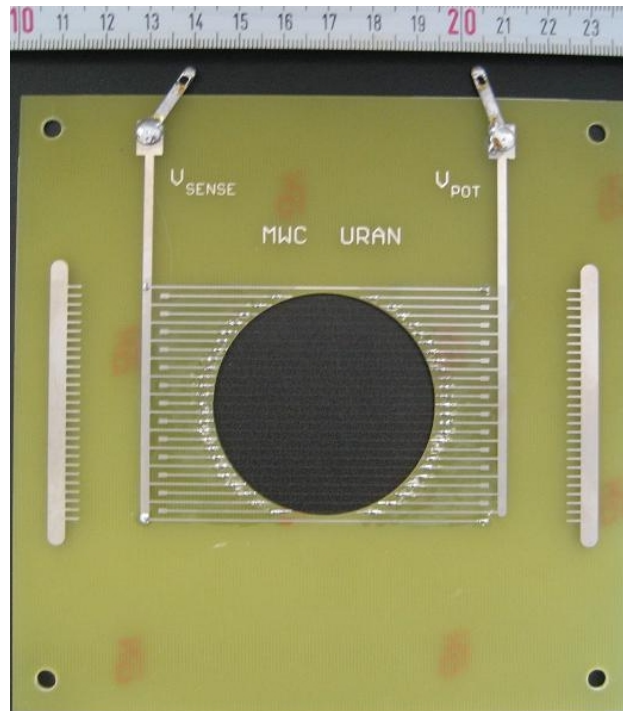


Abbildung 3.9: Die Drahtplatine der Vieldrahtkammer. In der Mitte sind 25 vergoldete Wolframdrähte der Dicke $10\mu\text{m}$ über das Loch gespannt, das mit 5 cm Durchmesser die aktive Fläche der MWC festlegt. Deutlich zu erkennen ist auch die rechteckige Symmetrie der Leiterbahnen trotz der runden Geometrie der aktiven Fläche; hierdurch wird das Feld auch an den Rändern des aktiven Bereichs nicht stark verformt. Die beiden durchgehenden Leiterbahnen ober- und unterhalb der aktiven Fläche haben das gleiche Potential wie die Anodendrähte, verstärken aber aufgrund ihrer Breite die Sekundärelektronen nicht und formen somit lediglich das Feld für eine scharfe Begrenzung des Randes (siehe auch Abb. (3.12)). Die Drähte werden abwechselnd zur linken und zur rechten Seite abgeführt, wo sie auf je ein gemeinsames Potential gelegt werden. Die beiden großen Löt pads am linken und rechten Rand der Platine dienen der Vereinfachung der Herstellung und haben keine physikalische Bedeutung.

Wirkungsweise und Parameter der Vieldrahtkammer

Ein Elektron, das durch das Zählgas fliegt, erzeugt auf seinem Weg durch Ionisation der Gasmoleküle eine Vielzahl von primären Elektronen. Da zwischen den parallel gespannten Signaldrähten der Kammer und den äußeren Kathodenfolien eine Hochspannung anliegt, driften die freien Elektronen in Richtung der positiv geladenen Anodendrähte. In der nahen Umgebung der Drähte erreichen sie einen Bereich hoher Feldstärke, in dem sie genug Energie erhalten, um ihrerseits Gasatome zu ionisieren. Somit bildet sich eine Ladungslawine aus, die elektrische Signale von messbarer Amplitude an diesen verstärkenden Drähten erzeugt [Sau77].

Eine Energiebestimmung oder eine Ortsrekonstruktion ist im speziellen Fall hier nicht nötig. Es soll lediglich sichergestellt werden, dass alle vom Target her die Kammer durchfliegenden Elektronen auch den Szintillator treffen. An welchem Ort sie in die Stirnfläche des Szintillators eintreten, ist belanglos, da alle Elektronen durch die spezielle Detektorform (siehe Kap. 3.3.1) ihre volle Energie deponieren und somit auch der Eintrittswinkel nicht bestimmt werden muss.

Zur Optimierung der Parameter der MWC wurden verschiedene Konfigurationen mit dem *Garfield*-Programm [Gar05] des CERN simuliert und analysiert. Die Analyse betraf hierbei vor allem die Bestimmung der geometrischen Größen und des elektrischen Potentialverlaufs. Der Abstand der beiden Kathodenebenen zur Drahtebene d , die Anzahl N und somit der Abstand l der Drähte, das an die Anoden- und Potentialdrähte angelegte Potential V_{anode} bzw. V_{pot} und der Drahtradius r sind die Variationsparameter⁷. Abschließend wurden die Feldlinien und Elektronendriftlinien am Rand der Kammer untersucht, um ein klares räumliches Fenster für das Koinzidenzsignal zu erhalten.

Der Durchmesser der Drähte wurde mit $10 \mu\text{m}$ angesetzt. Eine Abschätzung für das elektrische Feld $|\vec{E}|$ im Abstand R zu einem Anodendraht ergibt sich für die Näherung $R \ll l$ zu [Sau77]:

$$|\vec{E}|(R) \approx \frac{CV_{anode}}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{R} \quad (3.2)$$

wobei

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{\pi d}{l} - \ln\left(\frac{2\pi r}{l}\right)} \quad (3.3)$$

⁷Die Startwerte für den Drahtradius und die Draht- und Kathodenabstände, die in diesem Kapitel verwendet werden, wurden aus [Sau77] übernommen.

die Kapazität pro Längeneinheit für die Anodendrähte ist. Die übrigen Größen sind wie oben benannt.

Man erkennt, dass der Einfluss der Drahradien r auf die Kapazität vergleichsweise klein (logarithmisch) ist. Kleinere Radien führen also trotz leicht verringerter Kapazität zu einem stärkeren E-Feld an der Drahtoberfläche $R = r$ und somit zu einer höheren Verstärkung in Drahtnähe. Die Limitation des Radius erfolgt vor allem durch die mechanische Herstellung der Drahtplatine. Der Abstand der Kathodenfolien von der Drahtebene wurde mit 5 mm angesetzt. Die Kathodenfolien legen ein definiertes Nullpotential fest, zu dem die durch Ionisation der Gasmoleküle entstandenen positiven Ionen driften. Diese Driftzeit bestimmt, wann das ungestörte elektrische Feld in der Drahtumgebung wieder hergestellt ist, weshalb dieser Abstand im besten Fall das zwei bis dreifache des Drahtabstandes nicht überschreiten soll [Sau77].

Der Abstand l der Drähte ist die bestimmende Größe für die Kapazität (siehe Formeln (3.2) und (3.3)) und somit das verstärkende E-Feld in Drahtnähe. Jedoch darf der Drahtabstand nicht beliebig groß gewählt werden, um das elektrische Feld - und somit die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und Ionen - auch an Orten zwischen den Drähten und nahe der Folie nicht zu klein werden zu lassen. Eine grundlegende Möglichkeit, diese Potentiallöcher zu vermeiden und gleichzeitig durch eine Änderung der Drahtkapazitäten bei gleichem Drahtabstand die Betriebsspannung vermindern zu können [Sau77], bietet die zusätzliche Einführung sogenannter Potentialdrähte (im Folgenden auch Felddrähte genannt), die in der gleichen Ebene zwischen die Anodendrähte gespannt werden und die elektrische Feldverteilung beeinflussen (siehe Abb. (3.10)). Drahtabstände und -potentiale der Anoden- und Potentialdrähte wurden variiert und die Auswirkungen auf die Driftlinien und -zeiten der Elektronen überprüft. Die Abbildungen (3.10) und (3.11), die mit *Garfield* erstellt wurden, demonstrieren die Gestaltung der Feldlinien durch Einführung dieser Potentialdrähte. Die in der Simulation verwendeten Parameter entsprechen der Konfiguration, wie sie letztlich beim Bau umgesetzt wurde (siehe Tab. (3.2)).

Die Driftzeiten einzelner Sekundärelektronen wurden ausgehend von mehreren verschiedenen Positionen (variiert in Drahtabstand, Nähe zu Potential- oder Anodendraht und angelegten Spannungen) von *Garfield* berechnet und belaufen sich im endgültigen Setup auf maximal etwa 50 ns. Dies betrifft ein Elektron mit dem größten Driftweg, das also über einem Potentialdraht nahe der Folie startet, und ist ein ungefährender Richtwert für die Dauer der Anstiegsflanke im Ausgangssignal.

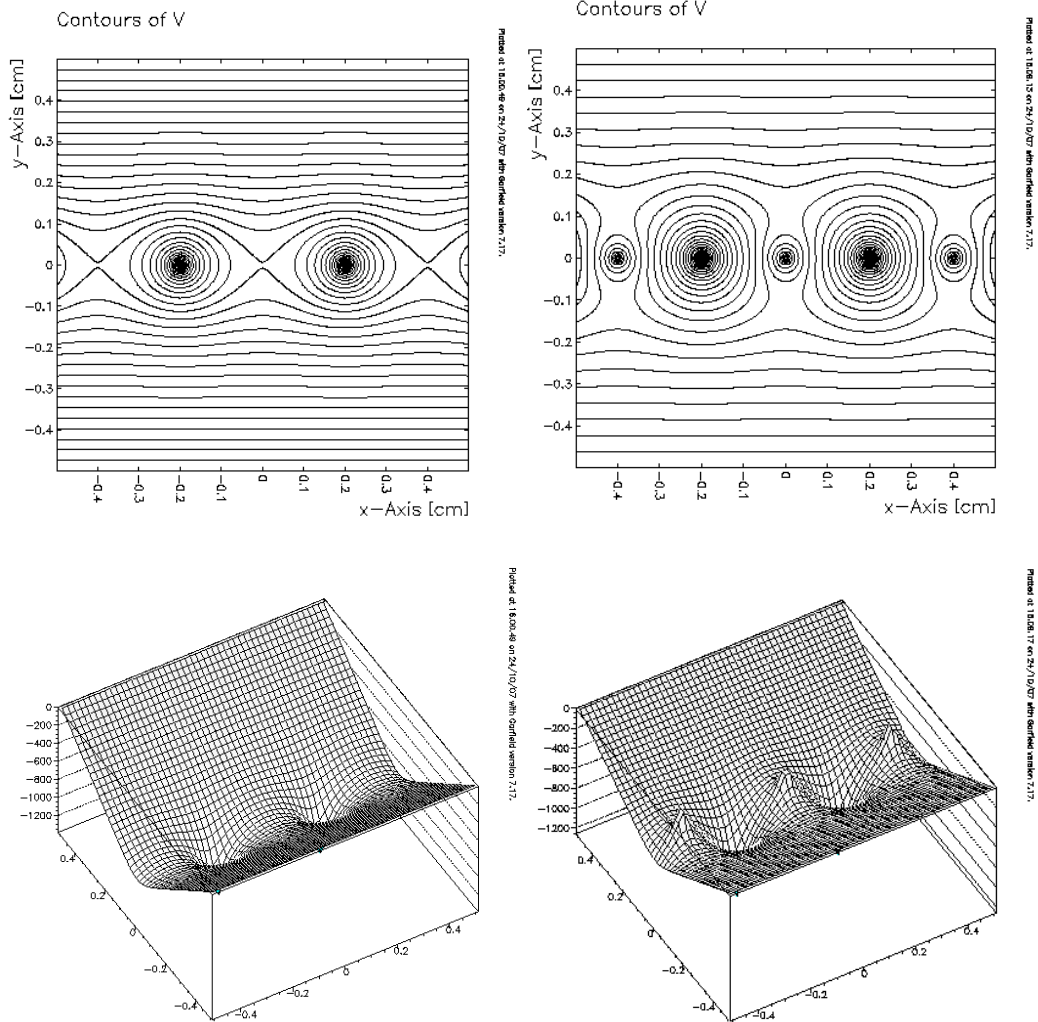


Abbildung 3.10: Mit Garfield berechnete Feldverteilung des elektrischen Potentials in der Violdrahtkammer bei Normalbedingungen. Skizziert ist oben ein Ausschnitt der Drahtebene im senkrechten Schnitt und die zweidimensionale Verteilung der Äquipotentiallinien um die Drähte. Unten: Dreidimensionale Darstellung des Potentialgefälles im gleichen Ausschnitt. Die negativen Pole stellen die Position der Drähte dar. Links die Abbildungen ohne eingeführte Potentialdrähte, rechts mit diesen. Man erkennt, dass ohne Felddrähte das Potentialloch genau zwischen den Drähten zu einem ausgebildeten Sattelpunkt im Potential führt, wohingegen die Konfiguration mit Felddrähten diesen Effekt weitgehend kompensiert. Die mechanischen Größen und angelegten Spannungen sind in Tabelle (3.2) zu lesen.

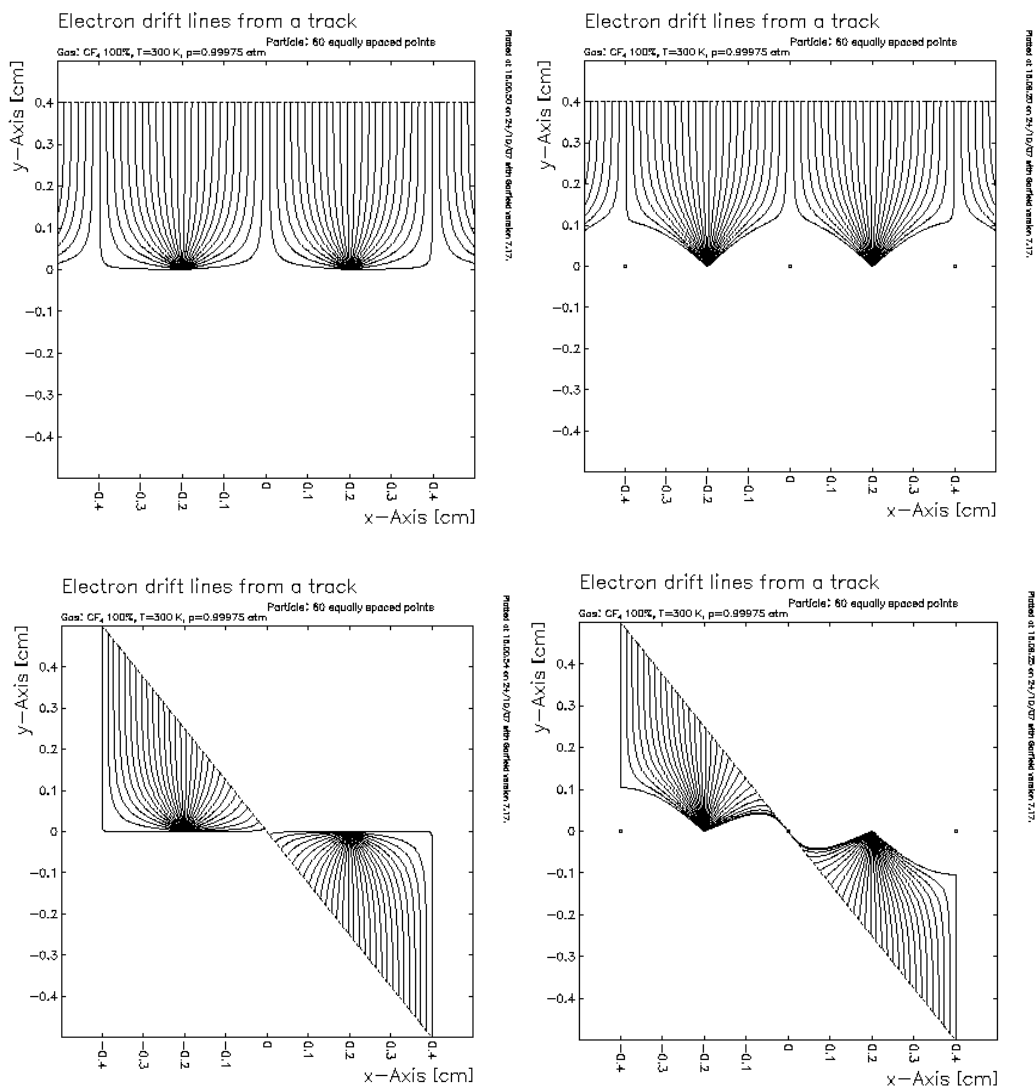


Abbildung 3.11: Mit Garfield berechnete Elektronendriftlinien in der MWC. Skizziert ist ein Ausschnitt der Drahtebene im senkrechten Schnitt. Oben: Driftlinien 60 hypothetisch in einer Waagerechten entstehender Sekundärelektronen zur Verdeutlichung der elektrischen Feldlinien. Unten: Driftlinien von 60 entlang der Spur eines ionisierenden Teilchens erzeugten Elektronen. Es wird durch die Konfiguration mit Potentialdrähten rechts die bessere Bündelung der Elektronen auf die Anodendrähte hin erreicht als links ohne diese. Bemerkenswert ist, dass selbst Elektronen, die in unmittelbarer Nähe zu den positiv geladenen Potentialdrähten entstehen, aufgrund des Potentialgefälles (siehe Abb. (3.10)) zu den Anodendrähten driften. Es ist also nicht nötig, die Potentialdrähte dicker zu machen, um eine Verstärkung an diesen zu vermeiden. Die mechanischen Größen und angelegten Spannungen sind in Tabelle (3.2) zu lesen.

r	d	l	N_{anode}	N_{pot}	R	V_{anode}	V_{pot}
$5\ \mu\text{m}$	$5\ \text{mm}$	$2\ \text{mm}$	12	13	$25\ \text{mm}$	$2460\ \text{V}$	$660\ \text{V}$

Tabelle 3.2: Die Parameter der Vieldrahtkammer: Drahtradius r , Abstand d der Kathodenfolien von der Drahtebene, Abstand l der Drähte untereinander, Anzahl N_{anode} der Anodendrähte, Anzahl N_{pot} der Felddrähte, Radius R der aktiven Fläche der MWC. Die Spannungen V_{anode} und V_{pot} entsprechen den letztlich im Experiment eingestellten Werten.

Da die Vieldrahtkammer als Veto für den Szintillator dienen soll, ist eine genaue räumliche Begrenzung der aktiven Fläche unabdingbar. Die Geometrie des Experimentes legt den Radius des Fensters auf 50 mm fest, bei einem Abstand der unteren Kathodenfolie zum Szintillator von etwa 1 mm.

Sichergestellt wird eine klare räumliche Begrenzung durch die Einführung zusätzlicher Leiterbahnen an beiden Seiten der Drahtkammer, die auf dem gleichen Potential wie die Anodendrähte liegen. Wie Abb. (3.12) verdeutlicht, driften entstehende Sekundärelektronen zu diesen Kupferbahnen, werden aber durch die im Vergleich zu den Drähten in der aktiven Fläche deutlich kleineren elektrischen Felder an der Oberfläche der breiten Leiterbahnen nicht mehr verstärkt. Somit ist in Richtung parallel zu den Drähten eine scharfe Trennung möglich (siehe Abb. (3.9)).

In Drahtrichtung funktioniert die Begrenzung auf die gleiche Weise: Durch die parallele Drahtführung, die bis 10 mm hinter die Lötstellen der Drähte aufrecht erhalten wird, unterscheidet sich die Feldverteilung in der aktiven Fläche nicht von der auf der Platine. Doch wird eine Verstärkung der Elektronen durch die kaum gekrümmten Leiterbahnen unterbunden.

Das Zählgas

Als Zählgas wurde Tetrafluormethan (CF_4) 5.0 (R 14) der Firma *Linde Gas*⁸ verwendet, dessen Wahl hier kurz motiviert werden soll.⁹

Der größte Untergrund nahe des Reaktorkerns und des Neutronenstrahls besteht aus den gestreuten Gammaquanten. Eine hohe γ -Diskriminierung ist in diesem Experiment somit extrem wichtig. Da die Wirkungsquerschnitte für Compton-, Paarbildungs- und Photoeffekt stark mit höherem Z steigen [Leo94], sollen die Atome eines für γ -Strahlung durchsichtigen Gases eine möglichst kleine Ladungszahl haben. Dies schließt Zählgase wie Xenon aus,

⁸Linde AG, Geschäftsbereich Linde Gas Deutschland, Seitnerstr. 70, 82049 Pullach.

⁹Für ausführliche Einführungen in die Eigenschaften von Zählgasen und Anforderungen an diese soll auf weitere Literatur wie u. a. [Den91, Sau77, Sharm] verwiesen werden.

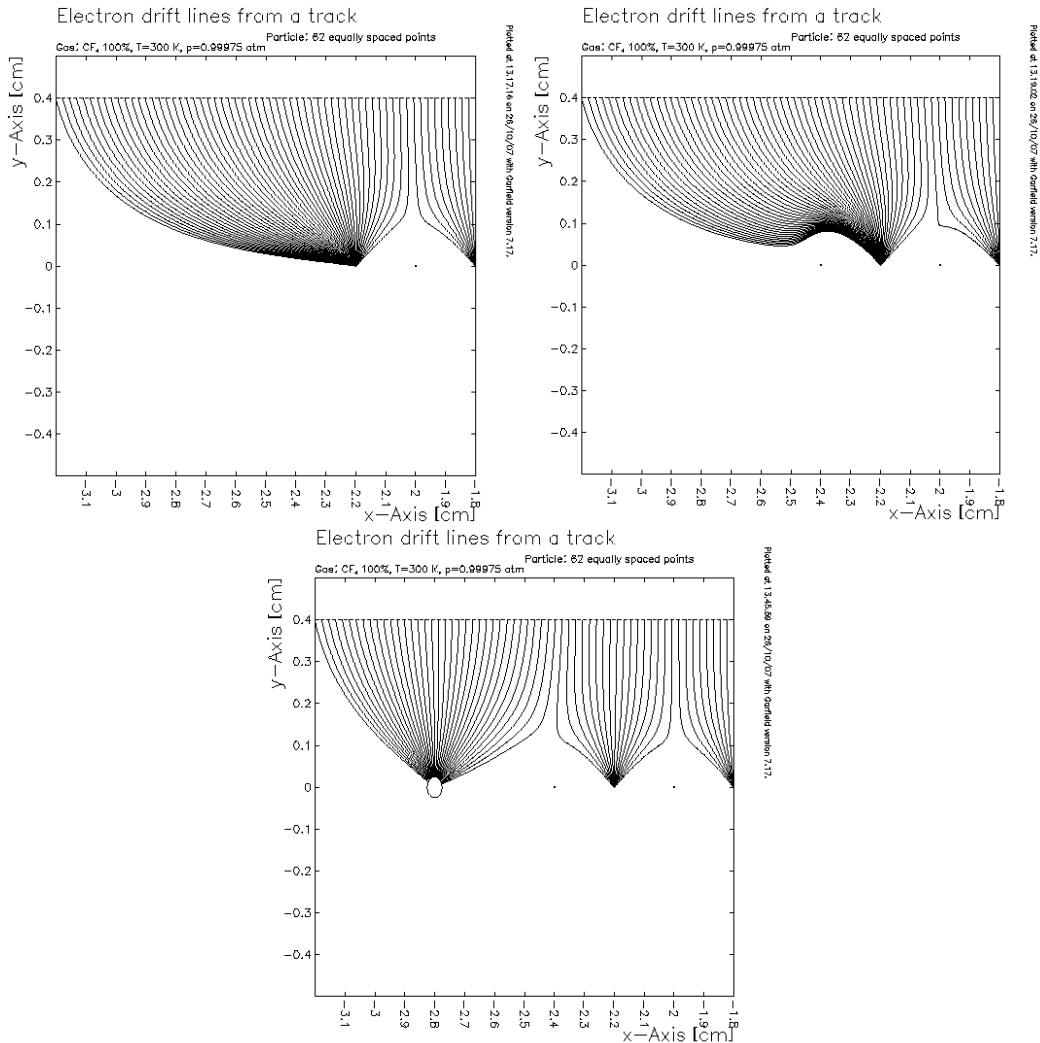


Abbildung 3.12: Driftlinien von 62 Elektronen, die am Rand der Drahtebene in einer Waagerechten mit der Höhe 0.4 cm positioniert wurden, wie vom Garfield-Programm errechnet. Oben: Selbst Elektronen, die weit von dem letzten Draht entfernt - und somit nicht innerhalb der erwünschten aktiven Fläche - entstehen, werden von dem Anodendraht eingefangen und erzeugen ein Signal (links). Die Situation bleibt bis auf eine Krümmung der Elektronenbahn die gleiche, wenn man die Kammer mit einem Potentialdraht abschließt (rechts). Unten: Bei Einfügen einer Leiterbahn, die auf dem gleichen Potential wie die Anodendrähte liegt, kann die aktive, verstärkende Fläche der MWC klar definiert werden. Aufgrund der Breite der Leiterbahn, die in der Grafik als dicker Draht erscheint, werden die dort eingesammelten Elektronen nicht verstärkt. Die mechanischen Größen und angelegten Spannungen sind in Tabelle (3.2) zu lesen.

<i>Gas</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	$\rho \left[\frac{mg}{cm^3} \right]$	E_x	E_i	W_i	$\frac{dE}{dx} _{mip} \left[\frac{keV}{cm} \right]$	n_p	n_t
He	2	2	0.178	19.8	24.5	41	0.32	4.2	8
Ar	18	39.9	1.782	11.6	15.7	26	2.44	23	94
Ne	10	20.2	0.90	16.7	21.6	36.3	1.56	12	43
Xe	54	131.3	5.86	8.4	12.1	22	6.76	44	307
CF ₄	42	88	3.93	12.5	15.9	54	7	51	100
DME	26	46	2.2	6.4	10.0	23.9	3.9	55	160
CO ₂	22	44	1.98	5.2	13.7	33	3.01	35.5	91
CH ₄	10	16	0.71	9,8	15.2	28	1.48	25	53
C ₂ H ₆	18	30	1.34	8.7	11.7	27	1.15	41	111
i-C ₄ H ₁₀	34	58	2.59	6.5	10.6	23	5.93	84	195

Tabelle 3.3: *Ladungs- und Massenzahl Z bzw. A , Dichte ρ , mittlere Anregungsenergie E_x , mittlere Ionisationsenergie E_i , mittlere deponierte Energie W_i pro erzeugtem Ionenpaar, Energiedeposition $\frac{dE}{dx}$ für minimal ionisierende Teilchen, Anzahl der erzeugten Primärelektronen n_p und der total erzeugten Ionenpaare n_t pro Längeneinheit für ausgesuchte übliche Zählgase. Nach [Sharm].*

das wie aus Tab. (3.3) zu lesen ein sehr gutes Verhältnis von produzierter totaler Ionenpaaranzahl zu deponierter Energie besitzt. Allerdings fallen auch die sehr leichten Gase wie Butan nicht in die Auswahl, da brennbare und explosive Stoffe am Messplatz nicht gestattet waren.

Hochreines CF₄ hat den Vorteil, dass durch seine Molekülstruktur kein zusätzlicher Quencher beigemischt werden muss: Die Ionisierungsenergien von Edelgasen und atomaren Gasen sind meist höher als die des Metalls auf den Kathoden [Sau77]. Somit können durch die in der Verstärkungszone von angeregten Atomen emittierten Röntgenstrahlen in der Kathode Photoelektronen herausschlagen, die dann zu einem verzögerten Elektronenschauer führen und einen konstanten Entladungsstrom erzeugen. Ebenso können verspätete Elektronen entstehen, wenn die zur Kathode gedrifteten Ionen dort neutralisiert werden und die Bindungsenergie des Elektrons an ein weiteres Metallelektron übertragen wird. Bei Argon werden aus diesem Grund meist molekulare Quencher wie z. B. CO₂ beigemischt, da die Vielzahl von Rotations- und Vibrationsmoden in Molekülen für eine Kaskade vieler niederenergetischer Übergänge sorgt, deren Photonen unter der kritischen Ionisierungsenergie liegen. CF₄ übernimmt aufgrund seiner Molekülstruktur dieses Quenching selbst [Sau77].

Hohe Zählraten erfordern ein möglichst schnelles Gas. Dies bezieht sich auf hohe Elektronen- und Ionenmobilitäten. Größenordnungsmäßig liegen die Driftgeschwindigkeiten für Ionen einen Faktor 1000 unter denen der Elektronen [Yam92]. Dies führt im Signal zu einem schnellen Anstieg des Pulses, der unter 100 ns liegt und durch die zum Draht driftenden Elektronen induziert wird, und einem sehr langsamen, bis einige hundert μs langen Abfall durch die allmähliche Änderung der Kapazität des Systems beim Drift der Ionen weg von den Drähten.

Die Mobilität der Elektronen im Gas bestimmt die Zeitkonstante der ansteigenden Flanke des Signals, welches durch die elektronischen Verstärkermodule differenziert und als Triggersignal verwendet wird. Um das Integral der Gesamtladung verlässlich zu erhalten und so ein Pulshöhenspektrum der Vieldrahtkammer aufnehmen zu können, aber auch um ein Verzerren des elektrischen Feldes aufgrund von Ansammlungen positiver Ionen zu unterbinden, müssen auch diese schnell abgeführt werden. CF_4 gehört mit Elektronendriftgeschwindigkeiten von $10 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$ (bei einer elektrischen Feldstärke von $1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$) und Ionenmobilitäten im Bereich von $1 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ zu den schnellsten Zählgasen [Chr79, Yam92]¹⁰.

3.3.3 Die Mylar-Trennfolie

Zur Trennung des evakuierten Targetrohrs von der gasgefüllten Detektorkammer wird eine Mylarfolie verwendet (siehe Abb. (3.13)), welche so dünn wie möglich gehalten werden soll, um die Materialmasse in der Elektronenbahn gering zu halten. Nach Erfahrungsberichten verschiedener Arbeitsgruppen [Zei08, Ger08] erschien eine Dicke ab etwa $25 \mu\text{m}$ als realisierbar. Die Dichtigkeit auf Gas und die elastischen Eigenschaften bei Druckunterschieden von etwa 1 bar mussten aber im Vorfeld verifiziert werden, wofür mehrere Test durchgeführt wurden.

Zu diesem Zweck wurden zwei Folien verschiedener Dicke ($25 \mu\text{m}$ und $36 \mu\text{m}$) nacheinander am Kreuzstück fixiert und dem maximal im Experiment auftretenden Druckunterschied von etwa 1010 mbar ausgesetzt.

Das Strahlrohr wurde jeweils mehrere Male evakuiert und wieder belüftet, um iterative Belastungen während des Probenwechsels zu simulieren. Es wurde die Tiefe der Auswölbung in Richtung der Targethalterung gemessen. Hierbei wurde festgestellt, dass die Folien schon bei der ersten Belastung inelastisch wurden und auch nach dem Druckausgleich eine leicht ausgewölbte Form behielten (Abb. (3.13)). Jedoch konnte bestätigt werden, dass sich die Ver-

¹⁰Die Angaben gelten für Normalbedingungen.



Abbildung 3.13: Die eingebaute und unter Drucklast stehende, eingewölbte Mylarfolie. Mit einem Aluminiumring wird die Folie am Kreuzstück befestigt und trennt das gasgefüllte Detektorvolumen vom evakuierten Strahlrohr.

formung auch nach mehreren Wiederholungen nicht verstärkte. Nach diesen Belastungstests wurde die Aparatur als Test der Gasdichtigkeit unter Druckbelastung und Abschluss der Ventile je 18 Stunden mit den selben Mylarfolien stehen gelassen. Der Anfangsdruck im Strahlrohr von etwa 3 mbar stieg bei beiden Tests in dieser Zeit nicht messbar an.

Die Wahl für das Experiment fiel auf die Folie der Dicke $36 \mu\text{m}$, da sich diese weniger verformt als die $25 \mu\text{m}$ dicke Folie. Hieraus folgt ein verringerter Gasweg für die Elektronen, da zwischen Folie und Target Vakuum herrscht, nicht aber zwischen Folie und Detektor. Tabelle (3.4) fasst die Messwerte und dazugehörigen mittleren Energiedepositionen für Elektronen in der Folie zusammen.

d [μm]	μ [$\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$]	a_{max} [cm]	ΔE [keV]
25	3.4 ± 0.1	2.4 ± 0.1	5.9
36	4.8 ± 0.1	1.6 ± 0.1	8.3

Tabelle 3.4: Die mittlere Energiedeposition ΔE für Elektronen der Energie 1 MeV in den beiden Mylartrennfolien mit Foliendicke d und Massenbelegung μ . Die gemessene maximale Auswölbung der Folien a_{max} ist zudem gegeben. Zu den im Experiment ebenfalls zu betrachtenden höheren Elektronenenergien vergrößert sich der Verlust ΔE um etwas mehr als 10 %, aufgrund des relativistischen Anstieges in der Bethe-Bloch-Funktion [Sau77]. Werte für die Energiedeposition aus [Pag72].

Mit einem mittleren Energieverlust der Elektronen im CF_4 bei Normaldruck von $7 \frac{\text{keV}}{\text{cm}}$ (siehe Tab. (3.3)) resummiert ein zusätzlicher Gasweg von 0.8 cm in einer höheren mittleren Energiedeposition im Gas von etwa 5.6 keV. Insgesamt wird statistisch die Energiedeposition durch die Verwendung der dicken Folie etwa um 3.2 keV kleiner, was den systematischen Fehler der Messung im Vergleich zur Nutzung der dünneren Folie verringert.

3.4 Der Messplatz

Aufgrund der bestehenden Neutronentomographieanlage Nectar musste das Setup in einen schon existierenden Experimentiertisch eingepasst werden. Dies zog allerdings einige Einschränkungen beim Bau der Pb-Burg mit sich, die das Detektormodul - und damit vor allem den Szintillator - gegen aus dem Strahl gestreute γ -Quanten abschirmen sollte. So konnte lediglich das Kollimatorfenster in der Trennwand zur medizinischen Station (Abb. (3.14)) mit Blei ausgefüllt und der Detektor gegen direkte Streustrahlung aus den Kollimatoren abgeschirmt werden. Direkt um den Detektor konnte nur eine Bleifolie von etwa 3 mm Dicke gelegt werden, wodurch die hochenergetische Streustrahlung im Messraum nahezu ungehindert in den Szintillator gelangen konnte. Eine erhöhte Zählrate im Szintillator resultierte zum Einen in einer höheren Rate zufälliger Koinzidenzen, kann aber ebenso, wie in Kap. 4.5.3 und 5.2 beschrieben, zu Sättigungseffekten in der Photomultiplierbase geführt haben.

Das Experiment wurde in Richtung des Austrittsfensters aus der Beckenwand um eine 3.50 m lange, evakuierte Strahlführungsstrecke erweitert, wodurch die medizinische Station überbrückt wurde (um Streuungen an der Luft zu vermeiden) und weitere Kollimatoren und Abschirmungen eingebaut werden konnten (siehe auch Abb. 3.15).

Zudem wurde die diese Station, die den gleichen Strahl nutzte, im Laufe der Strahlzeit mehrfach kurzfristig zu Therapiezwecken genutzt. Dafür musste die vordere Kollimatorstrecke vollständig abgebaut und nach der jeweiligen Bestrahlung der Multi-Leaf-Kollimator in der Beckenwand (Abb. (3.15)), die Rohrstrecke, die Pb-Abschirmung und die in die Rohre eingesetzten Kollimatoren jeweils neu justiert werden. Zwar stand am Messplatz ein Laser-Visier (Abb. (3.16)) zur genauen Positionsbestimmung zur Verfügung, doch zeigten die Messungen, dass Schwankungen in der Untergrundrate von bis zu 10 % die Folge waren. Die Auswirkungen hiervon werden in Kap. 4.5.2 besprochen. Zur Unterbindung von Streustrahlung wurden Bleifolien in die Kollimatorrohre eingelegt. ${}^6\text{LiF}$ -Kacheln umgeben das Target, um gestreute thermische Neutronen zu absorbieren.

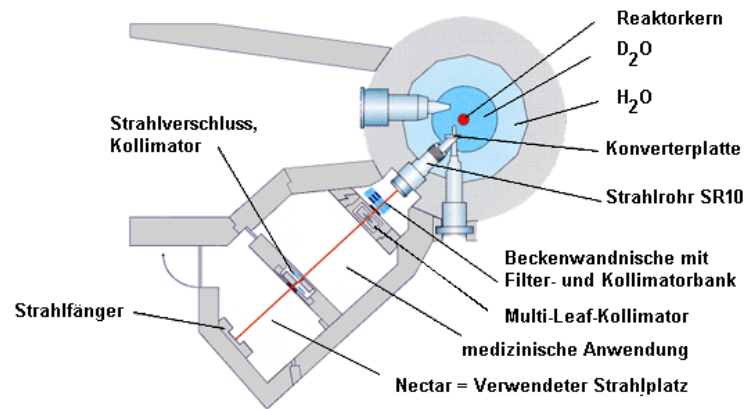


Abbildung 3.14: Schematischer Grundriss des Messplatzes. Zu sehen sind von oben rechts nach unten links: Der Reaktorkern (rot) mit Moderatorbecken (dunkelblau), umgeben vom leichten Wasser des Reaktorbeckens (hellblau), das Strahlrohr mit der Konverterplatte in der Nase, die Filterbank (blau) und der Multi-Leaf-Kollimator vor der medizinischen Station. Nach dem Raum zur Patientenbestrahlung folgt die Trennwand mit einem weiteren Kollimator und einfahrbarem Strahlverschluss, dann die Nectar-Anlage mit der Neutronentomographie, bzw. dem aufgebauten Experiment zur Bestimmung des $\bar{\nu}_e$ -Spektrums. Aus [FRM08].

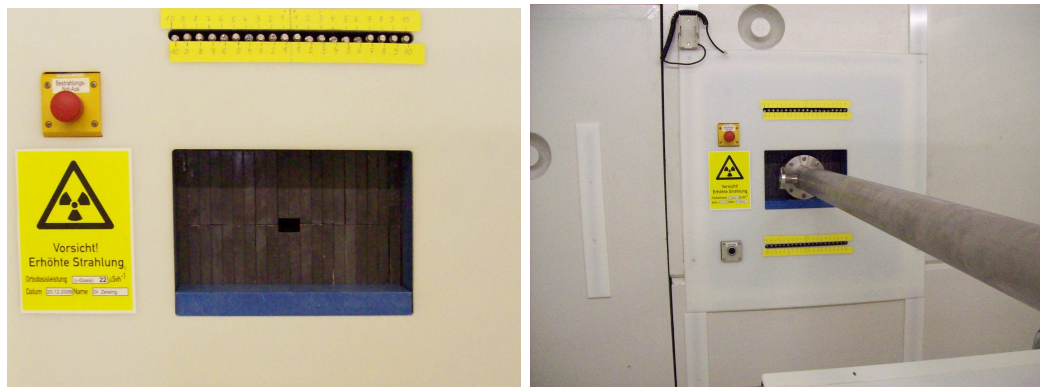


Abbildung 3.15: Links: Blick auf den Multi-Leaf-Kollimator, der die letzte Stufe einer Reihe von Pb- und Plastikfiltern darstellt. Die einzelnen Blätter können separat auf das gewünschte Strahlprofil eingestellt werden. Im Experiment wurde ein Fenster von $3 \times 4 \text{ cm}^2$ geöffnet. Hinter dieser Filterbank befindet sich nach kurzer Leiterstrecke direkt die Konverterplatte. Rechts: Die medizinische Station wurde mit zwei aneinander geflanschten, insgesamt 3.5 m langen und evakuierten Rohren überbrückt.



Abbildung 3.16: *Links: Blick von der medizinischen Station auf die Trennwand zum Nectar-Strahlplatz, hinter der das Experiment aufgebaut war. Man erkennt einen der 30 cm langen Eisenkollimatoren, der in das Strahlrohr eingeführt wurde. Rechts: Mittels eines Laservisiers konnten die Rohre und die Kollimatoren in diesen auf die genaue Strahlposition eingestellt werden.*

3.5 Die Elektronik

Die im Aufbau verwendete Messelektronik wird in Tab. (3.5) aufgelistet und die im Folgenden verwendeten Abkürzungen eingeführt. Die Signale von Photomultiplierbase und Vieldrahtkammer werden in einen langsamen Energiekreis zur Aufnahme des Spektrums und einen schnellen Zeitkreis für die Koinzidenzschaltung aufgeteilt (Abb. (3.17)).

HV: Die Hochspannungsmodule versorgen den Photomultiplier mit +745 V Gleichspannung, sowie die Anodendrähte mit +2460 V und die Felddrähte mit +660 V.

Der Zeitkreis

ED/CFD: Die beiden Schwellenmodule erzeugen digitale Normsignale aus Eingangspulsen, die über ihrer Eingangsschwelle liegen. Bei den Uranmessungen lag diese Schwelle etwa bei 1 MeV und bei den Kalibrationsmessungen mit den Eichquellen jeweils dem Spektrum angepasst tiefer, um die energetisch niedrigeren Peaks aufnehmen zu können. Mit diesen Modulen wurden die unteren Schranken der in den Spektren aufgenommenen Energien gesetzt und die Pulse zur Verarbeitung in den Gate-Generatoren in logische NIM-Pulse konvertiert.

GG: Aufgrund von Verarbeitungsprozessen in der Elektronik kommen die Signale auch bei Koinzidenz nicht gleichzeitig im Koinzidenzmodul an.

Mittels eines Oszilloskops wurde dieser Versatz bestimmt und durch die Gate-Generatoren korrigiert. Die Länge der geöffneten Koinzidenzfenster beträgt etwa $1.5 \mu\text{s}$. Die beiden Gate-Generatoren waren in einem Modul zusammengefasst.

Ko: Das Koinzidenzmodul schickt ein digitales Triggerfenster an die ADCs, wenn die beiden GG-Signale gleichzeitig bei ihm eintreffen. Die Länge des Fensters entspricht dem Zeitraum, den die beiden einkommenden Signale überlappen.

Der Energiekreis

PA: Der Vorverstärker der MWC trennt durch einen Kondensator die Hochspannung vom Signal und verstärkt den kleinen Spannungsstoß direkt hinter der Kammer leicht.

MA: Die Hauptverstärker für Photomultiplier und Vieldrahtkammer sorgen für eine Gauß-Form des Signals und gleichzeitige Verstärkung bei folgenden Einstellungen:

[PM:]

Coarse Gain: 100 x

Fine Gain: 1.0 x

Shaping Time: $0.25 \mu\text{s}$

[MWC:]

Coarse Gain: 10 x

Fine Gain: 3.0 x

Shaping Time: $0.5 \mu\text{s}$

LGS: Die Linear Gate Stretcher wandeln das gaußförmige Signal aus den MAs in ein Rechtecksignal um, dessen Höhe dem Maximum im Gaußpeak entspricht. Die Länge dieser Stufe sowie eine eventuelle Verzögerung sind frei einstellbar. Die Signallänge wurde auf $2 \mu\text{s}$ fixiert.

FI: Da das Signal am MA2 invertiert wird, muss ein Inverter (hier in Form eines Fan-In Moduls) das Signal wieder in einen positiven, für den LGS lesbaren Puls umwandeln.

ADC: Die ADCs erhalten vom Koinzidenzmodul ein Gatesignal und wandeln das analoge LGS-Signal in ein digitales um. Es werden nur Pulse verarbeitet, die innerhalb des von der Koinzidenzeinheit vorgegebenen Fensters liegen.

MPA: Das Aufnahmesystem sammelt und interpretiert die ADC-Daten und schickt sie an die PC-Schnittstelle. Die meisten Spektren wurden zudem im *list-mode* aufgenommen, was das Abspeichern der Zeitinformation des Signals ermöglichte. Somit konnten im Nachhinein Zeitschnitte in die Daten gelegt werden.

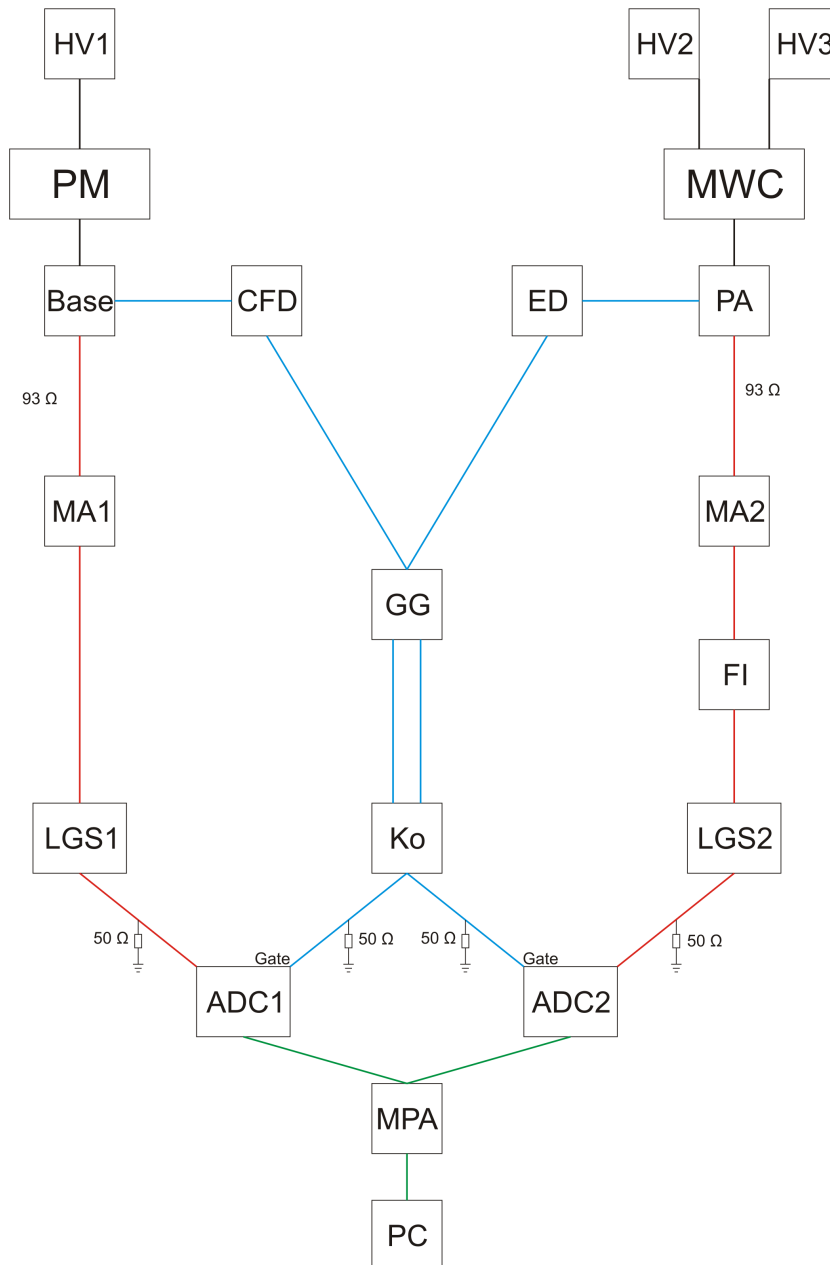


Abbildung 3.17: Das Schaltbild der verwendeten Messelektronik. Die Abkürzungen der Module sind in Tab. (3.5) definiert. Rot jeweils der Energiekreis und in Blau der schnelle Zeitkreis zur Überprüfung der Koinzidenz. Die Daten der ADCs werden über ein Datenauslesesystem in den PC gespeist (grün).

<i>Modul</i>	<i>Detektor</i>	<i>Typenbezeichnung</i>	<i>Abkürzung</i>
Hochspannung	PM	HVS2 (Halder)	HV1
Hochspannung	MWC	Nuclear Enterprises HV (NE)	HV2, 3
Hauptverstärker	PM	Spectroscopy Amplifier 2010 (Canberra)	MA1
Hauptverstärker	MWC	Spectroscopy Amplifier 855 (Ortec)	MA2
Vorverstärker	MWC	Preamplifier Model 2006 (Canberra)	PA
Linear Gate Stretcher	PM	LGS 542 (Ortec)	LGS1
Linear Gate Stretcher	MWC	LGS 442 (Ortec)	LGS2
Analog to Digital Converter	PM	ADC 8701 (Canberra)	ADC1
Analog to Digital Converter	MWC	ADC 8701 (Canberra)	ADC2
Constant Fraction Discriminator	PM	CFD Model 2129 (Halder)	CFD
Schwellendiskriminator	MWC	ED 110 (Physik Department der THM)	ED
Fan In/Out	MWC	Dual Sum and Invert 533 (Ortec)	FI
Gate Generator	MWC/PM	GG 1300 (Physik Department der THM)	GG
Koinzidenzmodul	MWC/PM	K110 (Physik Department der THM)	Ko
Datenaufnahmesystem		Multiparameter Acquisition System MPA-3 (Fast ComTec)	MPA

Tabelle 3.5: Die elektronischen Module, wie sie im Experiment benutzt wurden, und deren im Schaltbild verwendeten Abkürzungen. Angegeben ist zudem, die Signale welches Detektors dort verarbeitet wurden.

Kapitel 4

Messungen und Resultate

Es wurden einige Tests zur Charakterisierung des Detektorsystems und in einer ersten Strahlzeit Messungen an mehreren Targets durchgeführt. Hierbei wurden auch die β -Spektren von Uranfolien im thermischen und im schnellen Neutronenstrahl aufgenommen. Das folgende Kapitel beschreibt die Vorgehensweise bei diesen Messungen und die vorläufigen Datenanalysen.

4.1 Verwendete Targets und Quellen

Neben den zwei Urantargets wurden verschiedene Folien und radioaktive Quellen verwendet, um Strahlstärke und -spektrum zu bestimmen, Energiekalibrationen durchzuführen oder den Untergrund zu vermessen:

- Nickel: 10 μm dicke und 48 x 48 mm² große Folien aus 99,95 % reinem Nickel (Massenbelegung 8.9 $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$) umgeben die meisten der folgenden Targets, um ein Austreten radioaktiver Spaltprodukte zu vermeiden und eine eventuelle elektrische Aufladung der Targets abzuführen. Nickel wurde verwendet, da es sich nicht in messbaren Größenordnungen aktiviert [Fir96].
- Uran: Die Targets bestehen jeweils aus einer 25 μm dicken, 25 x 25 mm² großen Folie aus metallischem Natururan (Massenbelegung 47.6 $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$), das zu 99.3 % ²³⁸U und 0.7 % ²³⁵U enthält und zwischen zwei Nickelfolien zentriert ist. Mit diesen Targets wurden die Uranmessungen durchgeführt.
- Blei: Eine 40 μm dicke, 25 x 25 mm² große Folie aus natürlichem Blei, die zentriert zwischen zwei Nickelfolien eingeklemmt ist. Mit diesem Pb-Target wurden die Spektren aufgenommen, die als Näherung für den Untergrund bei den Uranmessungen verwendet werden. Blei und Uran

haben einen vergleichbaren Wirkungsquerschnitt für die Absorption und Streuung von Photonen ([XCOM] und Abb. (A.2)). Die Dicke der Bleifolie wurde so gewählt, dass die Massenbelegung sich von der der Uranfolien nur wenig unterscheidet. In erster Näherung unterscheiden sich die Spektren von Blei und Uran also nur durch die Spalt- und Zerfallsprozesse im Urantarget.

- Indium: Eine $20 \times 20 \text{ mm}^2$ große, $75 \mu\text{m}$ dicke In-Folie zwischen Ni-Folien. Indium wurde zum Einen verwendet, um die Antwort des Systems auf hohe Zählraten bei offenem¹ Strahl zu testen, zum Anderen um das Zerfallsbetaspektrum des ^{116}In (3274 keV Endpunktenergie bei 14 s Halbwertszeit des Niveaus) für die Energiekalibrierung zu nutzen.
- In-Pb: Ein Target aus einer Bleifolie ($25 \times 25 \text{ mm}^2$, $40 \mu\text{m}$) und einer Indiumfolie ($8 \times 8 \text{ mm}^2$, $75 \mu\text{m}$) zwischen zwei Nickelfolien. Dieses Target simuliert eine hohe Zählrate durch den In-Zerfall mit zusätzlichem Streuuntergrund am Pb. Durch kleine Aussparungen am Pb wurde erreicht, dass das Target eine ähnliche Massenbelegung hat wie das Urantarget.
- PVDC: Ein Target aus vier $50 \mu\text{m}$ dicken Polyvinylidenchlorid-Folien ($\text{C}_2\text{H}_2\text{Cl}_2$) zwischen Nickelfolien. Dieses Target wurde am ANTARES-Strahlplatz in der Experimentierhalle aktiviert, wodurch im Experiment der Endpunkt des ^{38}Cl Betazerfalls (4916.8 keV Endpunktenergie, 37.18 min Halbwertszeit) nachgewiesen und für die Energieeichung genutzt werden konnte.

Alle Folien wurden bei der Firma *Goodfellow*² gekauft.

- Bi: Eine ^{207}Bi -Eichquelle (Quellennummer 04-01) wurde verwendet, um das System bei niedrigen Energien ($\approx 1 \text{ MeV}$) zu kalibrieren. ^{207}Bi sendet γ -Quanten unter anderem bei 569.6 keV und 1063.6 keV aus, die eine hohe Wahrscheinlichkeit für interne Konversion haben³. Die Elektronen aus der Konversion der 569.9 keV-Photonen wurden nicht für eine Eichung verwendet, da diese nicht mehr im minimal ionisierenden Bereich der Bethe-Bloch-Funktion liegen und somit je nach ihrer kinetischen Energie unterschiedlich viel Energie im Gas und den Folien

¹Der Neutronenstrahl kann nicht abgeschaltet werden, in einem Sinne, dass der neutronenproduzierende Prozess beendet wird. Der entstandene Strahl kann lediglich durch Shutter und Kollimatoren geblockt werden, was im Folgenden als *geschlossener Strahl* bezeichnet wird. Eine Messung bei *offenem Strahl* bezeichnet analog eine Messung bei gleichzeitiger Bestrahlung des Targets.

²Goodfellow GmbH, Postfach 13 43, Bad Nauheim D-61213.

³Diese und die folgenden Zahlenwerte für Bi wurden entnommen aus [Led78].

vor der Kammer deponieren, was durch die später verwendete lineare Eichkurve nicht mehr berücksichtigt wird.

Betrachtet man nur die Photonen mit 1063.6 keV, so existiert bei einer Gammaemission die Wahrscheinlichkeit einer inneren Konversion von 9.85 % bzw. 2.63 %, je nachdem ob die Elektronen aus der K-Schale oder der L-Schale des Atoms entfernt werden. Durch die unterschiedlichen Bindungsenergien dieser beiden Orbitale entstehen zwei Konversionselektronenlinien bei 1047.6 keV und 973.1 keV⁴.

Co: Eine ⁶⁰Co-Quelle (Quellennummer 10-02). Die am häufigsten auftretenden γ -Linien liegen bei 1173 keV und 1333 keV [Fir96], was im Szintillator Comptonkanten bei 963 keV und 1118 keV erzeugt.

4.2 Physikalische Eigenschaften der Vieldrahtkammer

4.2.1 Das Pulshöhenspektrum

Wie in Kap 3.3.2 erläutert, deponieren minimal ionisierende Teilchen (z. B. Elektronen im Bereich weniger MeV) bei senkrechtem Einfall statistisch etwa 7 keV in der Vieldrahtkammer. Sowohl zu niedrigeren als auch zu höheren Energien der Elektronen steigt die pro Längeneinheit deponierte Energie $\frac{dE}{dx}$ wieder an. Ebenso wird durch die verschiedenen Einfallswinkel und die Streuungen an den Molekülen der Gasweg verlängert. Erwartet wird eine Landauverteilung des Pulshöhenspektrums (siehe auch [Sau77]), deren funktionale Abhängigkeit gegeben ist als:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(x+e^{-x})} \quad (4.1)$$

x ist hierbei mit der in der Kammer deponierten Energie verknüpft. Abb. (4.1) zeigt zwei dieser aufgenommenen Kammerspektren. Gemessen wurden die Spektren mit Hilfe des In-Targets - einmal bei offenem thermischen Strahl ohne Koinzidenzbedingung mit dem Szintillator und einmal bei geschlossenem Strahl, direkt nach der Aktivierung und in Koinzidenz mit dem Szintillator.

⁴Für die Konversion an der K-Schale existiert nur ein Unterorbital, das eine Bindungsenergie von 90.5 keV hat. In der L-Schale muss aber noch zwischen den Unterschalen $2s_{\frac{1}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$ und $2p_{\frac{3}{2}}$ unterschieden werden. Zur Berechnung der subtrahierten Bindungsenergie von 16.0 keV wurden über die verschiedenen Bindungsenergien - gewichtet mit der jeweiligen Konversionswahrscheinlichkeit - gemittelt [Led78].

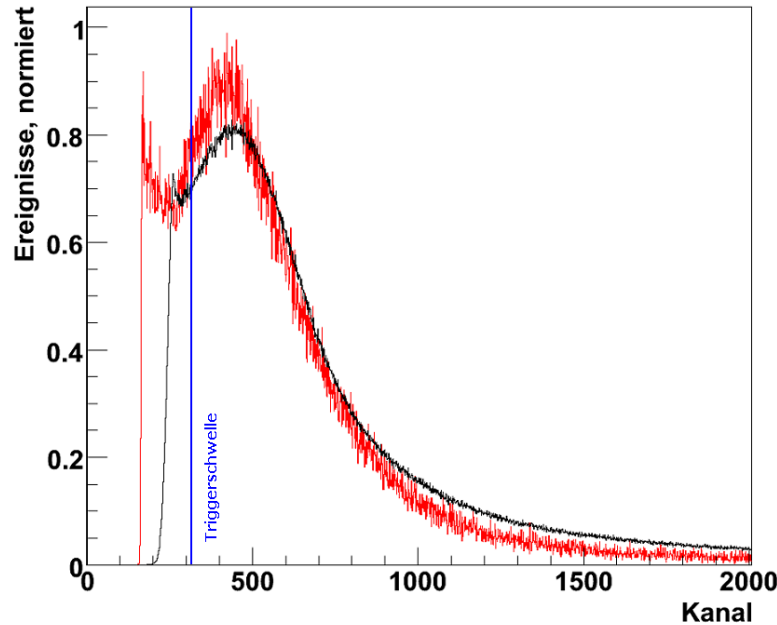


Abbildung 4.1: Zwei Pulshöhenspektren der Vieldrahtkammer, normiert auf die gleiche Fläche zur Verdeutlichung der spektralen Form. Die mittlere deponierte Energie beträgt etwa 7keV . Rot: Signale von Elektronen mit Energien über 1MeV (siehe Text), die vom aktivierten In-Target mit einer Halbwertszeit von 14s ausgesandt werden. Schwarz: Aufnahme bei offenem Neutronenstrahl während der Bestrahlung des Indium. Trotz einiger Unterschiede in Form und Lage der Spektren, die im Text näher erläutert werden, kann die Triggerschwelle der Vieldrahtkammer unabhängig von Untergrund und Zählrate gewählt werden. Die Schwelle, wie sie in etwa in den Messungen gewählt wurde, ist in Blau markiert.

Dies entspricht zwei sehr unterschiedlichen Situationen: Bei offenem Strahl ist zum Einen die Betazerfallsrate im Indium höher, zum Anderen werden nicht nur diese Elektronen nachgewiesen, sondern auch die an den Wänden durch den γ -Untergrund des Strahls produzierten Compton- und Photo-Elektronen. Es wird also nicht nur eine deutlich größere Zählrate aufgenommen, sondern auch ein erweiterter Spektralbereich und verschiedenste Einfallswinkel der die Kammer passierenden Teilchen berücksichtigt. Bei dem zweiten Spektrum fällt dieser Untergrund völlig weg. Es dominiert der Indium- β -Zerfall mit der Halbwertszeit von 14s , wobei die Elektronen nur aus der Targetrichtung kommen. Zudem wurden durch eine Koinzidenzschaltung nur diejenigen Elektronen ausgewählt, die gleichzeitig im Szin-

tillator eine Energie von mehr als 1 MeV deponierten, was zusätzlich die unerwünschten Streuprozesse von den Wänden und den Hallenuntergrund nahezu vollständig unterdrückte.

Man erkennt in den Spektren die Landauverteilung, die zu niedrigen Kanalzahlen über ein Tal in das Rauschen übergeht. Es ist weiterhin zu sehen, dass im Falle des offenen Strahls die Energiedeposition im Schnitt etwas höher liegt, da die flacheren Winkel in einem längeren Gasweg resultieren und der Anteil von Teilchen mit niedrigeren Energien und somit höherem $\frac{dE}{dx}$ steigt. Zudem wird das Rauschen größer und das Peak-Valley-Verhältnis mit einem Wert von 1.2 schlechter als bei der Messung bei geschlossenem Strahl mit einem Wert von 1.4. Dennoch ist zu bemerken, dass die beiden Fälle in Hinsicht auf Form und Lage sehr ähnlich sind und somit die Untergrundbedingungen wenig Einfluss auf die Wahl der Triggerschwelle haben. In allen Spektren wurde diese Schwelle in den ansteigenden Ast der Landauverteilung gelegt, wie in Abb. (4.1) angedeutet.

4.2.2 γ -Diskriminierung

Um das Ansprechvermögen der Vieldrahtkammer auf γ -Untergrund zu überprüfen, wurde je ein Spektrum der ^{60}Co -Quelle, die außerhalb der Apparatur oben auf dem Targetflansch lag (siehe Abb. (3.1) und (3.5)), in Koinzidenz und ohne Koinzidenz aufgenommen (siehe Abb. (4.2)). Der vorher gemessene Hallenuntergrund - ebenfalls in diesen beiden Modi aufgenommen - wurde von beiden Spektren abgezogen. In Koinzidenz werden die durch Wechselwirkung der Photonen mit dem Gas oder dem umgebenden Material entstandenen Elektronen nachgewiesen, wohingegen ohne Koinzidenz auch direkt die Photonen beitragen, die im Szintillator absorbiert oder gestreut werden.

Aus dem Quotienten der Ereigniszahlen in den Messungen ohne und mit Koinzidenz, wurde die untere Grenze für die Güte der γ -Unterdrückung zu 99.4 % für den Energiebereich bis ≈ 1.1 MeV abgeschätzt. Da im Spektrum mit Koinzidenz auch das Rauschen des Photomultipliers und der Elektronik größtenteils unterdrückt wird, dies aber keine Folge einer guten γ -Diskriminierung ist, wurden nur die Kanäle 800 bis 2200 berücksichtigt. Die Messung wurde mit den Einstellungen gemacht, die für die Uranmessungen gewählt wurden (siehe Kap. 3.5). Ein anschauliches Beispiel für die Notwendigkeit einer guten γ -Diskriminierung ist das Spektrum der Bi-Quelle, wie in Abb. (4.3) zu sehen. Während ohne Koinzidenz der Gammauntergrund das Spektrum dominiert, können die Konversionselektronen durch die Koinzidenzschaltung deutlich hervorgehoben werden.

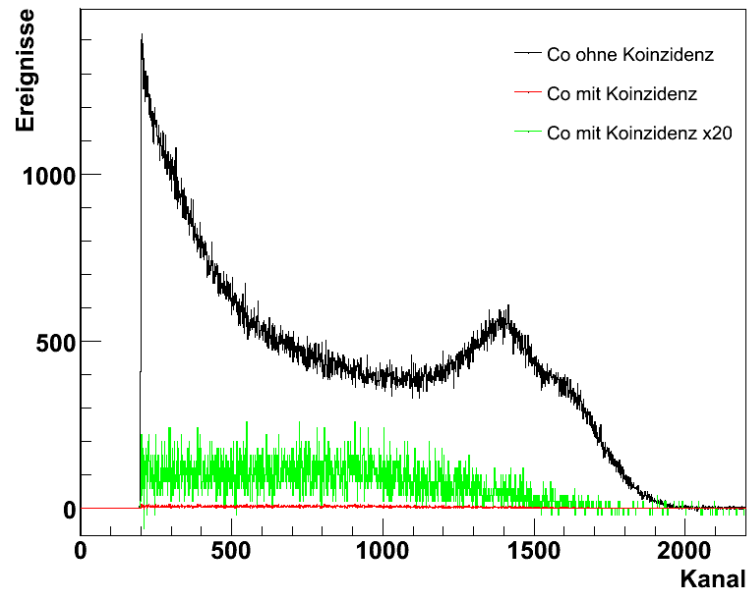


Abbildung 4.2: Spektrum von ^{60}Co , aufgenommen in Koinzidenz (*rot*) und ohne Koinzidenz (*schwarz*) zwischen Szintillator und MWC. Zu erkennen sind die sich überlagernden Comptonkanten der beiden ^{60}Co -Linien bei 1173keV und 1333keV . Das Verhältnis der Flächen unter den Graphen gibt das Maß für die γ -Diskriminierung an. Deutlich zu sehen ist, dass in Koinzidenz nahezu alle Ereignisse verschwinden. Um den Verlauf der Kurve mit Koinzidenz zu verdeutlichen, wurden die dargestellten Messpunkte mit einem Faktor 20 multipliziert und in *Grün* eingezeichnet. Die negativen Einträge resultieren aus der Subtraktion des Untergrunds vom Co-Spektrum.

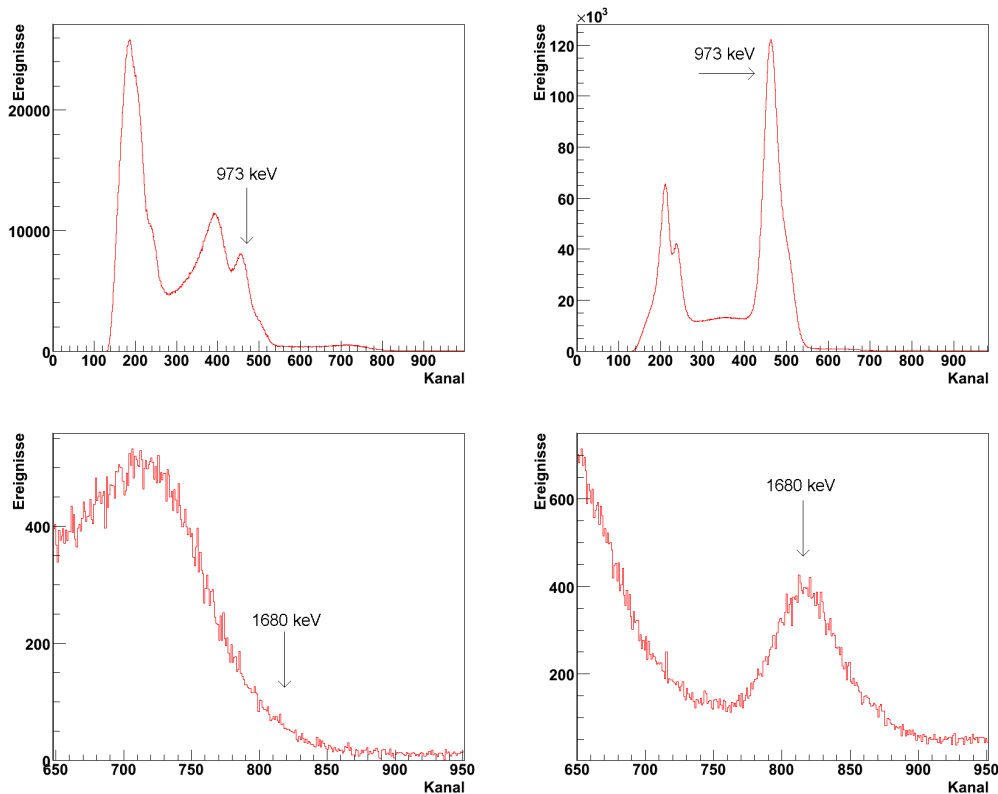


Abbildung 4.3: *Spektrum der Bi-Quelle zur Verdeutlichung der γ -Unterdrückung; links jeweils ohne und rechts mit Koinzidenz. Oben: Das gesamte Spektrum der Bi-Quelle (siehe Kap. 4.1). Man erkennt im rechten Spektrum die Doppel-Peaks der Konversionselektronen. Die Linienbreite ist hauptsächlich durch die Auflösung des Szintillators bestimmt. Die Konversion an der K- und L-Schale resultiert in zwei unterschiedlichen Elektronenenergien mit einem Unterschied von etwa 74 keV, die noch aufgelöst werden können. Ohne Koinzidenz verschwinden diese Peaks in den Comptonkanten des Gammauntergrundes. Zu beachten ist, dass der Pfeil im ersten Graphen nicht auf das Maximum des Peaks, sondern auf seine abfallende Flanke zeigt. Unten: Ein vergrößerter Ausschnitt des Spektrums. Eine weitere, bisher aufgrund der kleinen Intensität nicht erwähnte Konversionslinie im Bi-Spektrum tritt bei 1680 keV auf. Man erkennt, dass diese Linie mit Koinzidenz deutlich hervortritt, aber ohne MWC-Koinzidenz vollständig durch die Comptonkante überdeckt wird. Hier ist keine Doppelstruktur zu erkennen, da die absolute Auflösung des Detektors bei höheren Energien schlechter wird und sich somit die beiden Peaks überlagern. Man beachte die aufgrund unterschiedlicher Messzeiten und Zählraten verschiedenen Skalen.*

4.2.3 Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen

Unter der Voraussetzung, dass sie zeitlich konstant ist, ist die im Experiment erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen keine Größe, die in die Resultate mit eingeht, da durch den späteren Vergleich mit dem ^{235}U -Spektrum (siehe Kap. 4.5.4) dieser Faktor herausfällt. Dennoch kann eine ungefähre Kenntnis dieser Größe aus den Daten gewonnen werden. Es interessiert hierbei der Anteil der *echten* Elektronen, die durch die Vieldrahtkammer fliegen, den Szintillator treffen, aber dennoch nicht mit in die Daten aufgenommen werden. Eine grobe Abschätzung kann erreicht werden, wenn man sich das schon in Kapitel 4.2.1 erklärte MWC-Spektrum des Indium ansieht (rote Kurve in Abb. (4.1)), bei dem eine Koinzidenz zwischen Kammer und Szintillator bestand. Nun fittet man eine Landauverteilung an das Pulshöhenspektrum. Nimmt man eine Position für die Triggerschwelle an, die wie im Experiment in der ansteigenden Flanke der Verteilung liegt, so bestimmt das Verhältnis der Flächen unter der Fitkurve links und rechts der Schwelle den Anteil der verworfenen, eigentlich guten Ereignisse.

Diese Abschätzung beinhaltet noch nicht jene Elektronen, die zwar die Kammer durchfliegen, aber gar kein Signal auslösen. Der Anteil der durch die Triggerschwelle verworfenen Ereignisse übersteigt diesen Anteil bei Weitem⁵. Das Spektrum der Kammer wurde in den Messungen mit aufgenommen, was eine nachträgliche, bisher nicht durchgeführte Überprüfung der Konstanz der Nachweiseffizienz ermöglicht.

Eine akkurate Bestimmung der Elektronennachweiswahrscheinlichkeit wäre experimentell mit einer Elektronenquelle klar definierter Intensität möglich (siehe Kap. 5.2).

4.3 Auflösung und Detektorresponse

Die Detektor-Responsefunktion $R(E, E')$ beschreibt abhängig von der Energie eines Strahls einfallender monoenergetischer Elektronen, welches Spektrum im Detektor erzeugt wird [Tso69]:

$$M(E) = \int_0^\infty R(E, E') \cdot N(E') dE' \quad (4.2)$$

Hierbei ist $N(E')$ die Anzahl der bei der Energie E' *emittierten* und $M(E)$ die Anzahl der bei der Energie E *gemessenen* Elektronen. Die Responsefunktion wird unter anderem beeinflusst von einer eventuell vom Eintrittsort der

⁵Siehe auch Tab. (3.3), in der die mittlere Anzahl ($n_p = 51$) von Primärelektronen im CF_4 bei Einfall ionisierender Strahlung genannt ist.

Elektronen abhängigen Lichtausbeute, der endlichen Auflösung des Szintillators und der Elektronik und den Energieverlusten im durchquerten Material durch Bremsstrahlung und Streuung der Elektronen aus dem Szintillator heraus.

Aus [Kal82] kann der Anteil der von der Oberfläche des Szintillators zurückgestreuten Elektronen energieabhängig berechnet werden und beträgt bei 500 keV weniger als 2.5 %. Bei hohen Energien nimmt dieser Wert noch weiter ab, bei 5 MeV beträgt er z. B. nur noch 0.5 %. Nach [Tso69] äußert sich dieser Verlust von Energie in einem waagerechten niederenergetischen Fuß an jedem Peak. Eine Streuung aus den Seiten des Szintillators heraus kann erst mit einer noch durchzuführenden Simulation abgeschätzt werden.

Zusätzlich emittieren die Elektronen abhängig von ihrer Energie einen gewissen Bruchteil ihrer Gesamtenergie als Bremsstrahlung. Nach [Pag72] ist dieser Anteil für Plexiglas, welches in etwa der Struktur des Plastiksintillators entspricht, bei 1 MeV Elektronenenergie etwa 0.9 % und steigt bis 10 MeV auf etwa 8.3 % an. Diese Strahlung kann nun vollständig oder teilweise aus dem Szintillator entkommen und führt ebenfalls zu Energieverlusten.

Direkt verknüpft mit der Response ist die Auflösung des Systems, die angibt, bei welchem spektralen Abstand man zwei monoenergetische Linien gleicher Intensität noch voneinander trennen kann.

Anhand Abb. (4.4), in der das Spektrum der Bi-Quelle dargestellt ist, kann die Responsefunktion bei Energien von etwa 1 MeV veranschaulicht werden. Für den Fit an das Bi-Spektrum in Abb. (4.4) wurde ein eben diskutierter Fuß als Fermifunktion zusammen mit zwei Gaußfunktionen, die die Konversionslinien an K- und L-Schale anfitzen, verwendet. Die Standardabweichungen σ der beiden Gaußfunktionen wurden beim Fit gleichgesetzt und betragen 36 ± 0.1 keV. Mit

$$\text{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \quad (4.3)$$

lässt sich die volle Halbwertsbreite zu 8.5 % bei 1 MeV berechnen.

Unsicherheiten in der Responsefunktion können durch den Vergleich von Referenzspektrum⁶ und gemessenem ²³⁵U-Spektrum, wie in Kap. 4.5.4 und 5.2 beschrieben, korrigiert werden, jedoch setzt eine solche Kalibration voraus, dass alle weiteren Effekte, die nicht ausschließlich energieabhängig sind (wie z. B. eine zählratenabhängige Verstärkung des Photomultipliers oder ein zeitlicher Drift in der Elektronik), vollständig verstanden sind. Auch hier wäre eine Kalibration an einem monoenergetischen Elektronenstrahl hilfreich⁷.

⁶Die Bezeichnung *Referenzspektrum* bezieht sich hier und im Folgenden auf das ²³⁵U-Spektrum aus Messungen am BILL-Magnetspektrometer des ILL in Grenoble [Sch85].

⁷Bei dem abgebildeten Spektrum (4.4) tragen zum Energieverlust und zur Auflösung nicht alleine die Detektoreigenschaften bei, sondern auch die Beschaffenheit der Quelle ist

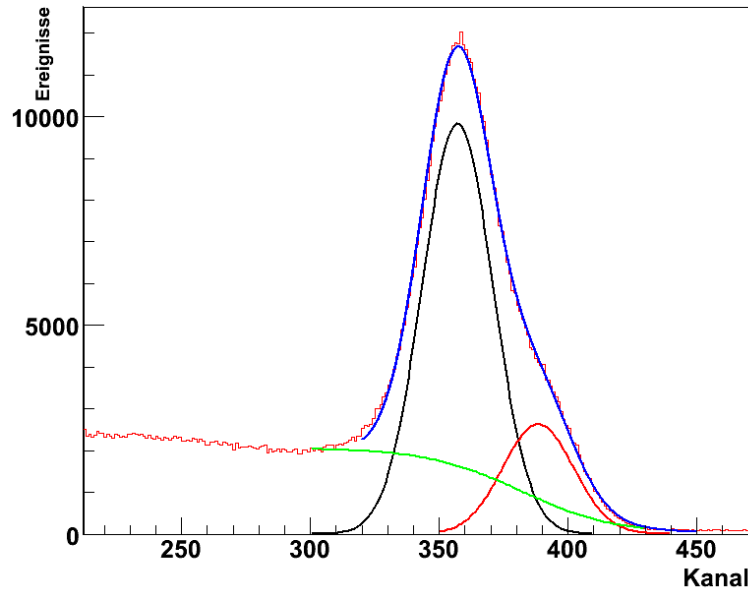


Abbildung 4.4: Ein Ausschnitt aus dem Spektrum der Bi-Quelle; im Bild ist der Peak der Elektronen zu sehen, die aus der inneren Konversion der 1063.6 keV -Gammastrahlung entstehen. Der Fit (blau) an das Histogramm wurde mittels zweier Gaußfunktionen (schwarz, rot), die den Linien der Konversion an K- und L-Schale entsprechen, und einer Fermifunktion (grün), die die Energieverluste (siehe Text) approximiert, berechnet.

4.4 Energieeichung

Mit der ^{207}Bi -Quelle und den aktivierten Chlor- bzw. Indiumfolien konnte eine Energieeichung des Systems durchgeführt werden. Wegen der Umbauten, die aufgrund der medizinischen Nutzung des Strahls erforderlich waren, ist es wichtig, sich einen Überblick über die zeitliche Lage der Eichmessungen im Vergleich zu den Uranmessungen zu machen. Tab. (4.1) fasst die Uranmessungen jeweils zu einem Block zusammen und vernachlässigt mit Ausnahme der Eichmessungen alle weiteren getätigten Messungen. Bei den mit *Bi* gekennzeichneten Messungen handelt es sich um Aufnahmen des Bi-Spektrums, wobei die Quelle auf einer $6\ \mu\text{m}$ dünnen Mylarfolie lag, bei der die Absorption vernachlässigt wird. Bei *Bi-Ni* bzw. *Bi-PVDC-Ni* lag diese Quelle einmal auf drei $10\ \mu\text{m}$ Nickelfolien bzw. auf zwei PVDC- und einer Nickelfolie. Letzteres Setup entspricht der Massenbelegung der halben Uran-Targetdicke; die

relevant. Siehe hierzu Kapitel 5.2.

Energiedeposition entspricht somit in etwa dem Mittelwert derjenigen des Urantargets von 28 keV [Pag72].

<i>Datum</i>	<i>Messungen</i>
Mo, 07.04.	U235
Di, 08.04.	U235 In
Mi, 09.04.	Umbau Bi
Fr, 11.04.	Bi-Ni Bi-PVDC-Ni
Mo, 14.04.	PVDC
Mi, 16.04.	Umbau
Mo, 21.04.	U238
Di, 22.04.	U238
Mi, 23.04.	U238 Umbau
Fr, 25.04.	Bi PVDC

Tabelle 4.1: *Der zeitliche Ablauf der wichtigsten Eichmessungen. In Grün sind die Eichmessungen markiert, die der Uranmessung am thermischen Strahl zuzuordnen sind, und in Blau die zu den Messungen am schnellen Strahl gehörigen. Die Umbauten, die aufgrund der medizinischen Nutzung des Strahls getätigt wurden, sind zusätzlich gekennzeichnet (rot).*

Die Bi-Spektren können jeweils wie schon im vorangegangenen Abschnitt 4.3 gefittet werden. Die Lage der Peaks bei 973 keV und 1048 keV wurde durch die Fits mit einer Genauigkeit von ± 1 Kanal bestimmt. Mit diesen beiden Punkten konnte eine vorläufige Eichung durchgeführt werden. Diese Kalibration wurde als Starteichung für den Kurieplot gewählt, durch welchen die kontinuierlichen Betaspektren von Chlor und Indium nahe des Endpunktes linearisiert wurden. Ein allgemeines Betaspektrum hat die Form

$$N(E_e) = k(E_0, Z) \cdot E_e p_e \cdot (E_0 - E_e)^2 \cdot F(Z + 1, E_e) \quad (4.4)$$

Hierbei ist k eine Konstante, $F(Z, E_e)$ die Fermifunktion zur Berücksichtigung des Coulombpotential des Kerns mit Ladungszahl Z , E_e die Energie und p_e der Impuls des Elektrons, sowie E_0 der Endpunkt des jeweiligen Betaspek-

trums. Die Linearisierung geschieht durch die Kurieformel⁸:

$$K(E_e) = \sqrt{\frac{\frac{dN(E_e)}{dE_e}}{\sqrt{E_e^2 + 2E_e m_e c^2} \cdot (E_e + m_e c^2)}} \quad (4.5)$$

$m_e c^2$ ist die Ruheenergie der Elektronen. Es wurde zudem verwendet, dass die Fermifunktion $F(Z, E_e)$:

$$F(Z, E_e) = \frac{x}{1 - e^{-x}} \quad \text{mit} \quad x = \frac{(Z + 1)\alpha}{\beta}, \quad (4.6)$$

im betrachteten Energiebereich in guter Näherung als konstant angenommen werden kann⁹. Somit ändert dieser Faktor nur die Steigung der Fitgeraden, nicht aber den Endpunkt, und wurde in der Kurieformel vernachlässigt. Analog wurde der ebenso konstante Faktor k , der die Übergangsmatrixelemente und die Kopplungskonstanten enthält, weggelassen. An die Kurieplots von Chlor und Indium konnte eine Gerade gefittet werden, deren Schnittpunkt mit der x-Achse einen Kanal für den Endpunkt des jeweiligen Betaspektrums festlegt. Die letztendliche Eichung wurde nun mit diesem Endpunkt¹⁰ und dem intensiveren der beiden Bi-Peaks bei 973 keV durchgeführt.

Es konnte gezeigt werden, dass der berechnete Endpunkt des Geradenfits auch bei deutlichen Änderungen der für den Kurieplot verwendeten Eichung nur um einen halben Kanal variierte. Der obere Teil des Kurieplots von Chlor ist in Abb. (4.5) zu sehen. Als verbotener Betaübergang hat der Kurieplot einen S-förmigen Verlauf [Kli68], der aber hier im oberen Bereich nicht zum Tragen kommt.

Die Schwierigkeit in der Energieeichung besteht darin, dass die einzelnen, zu verschiedenen Zeiten durchgeführten Eichmessungen nicht exakt miteinander übereinstimmen. In Abbildung (4.6) sieht man das Spektrum von Bi zu verschiedenen Zeiten aufgenommen. Die schwarze Kurve zeigt die Messung von ^{207}Bi am 09.04., bei der die Quelle auf der Mylarfolie lag. Die rote und die grüne Kurve zeigen Spektren zwei Tage später, bei denen die Quelle jeweils auf den Nickelfolien bzw. auf Nickel und PVDC lag, wie oben beschrieben. Die blaue Messung wurde mit dem zur schwarzen Messung gehörigen identischen Setup durchgeführt, allerdings zum 25.04. Die Peaks dieser beiden

⁸Zur genaueren Beschreibung der hier verwendeten Kurie-Formel siehe [Sch97].

⁹ α ist hier die elektromagnetische Kopplungskonstante und β das Verhältnis zwischen Elektronen- und Lichtgeschwindigkeit $\frac{v_e}{c}$.

¹⁰Die Eichung der thermischen Messung wurde mit Indium und die mit schnellen Neutronen mit Chlor durchgeführt.

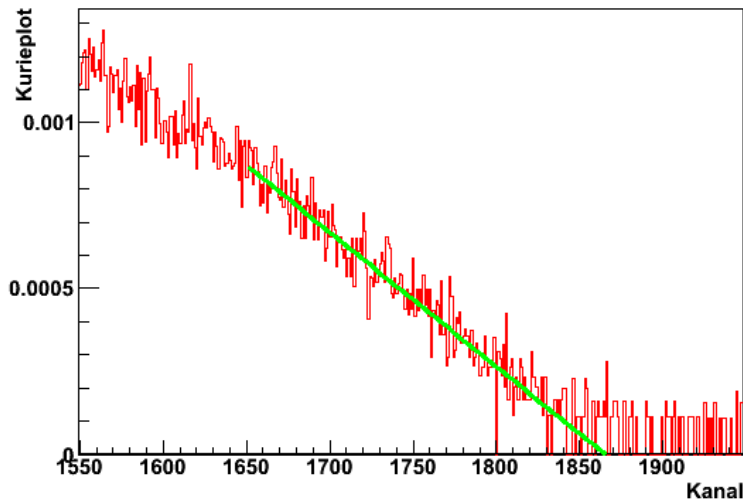


Abbildung 4.5: Der Ausschnitt des Kurieplots von ^{38}Cl nahe des Endpunktes. Das Betaspektrum kann durch die Kuriedarstellung auf nahezu lineare Form gebracht werden (rot), was durch einen Geradenfit (grün) die Position des Endpunktes bestimmt. Diesem Endpunkt wird dann die erwartete Energie von 4917keV zugeordnet.

Messungen unterscheiden sich hierbei um 18 Kanäle, was einer Energie von etwa 47keV und somit einer relativen Schwankung von etwa 4.8% entspricht. Innerhalb dieser 16 Tage ist also eine leichte Verschiebung und/oder Verzerrung des Spektrums aufgetreten. Das gleiche Verhalten erkennt man auch aus dem Vergleich der roten Kurve mit der schwarzen. Da durch die Nickelfolie eine Energiedeposition von etwa 30keV [Kno61]¹¹ mehr erwartet wird, was etwa 11.5 Kanälen entspricht, wird ein Versatz in dieser Größenordnung erwartet. Dieser Sprung kann aber im Spektrum nicht gesehen werden, obwohl er in den beiden direkt nacheinander aufgenommenen Spektren Bi-Ni und Bi-PVDC-Ni, die sich um nur zwei Kanäle unterscheiden sollen, festgestellt werden kann. In den zwei Tagen, die diese Messungen auseinanderliegen, ist also ein Drift in dieser Größenordnung aufgetreten.

Auch im Endpunkt des Chlorspektrums ist ein solcher Sprung zu sehen. Wird der Endpunkt in der frühen Chlormessung noch etwa bei Kanal 1864 gefunden, so verschiebt sich dieser Endpunkt in der späteren Messung um 32 Kanäle nach hinten, also auf Kanal 1896, was einer Energieverschiebung von 83keV und einer relativen Abweichung von etwa 1.7% entspricht.

¹¹Hier wurde angenommen, dass Hostaphan sich in etwa verhält wie PVDC.

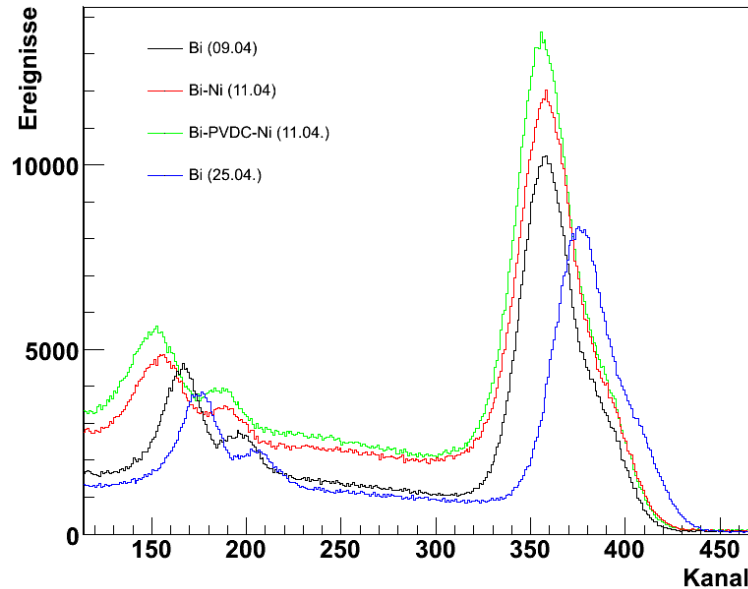


Abbildung 4.6: *Bi-Spektren, aufgenommen zu verschiedenen Zeiten und teilweise mit verschiedenen Folien als Unterlage für die Quelle. Man erkennt die Abweichung zwischen der blauen und der schwarzen Kurve, die mit einem identischen Aufbau, aber an einem anderem Datum aufgenommen wurden. Auch die grüne und die rote Kurve zeigen bei niedrigen Energien Abweichungen, sind bei hohen Energien jedoch nicht verschoben, obwohl sie auf einer Folie lagen, die eine höhere Absorption bedingte.*

Da die Messungen von Chlor und Bi unterschiedlich stark verschoben sind, muss davon ausgegangen werden, dass es sich nicht nur um einen konstanten Offset, sondern um eine Verzerrung des Spektrums etwa aufgrund einer Verstärkungsänderung handelt. Die Einstellungen der Elektronik wurden manuell jedoch nicht verändert. Dieser Drift ist bisher unverstanden, aber es wird angenommen, dass Schwankungen in der Temperatur der Elektronik im Messraum bzw. im Photomultiplier oder Störeffekte in einem elektronischen Modul ein Grund dafür sein könnten (siehe Kap. 5.2).

Bei einem Targetwechsel wurde der PM ausgeschaltet und die Aufnahme aufgrund der knappen Strahlzeit direkt nach Einbau der Quelle gestartet, was je nach vorheriger Messung verschieden lange Abkühlphasen des Multipliers zur Folge hatte. Ist die Zeitkonstante der Erwärmung des PM länger als die jeweilige Messung, so können die Kalibrationsspektren eventuell mit leicht verschiedenen Temperaturen aufgenommen worden sein.

Basierend auf diesen Tatsachen wurde die Energiekalibration wie folgt durchgeführt:

Indium konnte nur am thermischen Strahl aktiviert werden, da der Wirkungsquerschnitt für schnelle Neutronen zu klein ist. Eine Aktivierung der PVDC-Folie war zum Zeitpunkt der ^{235}U -Bestrahlung noch nicht möglich, da diese extern bestrahlt werden musste. Aus diesem Grund wurde die Kalibration der ^{235}U -Spektren und der diesen zugehörigen Untergrundmessungen mit der Bi-Messung am 09.04. und der Indium-Messung am 08.04. durchgeführt. Um die Energiedeposition im Urantarget zusätzlich zu berücksichtigen, wurde das Bi-Spektrum um den Betrag von 28 keV verschoben. Nach [Pag72] ist dies der theoretische Wert für die mittlere Energiedeposition für eine Uranfolie der verwendeten Dicke. Diese Spektren legen eine Energieeichung für die Messungen am thermischen Strahl fest (Formel (4.7)).

Auf Basis der Bi-Ni-Messung vom 11.04. und der PVDC-Messung vom 14.04. wurde eine Energieeichung für den 14.04. durchgeführt. Es wird darin angenommen, dass in der Zeit zwischen 11.04. bis 14.04. kein Drift in den Spektren aufgetreten ist. Hierfür, wie auch für das Gegenteil, gibt es aber keinen Beweis, doch ist dieses Vorgehen die einzige mögliche Methode, die man für diese ersten Messungen und Analysen anwenden kann. Anhand der Messungen des 25.04. wurde ebenfalls eine Energiekalibration durchgeführt. Da zwischen diesen beiden Kalibrationen keine Eichmessungen durchgeführt wurden¹², ist das Verhalten des Systems zwischen diesen Daten nicht bekannt. Als Näherung wurde nun linear mit der Zeit zwischen den beiden Messungen interpoliert, was eventuelle kontinuierliche Änderungsprozesse beschreibt, aber keine Sprünge im Spektrum - z. B. aufgrund unterschiedlicher Temperaturen der Komponenten - mit einbezieht. Wie im Kontext der Untergrundmessungen (Kapitel 4.5.2) erläutert wird, wird hier auch angenommen, dass der Umbau selbst keinerlei Einwirkung auf die Energieeichung hat.

Somit erhält man zwei verschiedene Eichungen für die beiden Uranmessungen. Für die ^{235}U -Messungen (vor dem 14.04.) ergibt sich:

$$E \text{ [keV]} = 2.569 \cdot i + 77 \quad (4.7)$$

und für alle weiteren Messungen nach dem 14.04.:

$$E \text{ [keV]} = (2.615 \cdot i + 39.4) - (0.003 \cdot i + 1.010) \cdot t \quad (4.8)$$

Hierbei beschreibt i die Kanalzahl und t ist die Zeit in Tagen, die die betrachtete Messung nach dem 14.04. liegt.

¹²Die Quelle war nicht durchgehend verfügbar, da sie von einem benachbarten Institut geliehen werden musste.

Wegen der unterschiedlichen Eichungen haben die einzelnen energiekalibrierten Spektren verschiedene Binbreiten. Um die Spektren miteinander vergleichen zu können, wurde eine Konversion aller Spektren in eine einheitliche Darstellung mit einer Binbreite von 50 keV durchgeführt.

4.5 Die Uranmessungen

4.5.1 Quellen des Untergrundes

Zusätzlich zu den zu messenden Ereignissen der Elektronen aus dem Target, die durch β -Zerfälle der Tochternuklide der Uran-Spaltprodukte entstanden sind, werden die Beiträge diverser Untergrundquellen mit aufgenommen:

N_{Halle} : Der Hallenuntergrund, der am Experimentierplatz vorherrscht, wenn der Strahl geschlossen ist, bedingt durch die anderen umgebenden Experimente und den nahen Reaktorkern. Da der Strahlplatz von dicken Blei-Metall-Blöcken umgeben war, ist dieser Untergrund aber minimal. Im Vorfeld konnte dieser Untergrund gemessen werden.

N_{μ} : Kosmische Myonen können vielschichtige Beiträge zum Untergrund liefern. Direkte Treffer des Detektors lösen eine Eventsignatur aus, doch kommen auch geladene Teilchen aus der Spallation von Atomkernen und aus weiteren, hier nicht näher aufzuzählenden Reaktionen hinzu. Alle Effekte, die aufgrund der kosmischen Strahlung auftreten, sind aber Target-unabhängig und können somit in Vorfeld bestimmt und später normiert vom Spektrum abgezogen werden.

$N_{\gamma,Strahl}$: Am Nectar-Strahlplatz des Strahlrohres sieht man direkt auf die Neutronenquelle. Im Falle der schnellen Neutronen ist dies die Konverterplatte, bei thermischen Neutronen ist dies das Schwerwasser des Moderatortanks. Somit ist auch eine hohe Gammaintensität im Strahl vorhanden. Diese γ -Quanten streuen etwa via Comptoneffekt an Elektronen des Targets und den Kollimatoren. Findet in der Detektorumgebung ein Compton- oder Photoeffekt statt, tragen diese Szenarien zum elektronenartigen Untergrund bei und können nicht durch die Vetschaltung diskriminiert werden. Mit Hilfe des Bleitargets konnte dieser Untergrund bestimmt werden.

N_n : Neutronen können durch die schwache Wechselwirkung zerfallen: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. An einem intensiven Neutronenstrahl können diese Effekte

beitragen, jedoch sind sie in diesem Experiment aufgrund der Detektorgeometrie und der langen Neutronenlebensdauer im Vergleich zur Flugzeit völlig zu vernachlässigen.

N_{acc} : Detektorsignale, die zufällig im Koinzidenzintervall des Vetosignals liegen, aber kausal nicht zu den zu messenden Elektronen gehören, können im einzelnen nicht von echten Signalen unterschieden werden. Die Rate der Zufallskoinzidenzen steigt mit der Signalrate an. Die Anzahl der Events, bei denen zufällig ein Triggersignal in der MWC und ein Puls im Szintillator registriert werden, ist statistisch zeitlich gleichverteilt. Somit können diese Events bestimmt werden, indem das Koinzidenzfenster der MWC soweit verschoben wird, dass keine Korrelation mehr bestehen kann.

$N_{\gamma,Target}$: Bei der Spaltung des Urans durch Neutronen oder durch den späteren Zerfall der Tochternuklide werden angeregte Kernniveaus bevölkert, die sich über Gammakaskaden abregen. Diese Photonen können - ebenso wie diejenigen aus dem Neutronenstrahl - im Target und dessen Umgebung Compton-, Photo- oder Paarbildungseffekte bewirken, oder auch direkt zu Konversionselektronen im Target führen.

N_{Uran} : Bei der Messung des ^{235}U am thermischen Strahl stammen nur vernachlässigbar wenige Elektronen aus Spaltprodukten des ^{238}U . Misst man jedoch das Urantarget am schnellen Neutronenstrahl, so überlagern Elektronen aus der Spaltung des ^{235}U das erwünschte ^{238}U -Spektrum. Dieser Effekt ist also eine direkte Folge der Targetzusammensetzung (siehe auch Abb. (2.2) auf Seite 20).

<i>Bezeichnung</i>	<i>Kurzbeschreibung</i>
N_{Halle}	Hallenuntergrund
N_{μ}	Myonen aus der kosmischen Strahlung
$N_{\gamma,Strahl}$	Elektronen durch Gammas aus dem Strahl
N_{acc}	Zufallskoinzidenzen
$N_{\gamma,Target}$	Elektronen durch Gammas aus dem Target
N_{Uran}	Spaltung von ^{235}U

Tabelle 4.2: *Eine Übersicht über die zu berücksichtigenden Untergrundquellen. Eine ausführlichere Beschreibung im Text.*

Zur genaueren Bestimmung des Untergrundes wurde zu beiden Uranmessungen jeweils zeitnah das entsprechende Spektrum des Blei-Dummytargets im Strahl aufgenommen. Die so erhaltenen Spektren enthalten die Beiträge von N_{Halle} , N_{μ} und $N_{\gamma,Strahl}$. Anzumerken ist allerdings, dass man einen Fehler macht, wenn man annimmt, dass sich Uran und Blei als Streu- und Konversionsmaterial für die Photonen aus dem Strahl gleich verhalten. Zwar wurden die Massenbelegungen so gewählt, dass sie einander entsprechen, und durch die ähnliche Kernladungszahl sind auch die Wirkungsquerschnitte für γ -Wechselwirkung nahezu identisch (Abb. (A.2) im Anhang), jedoch sind dies nur Abschätzungen. Es wird hier ein relativ großer Fehler von 10 % angenommen. Jedoch bezieht sich dieser Fehler nur auf den Anteil des Untergrundes, der vom Target her in den Detektor gestreut wird und nicht auf das gesamte $N_{\gamma,Strahl}$. Das Wissen über diesen Anteil kann aus den Unterschieden in der Zählrate zwischen dem Spektrum mit Dummytarget und ganz ohne Target gewonnen werden. Der Anteil des vom Target gestreuten Untergrundes am gesamten $N_{\gamma,Strahl}$ beläuft sich in Koinzidenz auf etwa 30 %, was den systematischen Fehler durch Verwendung des Dummies auf insgesamt 3 % reduziert.

Zufällige Koinzidenzen, d.h. Ereignisse, die ausgelöst werden, wenn ein Ereignis im Szintillator zufällig im Triggerfenster eines nicht korrelierten Pulses in der MWC erzeugt wird, bilden einen Untergrund, dessen spektrale Form dem des jeweiligen Spektrums ohne Koinzidenz entspricht. Verschiebt man das Koinzidenzfenster, das von einem Puls der Vieldrahtkammer geöffnet wird, so kann man die Rate dieses Effektes bestimmen. Aufgrund der kleinen Statistik wird aber nicht das Spektrum dieser Zufallskoinzidenzen auf die Dauer des Uran- bzw. Untergrundruns hochskaliert, sondern das entsprechende Spektrum ohne Koinzidenz auf die Rate der Zufallskoinzidenzmessung herunternormiert.

Die experimentelle Bestimmung von $N_{\gamma,Target}$ mit diesem Aufbau ist nicht möglich. Es bleibt hier nur die Möglichkeit, die Rate abzuschätzen und dies als Fehler auf den Untergrund mit anzurechnen, da auch das Spektrum dieser Ereignisse nicht bekannt ist. Nach [Eme82] beläuft sich die Anzahl der pro Spaltung auftretenden prompten Gammas auf etwa 7 - mit einer Gesamtenergie von ungefähr 8 MeV. Nimmt man an, dass im Mittel in einem β -Zerfall zwei Photonen emittiert werden, und die Anzahl der Betazerfälle pro Spaltung bei etwa sechs liegt [Eme82], so erhält man, dass auf ein Elektron etwa $\frac{7+2\cdot6}{6} = 3.2$ Gammas kommen. Mit der oben abgeschätzten unteren Schwelle für die γ -Diskriminierung von 99.4 % ergibt sich ein Beitrag dieser Gammastahlung von 1.9 % am Uranspektrum. Da viele der nach Betazerfällen

emittierten Photonen zu kleine Energien haben, als dass die durch sie entstehenden Elektronen Signale oberhalb der Hardwareschwelle der Elektronik erzeugen könnten, ist auch dies eine obere Grenze für den Beitrag. Bisher wurde ein entsprechendes Spektrum nicht in dieser ersten Datenanalyse berücksichtigt.

Um zu bestimmen, welchen Einfluss das Spektrum des ^{235}U bei der ^{238}U -Messung mit schnellen Neutronen hat, wurde das Verhältnis α der Spaltungen von ^{235}U zur Gesamtanzahl der Spaltungen abgeschätzt. Hierbei wurde das Spektrum, wie es von [Bre07] berechnet und gemessen wurde (siehe Abb. (2.4) auf Seite 22) mit den bekannten Wirkungsquerschnitten (Abb. (2.2)) für das jeweilige Isotop gefaltet und mit dem natürlichen Vorkommen in der Folie gewichtet:

$$\alpha = \frac{0.007 \int \Phi \cdot \frac{d\sigma_{235}}{dE} dE}{0.993 \int \Phi \cdot \frac{d\sigma_{238}}{dE} dE + 0.007 \int \Phi \cdot \frac{d\sigma_{235}}{dE} dE} = 5.1 \% \quad (4.9)$$

Hierbei sind Φ die spektrale Flussdichte des schnellen Neutronenstrahls und σ die Wirkungsquerschnitte für (n,f)-Reaktionen. Die Vorfaktoren ergeben sich aus der natürlichen Häufigkeit des ^{235}U in der Folie. Das Ergebnis ist so zu deuten, dass 5.1 % des Spektrums aus Spaltungen des ^{235}U stammen und somit das Spektrum von diesem Anteil bereinigt werden muss. Die Verwendung des Medizinspektrums aus Abb. (2.5) auf Seite 23, das nicht exakt dem verwendeten entspricht, ist eine gute Näherung für das tatsächliche Spektrum:

Lediglich eine dünne ^6LiF -Schicht, der 2 mm dicke Aluminiumflansch und 8.5 cm Blei sind zusätzlich im Strahlweg. Die ^6LiF -Platte entfernt lediglich den Rest des sowieso schon minimalen thermischen Anteils. Die Wechselwirkung im flachen Aluminiumflansch ist aufgrund der geringen Dicke und des niedrigen Wechselwirkungsquerschnitts zu vernachlässigen und wegen der hohen Massenzahl von Blei werden die Neutronen in diesen Filtern hauptsächlich aus dem Strahl gestreut, aber nicht moderiert [Bre07, Wag08]. Das Blei wurde in den Strahlweg gefahren, da so der Untergrund an Gammastrahlung um einen Faktor 3 reduziert werden konnte.

Um dieses Neutronenspektrum zu überprüfen, wurde eine Aktivierungsanalyse an drei verschiedenen Targets durchgeführt. Durch die Aktivierung einer Goldfolie bzw. einer Goldfolie in einem Cadmium-Töpfchen konnte der thermische (um 25 meV) bzw. epithermische (bis etwa 100 keV) Fluss bestimmt werden. Zudem wurde mit einer Nickelfolie, in der bei Einfall schneller Neutronen (n,p)-Reaktionen ablaufen, der höherenergetische Anteil des Spektrums bestimmt. Genauere Informationen zu dieser Methode sind in [Bre07] zu finden. Es ergaben sich folgende Werte [Wag08]:

- thermischer Fluss: $6.42 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$
- epithermischer Fluss: $1.03 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$
- schneller Fluss: $4.50 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$

Akkurate Auswertungen dieser Analysen sind noch im Gange und werden demnächst mit dem hier verwendeten Spektrum verglichen werden.

4.5.2 Messung der Uran-Betaspektren

Die Uranspektren wurden jeweils in mehrere Dateien unterteilt, die jeweils zusätzlich im sog. *list-mode* mitliefen, bei dem die einzelnen Signale mit ihrer Zeitinformation in einer gesonderten Textdatei gespeichert werden. Somit ist im Nachhinein ein Zeitcut mit einer Genauigkeit von einer Sekunde möglich, um eventuelle zeitliche Drifts in der Verstärkung oder sich ändernde Umgebungsverhältnisse erkennen zu können.

Die Messung am thermischen Strahl hatte eine gesamte Bestrahlungsdauer von etwa 16.5 h, wobei für die Datenanalyse die ersten 10 h nicht verwendet wurden. Innerhalb dieser Anfangszeit war ein Teil der Betazerfälle der Spaltprodukte noch nicht im radioaktiven Gleichgewicht und die Messung somit nicht repräsentativ. Die Zählrate in Koinzidenz betrug etwas über 320 Hz¹³. Die energiekalibrierten Spektren der beiden ²³⁵U-Messungen¹⁴ (in den Abbildungen sind dies *U235-4* und *U235-5*) wurden addiert und von den zufälligen Koinzidenzen bereinigt. Zudem wurde das direkt im Anschluss gemessene Spektrum des Blei-Dummys auf die Runtime hochskaliert und subtrahiert. Die Blei-Untergrundrate betrug mit etwa 41 Hz nur knapp 13 % der gesamten Rate. Die erhaltenen Spektren sind in den Abbildungen (4.7) und (4.8) zu sehen.

¹³Zum Vergleich: Zu Anfang der Messungen, als die Spaltprodukte noch nicht im Gleichgewicht waren, betrug diese Rate etwa 300 Hz.

¹⁴Die beiden Spektren wurden direkt hintereinander aufgenommen. Es wurde lediglich die Datenaufnahme kurz unterbrochen, um das erste Spektrum zu speichern, damit die list-files eine lesbare Dateigröße behielten. Die Unterbrechung dauerte nicht länger als 10 Sekunden.

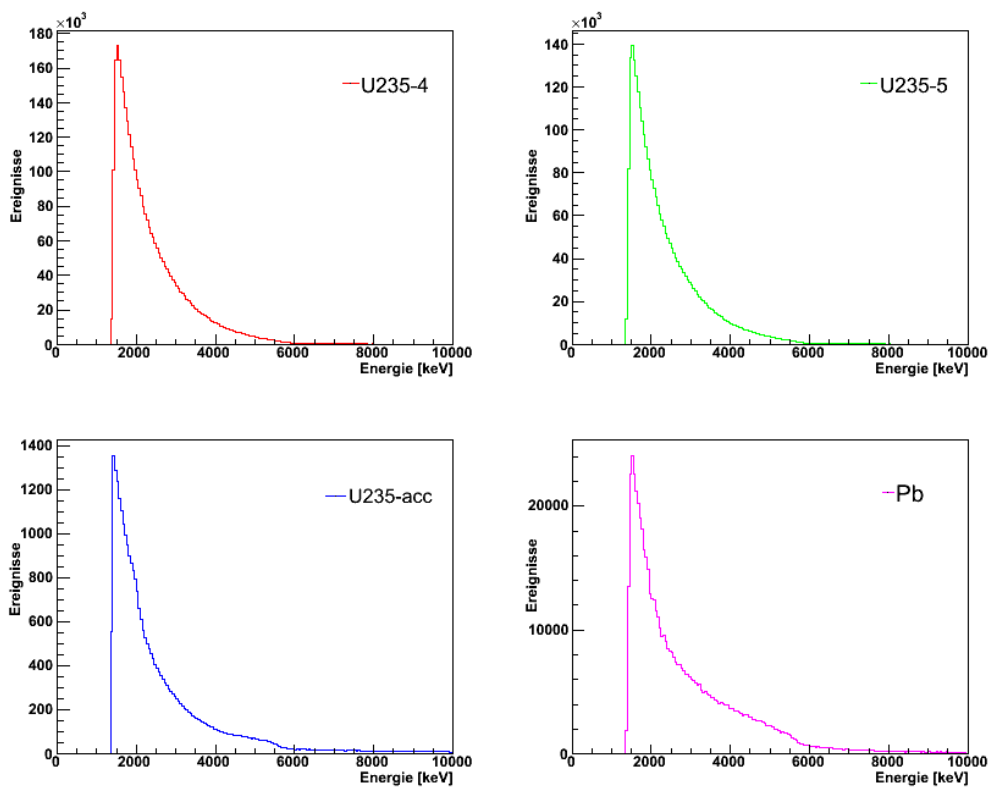


Abbildung 4.7: Die bei der Uranmessung am thermischen Strahl aufgenommenen Betaspektren. *U235-4* in Rot und *U235-5* in Grün bezeichnen die Uranspektren, die addiert und von den zufälligen Koinzidenzen *U235-acc* (blau) und dem Streuuntergrund am *Pb* (violett) bereinigt wurden (Abb. (4.8)). Zu beachten sind die verschiedenen Skalen der einzelnen Spektren. Die Binbreite beträgt 50 keV .

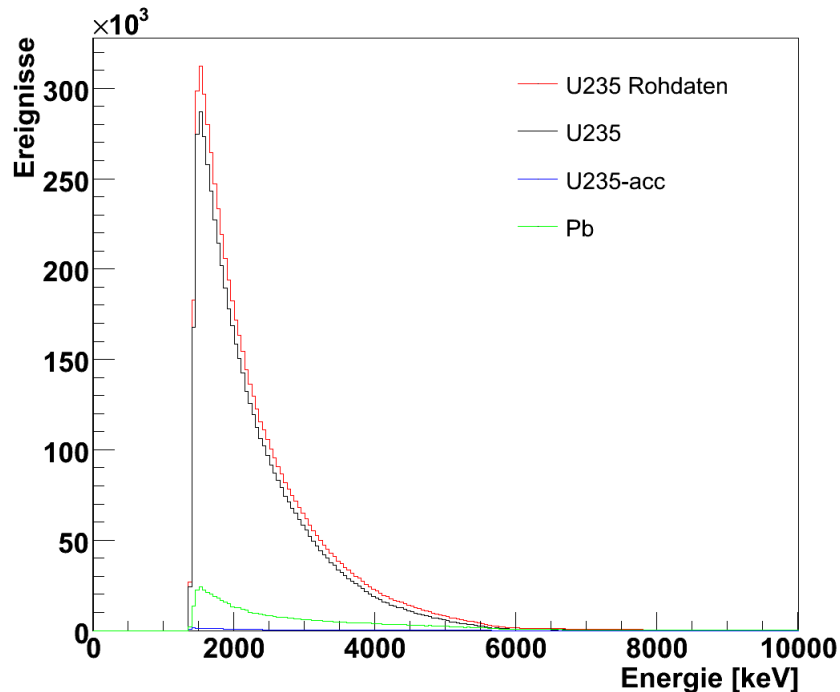


Abbildung 4.8: Das Betaspektrum von ^{235}U (schwarz), das sich zusammensetzt aus der Summe der beiden am thermischen Strahl aufgenommenen Spektren U235-4 und U235-5 (hier in Rot, siehe auch Abb. (4.7)), die von den zufälligen Koinzidenzen (blau) und von dem mit dem Dummytarget bestimmten Untergrund (grün) bereinigt wurde. Die Binbreite ist 50 keV.

Eine ähnliche Vorgehensweise wurde bei der Messung des ^{238}U -Spektrums angewandt. Es wurden insgesamt etwas mehr als 46 h Daten aufgenommen, wovon auch hier die ersten 10 h nicht in der Analyse berücksichtigt wurden. Die verwendeten Daten sind in drei Spektren aufgenommen worden, die jeweils nur durch einen etwa zehn Sekunden langen Speichervorgang unterbrochen wurden. Auch hier wurde, wie in den ^{235}U -Spektren, der Anteil der zufälligen Koinzidenzen abgezogen (Abb. (4.10) und (4.11)). Der mit dem Blei-Dummy gemessene Untergrund wurde hier allerdings zusätzlich auch von dessen zufälligen Koinzidenzen bereinigt, bevor dieser vom Spektrum subtrahiert wurde, da das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei der Messung am schnellen Strahl deutlich schlechter war, wie in Abb. (4.11) zu erkennen. Zu erwähnen ist hier, dass direkt nach der Uranmessung eine Stunde lang der Untergrund mit dem Blei-Dummy gemessen wurde, dann aber wegen der medizinischen Bestrahlung unterbrochen und umgebaut werden musste.

So konnten die eigentlichen, langen Untergrundmessungen erst nach diesem Umbau getätigt werden. Da die Strahlrohre und Kollimatoren neu installiert und justiert werden mussten, kann nicht davon ausgegangen werden, dass das Untergrundspektrum genau dasselbe geblieben ist. Tatsächlich erkennt man in den Aufnahmen nach dem Umbau eine höhere Untergrundrate von im Schnitt 59.9 Hz im Vergleich zu 52.1 Hz vor dem Umbau. Abb. (4.9), in der die beiden Spektren vor und nach dem Umbau auf die Gesamtanzahl normiert miteinander verglichen werden, belegt aber, dass dies keinen Einfluss auf die Form des Spektrums hatte. Dies ist auch ein Indiz dafür, dass die Eisenkollimatoren und der bleierne Multi-Leaf-Kollimator zwar die Intensität des Untergrundes beeinflussen, der das Spektrum bestimmende Teil des γ -Untergrundes aber direkt von der Konverterplatte selbst kommt.

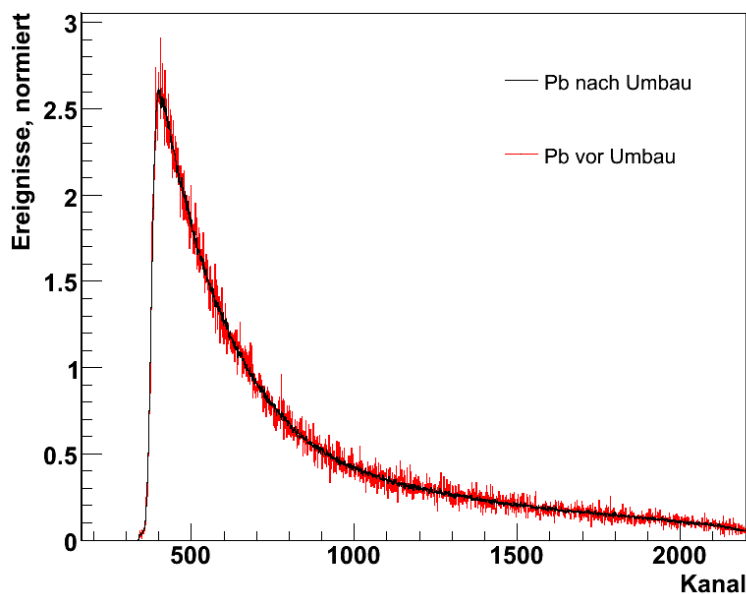


Abbildung 4.9: Spektren, wie sie mit dem Pb-Dummy im schnellen Strahl in Koinzidenz aufgenommen wurden. In Schwarz das Spektrum nach dem Umbau und in Rot das vor dem Umbau. Das schwarze Spektrum wurde auf die Fläche des mit weniger Statistik aufgenommenen roten herunterskaliert. Es ist deutlich zu sehen, dass der Umbau am 25.04. keinen merklichen Einfluss auf die Form des Untergrundspektrums hatte. Es musste lediglich auf eine erhöhte Zählrate korrigiert werden.

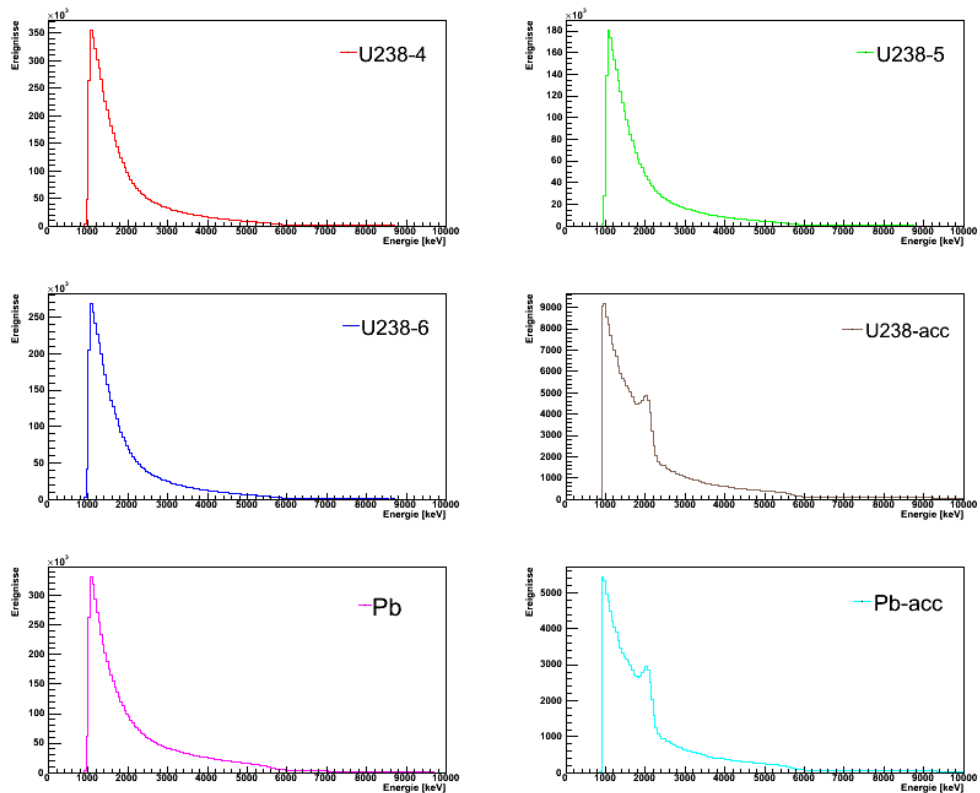


Abbildung 4.10: Die bei der Uranmessung am schnellen Strahl aufgenommenen Betaspektren. U238-4 in Rot, U238-5 in Grün und U238-6 (blau) bezeichnen die Uranspektren, die addiert wurden. Diese wurden von den zufälligen Koinzidenzen U238-acc (grau) und dem Streuuntergrund am Pb (violett) bereinigt. Die zufälligen Koinzidenzen in der Bleimessung (hellblau) wurden bei dem Spektrum mit berücksichtigt. Zu beachten sind die verschiedenen Skalen der einzelnen Spektren. Die Binbreite beträgt 50 keV.

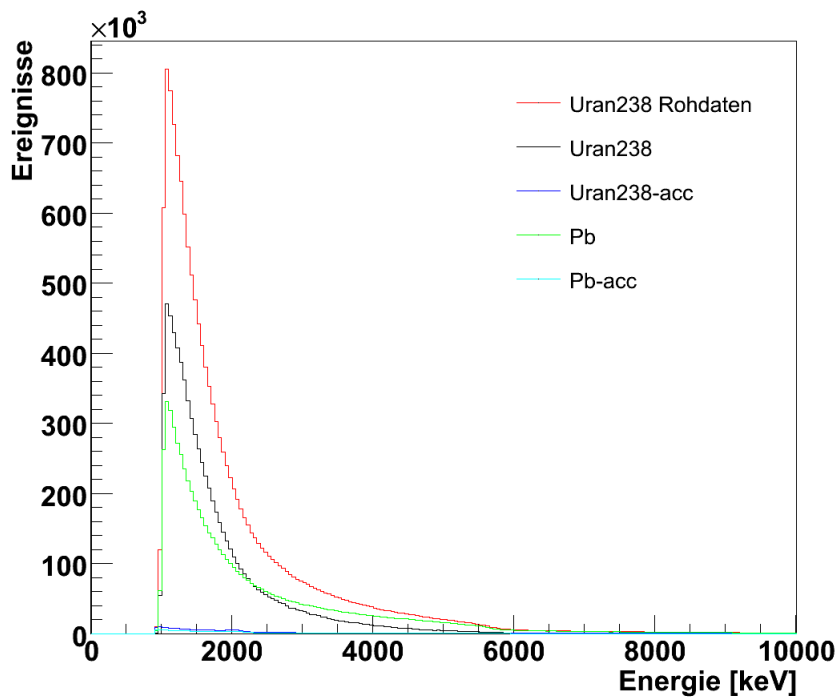


Abbildung 4.11: Das Betaspektrum von ^{238}U (schwarz), das sich zusammensetzt aus dem Rohdatenspektrum der drei aufgenommenen Spektren (rot), das von den Zufallskoinzidenzen (dunkelblau) und dem durch das Dummytarget bestimmten Untergrund (grün) bereinigt wurde. Die zufälligen Koinzidenzen der Bleimessung (hellblau) wurden berücksichtigt. Noch nicht subtrahiert ist hier der Anteil der ^{235}U -Spaltungen. Die Binbreite ist 50 keV.

4.5.3 Diskussion der Spektren

Obwohl bei einer Überlagerung vieler Betaspektren ein nahezu exponentieller Abfall des Spektrums erwartet wird, wie es auch im vorderen Energiebereich bis etwa 5 MeV zu erkennen ist (siehe Abb. (4.8) und (4.11)), treten im höheren Energiebereich zwei Strukturen auf, die einer genaueren Betrachtung unterzogen werden müssen. Wie in Abb. (4.12) zu sehen, erscheint in der Umgebung von Kanal 5000 (etwa 13 MeV) ein Peak, der sowohl im Uranspektrum als auch im Untergrundspektrum gleich hoch und an derselben Stelle zu finden ist.

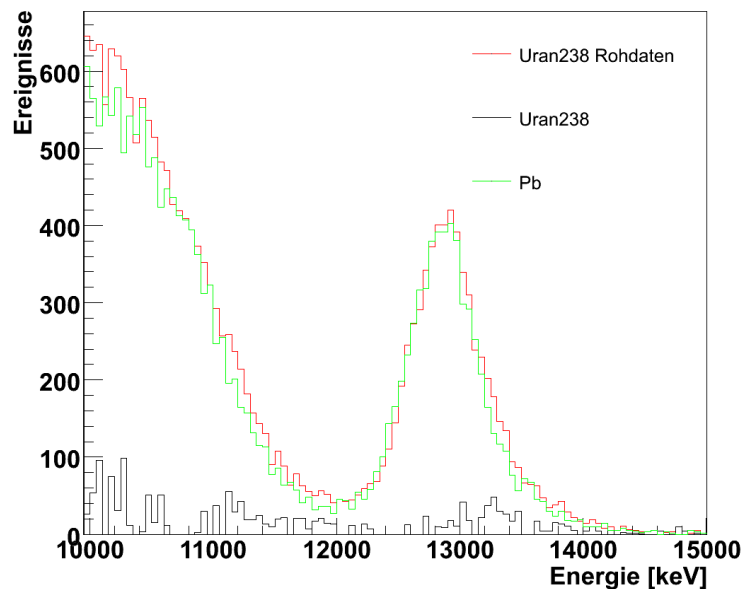


Abbildung 4.12: Ein hochenergetischer Ausschnitt aus dem ^{238}U -Spektrum. Zu sehen ist ein Peak, der vermutlich aus elektronischen Störungen stammt. Durch die zeitliche Konstanz dieses Signals, das zu jedem Zeitpunkt der Strahlzeit mit gleicher Rate bei der gleichen Kanalzahl zu finden war, verschwindet der Peak nach der Bereinigung des Spektrums vom Untergrund und taucht in dem letztlichen Spektrum (schwarz) nicht mehr auf. Die Binbreite beträgt 50 keV.

Es liegt nahe zu vermuten, dass dieser Peak im allgemeinen Untergrund vorhanden ist. Die Dicke des Szintillators von 6.5 cm lässt einen Peak von Myonen erwarten, die als minimal ionisierende Teilchen im Mittel 13 MeV Energie in dieser Materialstrecke deponieren würden. Auch die Rate von

etwa 0.3 Hz entspricht der erwarteten. Aber folgendes Argument widerlegt diese These: Es wurde vor der Messung des ^{235}U -Spektrums die Spannung des Photomultipliers um 30 V reduziert. Sowohl vor als auch nach dieser Umstellung wurden Indium- und Untergrundspektren aufgenommen. Während diese Spannungsänderung im Indiumspektrum aufgrund der nun kleineren Verstärkung im Photomultiplier verursachte, dass der Endpunkt des β -Zerfalls bei 3274 keV von etwa Kanal 1620 um ca. ein Viertel auf Kanal 1240 sank (Abb. (4.13)), änderte sich die Lage des eben angesprochenen Peaks aber kaum merklich (siehe Abb. (4.14)). Dies schließt somit aus, dass es sich um eine *echte* Energiedeposition von 13 MeV handelt, sondern eher um eine Störung in der Elektronik. Eventuell ist dies auf eine regelmäßige Schwankung im Stromnetz zurückzuführen.

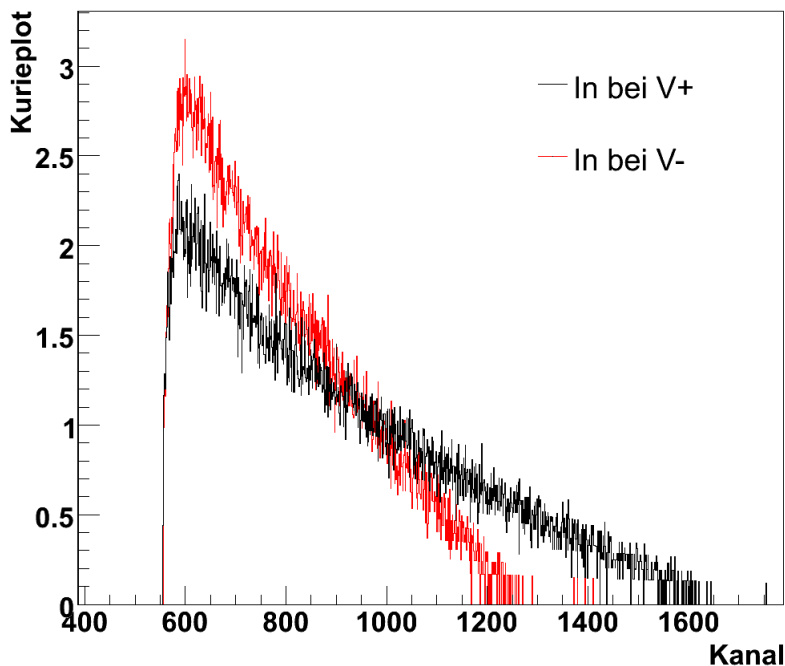


Abbildung 4.13: Kurieplot des Indiumspektrums vor und nach der Änderung der Multiplierspannung. Der Endpunkt verschiebt sich etwa um 25 % nach unten. V+ beschreibt hierbei eine Photomultiplierspannung von 775 V, wohingegen V- = 745 V beträgt.

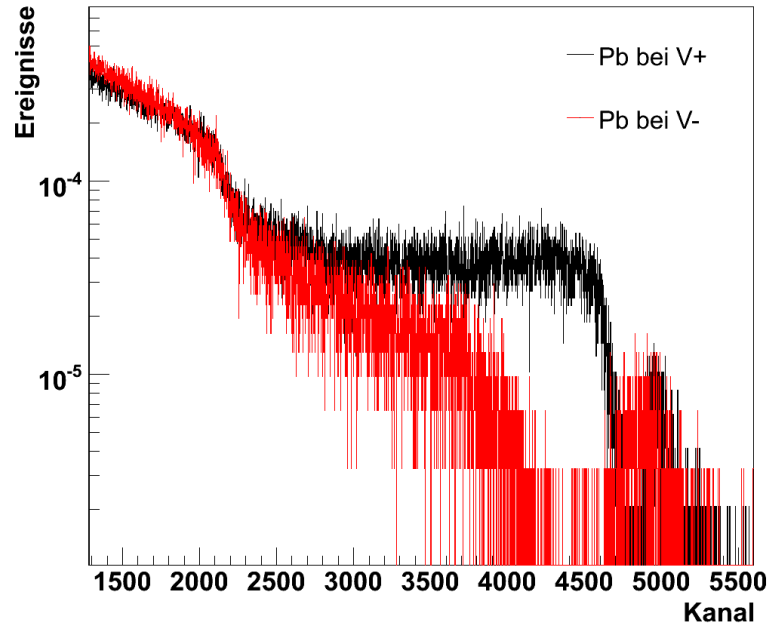


Abbildung 4.14: *Logarithmische Darstellung des Untergrundspektrums, wie es mit dem Blei-Dummy gemessen wurde, vor und nach der Umstellung der Versorgungsspannung des PM. Trotz einer großen Änderung im Endpunkt des Indiums in Abb. (4.13) ändert sich die Lage des hinteren Peaks nur minimal. Ebenso verschiebt sich der Knick, der in etwa bei Kanal 2000 einsetzt, nicht. Das Spektrum ist nach dem Knick stark verzerrt. V+ beschreibt hierbei eine Photomultiplierspannung von 775 V, wohingegen V- = 745 V.*

Ein weiterer Effekt, der die Datenanalyse stark beeinflusst, ist das Auftreten eines Knicks im Spektrum etwa zwischen Kanal 2000 und 2200, was Energien um 5.5 MeV entspricht. Dieser Effekt tritt sowohl in den Untergrundspektren als auch in den bereinigten Uranspektren auf. Wie in Abb. (4.14) gezeigt, ändert sich die Lage dieses Knicks bei einer Änderung der Multiplierspannung nicht, wie anhand von Blei-Dummy-Messungen belegt wird. Der Effekt wird also durch die elektronische Verarbeitung des Signals hervorgerufen und ist keine Eigenschaft des Detektormoduls selbst, wie er z. B. auftreten würde, wenn der Szintillator nicht homogen wäre und die hinteren Schichten nicht mehr szintillierten, was eine kleinere effektive Länge bedeutete. Ob der Effekt aber z. B. von einer zu kleinen Kapazität in der Photomultiplierbase verursacht wurde, was das Signal nicht linear mit der Pulshöhe ändern würde, oder in den nachgeschalteten elektronischen Modulen entstand, ist zum jetzigen Zeitpunkt nicht bekannt und muss in weiteren

Messungen verifiziert werden.

Eine Korrektur auf diesen Effekt durch eine angepasste Responsefunktion erscheint nicht sinnvoll, da in Abb. (4.14) auch zu erkennen ist, dass dasselbe Spektrum, das lediglich unterschiedlich im Photomultiplier verstärkt wurde, eine völlig andere Form hinter dem Knick annimmt. Fällt das Spektrum in der Messung bei kleinerer Spannung noch ab, so weist es im anderen Fall ein langgezogenes Plateau auf, das kurz vor dem besprochenen Peak abbricht. Aus diesem Grund beschränkt sich die weitere Analyse auf den Bereich des Betaspektrums von 2 bis 5 MeV. Dies geht zwar sehr nahe an die Lage des Knicks heran, doch zeigt die Linearität des Kurieplots des Chlors in Abb. (4.5), dass das Spektrum bis zu dessen Endpunkt bei 4917 keV keine Verzerrung aufweist. Weitere Untersuchungen dieses Sachverhalts und Tests zur Lokalisierung des Problems werden in der nächsten Zeit folgen (siehe Kap. 5.2).

4.5.4 Die ^{235}U -Kalibration

Ausgehend von den gemessenen Spektren der beiden Uranisotope (Abb. (4.8) und (4.11)), wurden diese über das bekannte ^{235}U -Spektrum [Sch85] mit dem gesuchten Summenspektrum von ^{238}U in Zusammenhang gestellt:

$$\frac{N_{\beta}^{238}}{n_{\beta}^{238}} \cdot \frac{I_f}{Y_f} = \frac{N_{\beta}^{235}}{n_{\beta}^{235}} \cdot \frac{I_{therm}}{Y_{therm}} \quad (4.10)$$

$$\Rightarrow N_{\beta}^{238} = n_{\beta}^{238} \cdot \frac{N_{\beta}^{235}}{n_{\beta}^{235}} \cdot \frac{Y_f}{I_f} \cdot \frac{I_{therm}}{Y_{therm}} \quad (4.11)$$

Hierbei sind:

N_{β}^{235} : Referenz- β -Spektrum der Zerfallsprodukte von ^{235}U [Sch85]

N_{β}^{238} : Gesuchtes β -Spektrum der Zerfallsprodukte von ^{238}U

n_{β} : Gemessenes β -Spektrum der Zerfallsprodukte des Uranisotops

Y : Spaltausbeute eines betrachteten Endisotops im jeweiligen Strahl

I : Gammaintensität des betrachteten Endisotops nach der Bestrahlung

Allgemeine Responsefunktion:

Der Quotient $\frac{N_{\beta}^{235}}{n_{\beta}^{235}}$ (im Folgenden auch *allgemeine Responsefunktion* genannt) beschreibt den Einfluss der Responsefunktion auf das Spektrum und umfasst energieabhängige und geometrische Effekte. Die Kalibrierung des ^{238}U -Spektrums mit Hilfe dieser Responsefunktion ist allerdings nur korrekt, wenn diese bei beiden Messungen identisch ist, das heißt, keine zeit- und zählratenabhängigen Effekte eine Rolle spielen. Wie im vorigen Kapitel erwähnt, können diese nicht vollständig ausgeschlossen werden, jedoch ist aufgrund der Eichmessungen zu sehen, dass für den Bereich unterhalb 5 MeV gute Filtergebnisse erreicht wurden. Für die Bildung des Quotienten werden sowohl das gemessene, wie auch das Referenzspektrum des ^{235}U auf ihre Flächen bis 5 MeV normiert und Binweise dividiert.

Für zwei Spektren unterschiedlicher Form ist die benutzte Methode allerdings nicht korrekt. Dadurch, dass jeder Peak im Spektrum einen niederenergetischen Fuß hat (siehe u.a. Abb. (4.4)), sind die Bins nicht unabhängig voneinander gefüllt, sondern die tiefer liegenden Bins erhalten zusätzliche Einträge durch eine Umverteilung aus höherenergetischen Bins. Der Quotient bei niedrigen Energien wäre also davon abhängig, wie sich das Spektrum im höherenergetischen Bereich darstellt. Bei dieser Vorgehensweise geht also schon mit ein, dass das erwartete ^{238}U -Spektrum dem ^{235}U -Spektrum sehr ähnlich ist [Vog81] (für eine andere Methode zur Bestimmung der Responsefunktion siehe Kap. 5.2). Aus Berechnungen des ^{238}U -Spektrums [Kla82, Met84, Vog81] folgt, dass dieses etwas härter ist, als das von ^{235}U , weswegen durch Formel (4.11) eine Unterschätzung des niederenergetischen Bereiches des ^{238}U -Spektrums entsteht. Abb. (4.15) zeigt das gemessene ^{235}U -Spektrum im Vergleich zum erwarteten aus der BILL-Messung [Sch85]. Zusätzlich zu den Abweichungen durch die Responsefunktion erkennt man auch hier den Knick, der das Spektrum bei Energien ab 5.5 MeV deutlich beeinflusst.

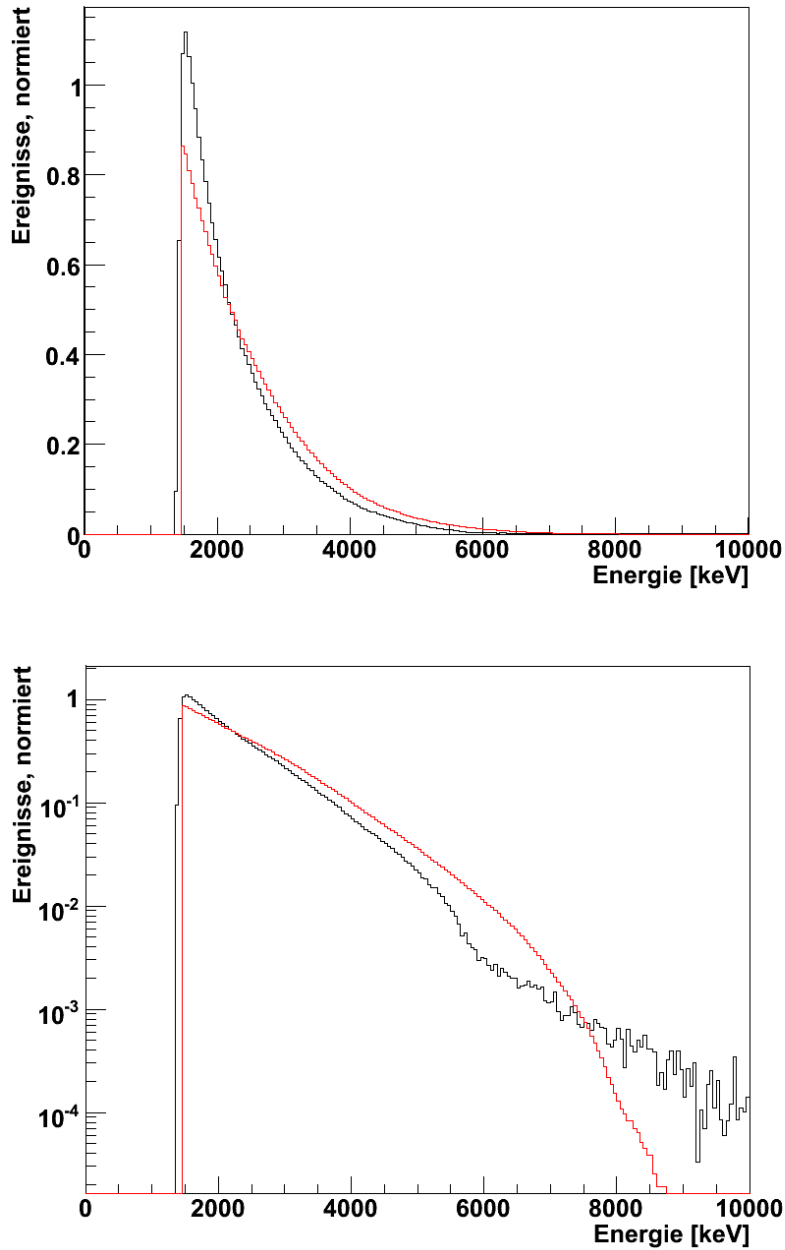


Abbildung 4.15: Das gemessene Betaspektrum von ^{235}U (schwarz) im Vergleich mit dem erwarteten Spektrum der BILL-Messung [Sch85] in Rot. In der logarithmischen Darstellung (unten) erkennt man den Knick im gemessenen Spektrum bei Energien ab $\approx 5\text{ MeV}$ und die Überhöhung nach ungefähr 8 MeV . Die Binbreite beträgt 50 keV .

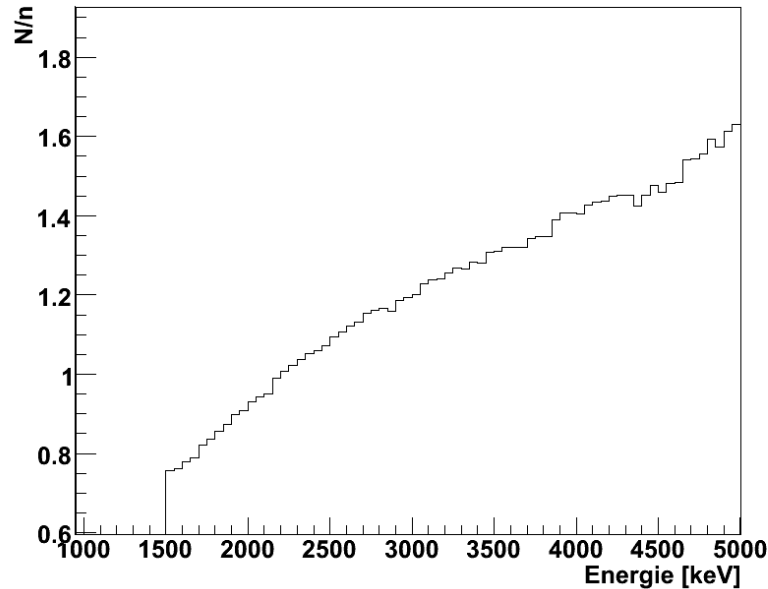
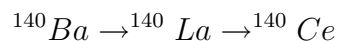
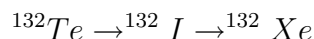


Abbildung 4.16: Der Quotient $\frac{N}{n}$ aus dem Referenz- β -Spektrum N und gemessenem Spektrum n von ^{235}U . Dieses Verhältnis beschreibt den Einfluss der allgemeinen Detektorresponse-Funktion auf das Spektrum. Durch Multiplikation dieses Quotienten auf das gemessene ^{238}U -Spektrum kann bei Normierung auf die Spaltrate (siehe Text und Formel (4.11)) das ^{238}U -Spektrum extrahiert werden (Abb. 4.18). Die Binbreite beträgt 50 keV.

Normierung der Spektren:

Der Faktor $\frac{I}{Y}$ in Formel (4.11) dient der Normierung auf die gleiche Anzahl Spalttereignisse, um eine richtige Absoluthöhe des Spektrums zu erhalten, ohne die Wirkungsquerschnitte, Targetmassen oder Neutronenflüsse exakt kennen zu müssen. Das Prinzip beruht darauf, mittels eines Germaniumdetektors des Strahlenschutzes am FRM II [Wol08] die γ -Intensität der Zerfälle einiger Tochternuklide der Spaltprodukte des Urans im thermischen relativ zum schnellen Strahl zu messen, und somit aus den bekannten Spaltausbeuten für ein Isotop [END94] die Spaltrate des Urans zu erhalten. Untersucht wurden die beiden Zerfallsreihen



wobei angenommen werden darf, dass lediglich Te und Ba direkt aus der Spaltung entstehen, und der Anteil von Iod und Lanthan vernachlässigt werden kann [END94].

Am Beispiel von Barium und Lanthan soll diese Vorgehensweise verdeutlicht werden, die analog für Te und I angewandt wurde. Löst man das Differentialgleichungssystem

$$\frac{dN_{Ba}(t)}{dt} = P - \lambda_{Ba}N_{Ba}(t) \quad (4.12)$$

$$\frac{dN_{La}(t)}{dt} = \lambda_{Ba}N_{Ba}(t) - \lambda_{La}N_{La}(t) \quad (4.13)$$

unter den Randbedingungen

$$A_{Ba} = \epsilon(E_\gamma)p_\gamma \int_{t_1}^{t_2} \lambda_{Ba}N_{Ba}dt \quad (4.14)$$

$$A_{La} = \epsilon(E_\gamma)p_\gamma \int_{t_1}^{t_2} \lambda_{La}N_{La}dt, \quad (4.15)$$

kann die Produktionsrate P des Barium aus der Spaltung berechnet werden. Hierbei ist jeweils

- $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ die Zerfallskonstante,
- N die Anzahl der Atome des Isotops zur Zeit t,
- A die bei der Germaniummessung ermittelte Peakfläche der γ -Linie,
- ϵ die Nachweiseffizienz des Germaniumdetektors für die γ -Quanten der Energie E_γ ,
- p_γ die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung dieses Gammaquants bei Abregung des Folgekerns,
- t_1 der Start der Germaniummessung, bezogen auf das Bestrahlungsende des Targets,
- t_2 das Ende der γ -Messung, bezogen auf das Bestrahlungsende des Targets.

Die Randbedingungen ergeben sich daraus, dass die in der Gammaspektroskopie gemessenen Peakflächen der Gesamtzahl der Zerfälle der einzelnen Nuklide, jeweils gewichtet mit der Effizienz des Übergangs und des Detektors, entsprechen muss. Tabelle (4.3) fasst die Ergebnisse der Gammaspek-

Isotop	$T_{\frac{1}{2}}$	E_{γ} [keV]	p_{γ}	P_{th}	P_f	Q	R
^{132}I	2.28 h	667.72	0.99	475.8	29.4	16.2	19.34
^{140}Ba	12.75 d	537.26	0.244	1088.6	52.8	20.6	19.33
^{140}La	1.678 d	487.02	0.455	974.3	39.1	20.3	19.05
^{140}La	1.678 d	1596.21	0.954	1010.4	49.2	20.5	19.22

Tabelle 4.3: Die mit der Gammaskopie untersuchten Isotope. Es ist $T_{\frac{1}{2}}$ die Halbwertszeit des jeweiligen Isotops, E_{γ} die Energie der betrachteten γ -Linie und p_{γ} die Wahrscheinlichkeit des Auftretens dieser Linie bei einem Kernübergang. Die Produktionsraten P_{th} bzw. P_f kennzeichnen, welchem Neutronenspektrum das vermessene Target ausgesetzt war, wobei sich die Produktionsrate auf ^{132}Te in der ersten Zeile und ^{140}Ba in den übrigen bezieht. Die Verhältnisse Q dieser Produktionsraten bzw. das Verhältnis R der Uranspaltraten aus thermischer und schneller Spaltung sind ebenfalls angegeben. Hier wurde lediglich je eine von jeweils mehreren, zu verschiedenen Zeiten durchgeführten Messungen angegeben. Werte aus [Led78, Wol08].

roskopie zusammen. Die Rohdaten, über die hier gemittelt wurde, sind im Anhang der Abb. (A.3) zu entnehmen. Aus den Peakflächen der Messung konnten die Produktionsraten von ^{132}Te und ^{140}Ba bestimmt werden. Dass die verschiedenen Linien nicht die gleiche Produktionsrate P vorhersagen, ist eine Folge der schlecht bekannten Nachweiswahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors für die unterschiedlichen Energien. Bildet man das Verhältnis $Q = \frac{P_{th}}{P_f} = \frac{I_{therm}}{I_f}$ zwischen den Raten im thermischen und im schnellen Strahl für die gleichen γ -Linien, so kürzt sich dieser Faktor aber wieder heraus. Das gesuchte Verhältnis $R = \frac{I_{therm}}{Y_{therm}} \cdot \frac{Y_f}{I_f}$ der Spaltraten der Urantargets konnte auf etwa 19.3 bestimmt werden. Hierfür wurde angenommen, dass im thermischen Strahl ausschließlich ^{235}U -Spaltungen und im schnellen Strahl zu 95 % ^{238}U - und zu 5 % ^{235}U -Spaltungen stattfanden:

$$Y_f = 0.05 Y_f^{235} + 0.95 Y_f^{238} \quad (4.16)$$

$$\Rightarrow R = Q \cdot \frac{0.05 Y_f^{235} + 0.95 Y_f^{238}}{Y_{th}^{235}} \quad (4.17)$$

Die Spaltausbeuten Y sind in Tabelle (4.4) dargestellt. Es handelt sich hierbei um die sogenannten *cumulative yields*, die die Ausbeute der gesamten Reihe mit der betrachteten Massenzahl angibt, wobei über die Ausbeuten der kurzlebigen Mutterisotope des jeweiligen Kerns (inklusive der Ausbeute des Kerns selbst) summiert wird.

Im thermischen Strahl wird weniger Tellur erzeugt, als im schnellen Strahl, wohingegen dieses Verhältnis im Falle des Bariums umgekehrt ist. Dass in beiden Zerfallsreihen eine nahezu gleiche Spaltrate berechnet wird¹⁵, ist ein Indiz dafür, dass im schnellen Strahl kein dominanter Anteil rückgestreuter und moderierter thermischer Neutronen enthalten ist, da sich dieses Verhältnis aufgrund zusätzlicher ²³⁵U-Spaltungen verschieben würde. Mit genaueren Messungen am sehr gut kalibrierten Germaniumdetektor im Untergrundlabor des Instituts E15 des Physik-Departments der TUM (siehe [Hof07]) könnte diese Methode sogar verwendet werden, um den genauen Beitrag des ²³⁵U im ²³⁸U-Spektrum zu bestimmen.

	²³⁵ U _{th}	²³⁵ U _f	²³⁸ U _f
Y(¹³² Te)	4.30 %	4.66 %	5.13 %
Y(¹⁴⁰ Ba)	6.21 %	5.98 %	5.82 %

Tabelle 4.4: Die Spaltausbeuten der Mutternuklide der in der Gammaspektroskopie untersuchten Isotope für die thermische (th) und die schnelle (f) Spaltung der beiden betrachteten Uranisotope. Aus [END94].

Als Test der Stabilität des Systems und der richtigen Untergrundbehandlung kann das Verhältnis von gemessenem ²³⁸U- zu ²³⁵U-Spektrum im Vergleich zu den theoretischen Verhältnissen [Kla82, Met84, Vog81] untersucht werden. Nach Formel (4.10) muss das experimentell bestimmte Verhältnis auf die durch eben genannte Gammamessung genau bestimmten Spaltraten normiert werden. Die nach dieser Korrektur auftretenden Unterschiede zum theoretischen Verhältnis könnten durch eine unkorrekte Untergrundsubtraktion, zeitliche Drifts in der Detektorresponse, Unsicherheiten in der Energiekalibration oder eine fehlerhafte Theorie entstehen. Abb. (4.17) zeigt dieses Verhältnis $\frac{n_{238}}{n_{235}}$ im Vergleich mit den theoretischen Voraussagen und verdeutlicht zugleich den Einfluss eines Versatzes in der Eichung: Die schwarze Kurve, die das Verhältnis mit der aktuellen Energieeichung zeigt, verschiebt sich deutlich in Richtung der Voraussagen, wenn man annimmt, dass das ²³⁵U-Spektrum um ein Bin (50 keV) zu höheren Energien verschoben werden muss. Der zu niedrigen Energien hin ansteigende Ast kann bedeuten, dass der Untergrund, der in den ²³⁸U-Messungen dominiert, nicht mit ausreichender Genauigkeit abgezogen wurde und somit noch im Spektrum vorhanden ist. Dies muss aber in weiteren Analysen erst bestätigt und ebenso die zunehmende Abweichung zu höheren Energien erklärt werden. Abweichungen zu

¹⁵Man vergleiche hierzu in Tabelle (4.3) den Wert R aus der Iod-Linie mit denen der Barium- und Lanthan-Linien.

dem hier als richtig angenommenem theoretischen Verhältnis können allerdings ebenso die Folge eines auch bei niedrigen Energien schon auftretenden elektronischen Problems sein, das bisher nicht erkannt wurde (Kap. 5.2).

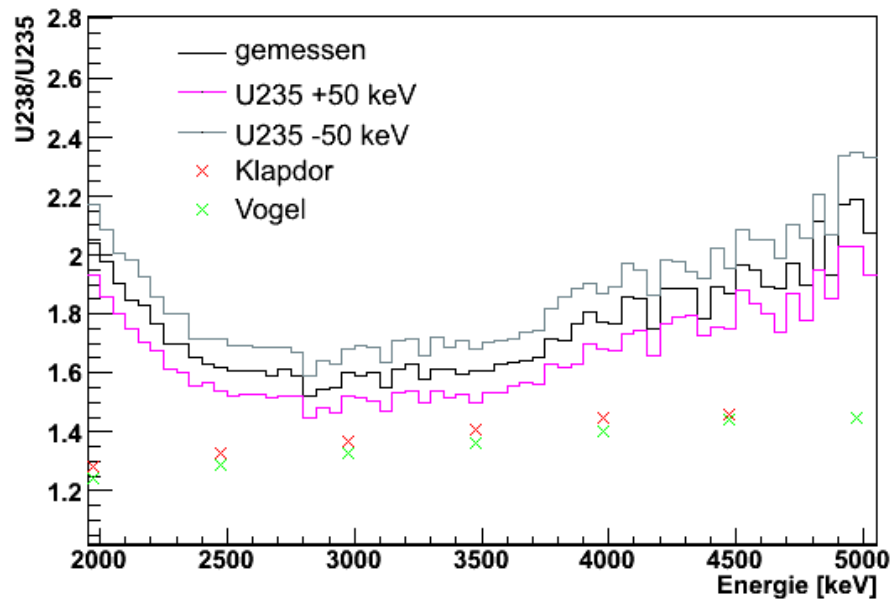


Abbildung 4.17: Das Verhältnis von gemessenem ^{238}U -Spektrum zu gemessenem ^{235}U -Spektrum (schwarz) und die theoretischen Vorhersagen (grüne und rote Kreuze). Zu erkennen ist auch, dass dieses Verhältnis sehr sensibel auf Energie-Verschiebungen reagiert. Bei einem Shift des ^{235}U -Spektrums um ein Bin (50 keV) zu höheren Energien, nähert sich das gemessene Verhältnis deutlich den theoretischen Vorhersage an (violett). Die Binbreite beträgt 50 keV.

4.6 Beta- und Antineutrinospektrum von ^{238}U

Das endgültige Betasummenspektrum des ^{238}U ist in Abb. (4.18) gezeigt. Folgende Schritte führten zur Erlangung des Spektrums aus den Rohdaten:

- Bereinigung von Untergrundeinflüssen durch Hallenuntergrund N_{Halle} , myoneninduzierte Prozesse N_{μ} und Gammas aus dem Neutronenstrahl $N_{\gamma,Strahl}$, bestimmt mit Hilfe des Blei-Dummytargets (siehe Kap. 4.5.1);
- Subtraktion der Anteile zufälliger Koinzidenzen N_{acc} , bestimmt durch Verschiebung des Koinzidenzfensters (siehe Kap. 4.5.1);
- Durchführung einer Energiekalibration mittels einer ^{207}Bi -Quelle, sowie zwei Neutronen-aktivierter Folien aus Indium und PVDC (Kap.4.4);
- Subtraktion eines durch Faltung der Spaltwirkungsquerschnitte mit dem schnellen Neutronenspektrum (Abb. 2.5) abgeschätzten ^{235}U -Anteils am ^{238}U -Spektrum von 5 % (Kap.4.4);
- Binweise Multiplikation mit einer allgemeinen Responsefunktion, die durch eine mittels einer Gammaspektroskopiemessung der bestrahlten Targets normierte ^{235}U -Vergleichsmessung gewonnen werden konnte (siehe Kap. 4.5.4).

Dieses Betaspektrum dient als Ausgangsspektrum für die Konversion in das Antineutrinospektrum. In einer für die erwünschte Genauigkeit von 10 % ausreichenden Konversionsmethode¹⁶ [Sch85] wird verwendet, dass Elektron und Antineutrino sich bezüglich der schwachen Wechselwirkung gleich verhalten. Für den relativistischen Fall $E_e \gg m_e c^2$ entsprechen sich das Beta- und Antineutrinospektrum, bis auf wenige Korrekturen, sofern man das Betaspektrum der Gesamtenergie $E_{tot} = E_e + m_e c^2$ verwendet und somit die zusätzliche Ruhemasse des Elektrons berücksichtigt. Diese von E_{tot} abhängigen Korrekturen κ umfassen Energieänderungen und Strahlungsverluste des Elektrons im Coulombfeld des emittierenden Atomkerns, so dass das Antineutrinospektrum und das Betaspektrum in folgender Weise zueinander in Relation gestellt werden können [Sch85]:

$$N_{\nu}(E_{\nu}) = \kappa(E_e + m_e c^2) \cdot N_e(E_e + m_e c^2) \quad (4.18)$$

Für den relativistischen Fall unter Vernachlässigung der Coulombanziehung und der Strahlungskorrektur wäre $\kappa = 1$ für alle Energien. Vergleicht man

¹⁶Eine weitere Methode, das Antineutrinospektrum aus dem Betaspektrum zu extrahieren ist in Kapitel 5.2 beschrieben.

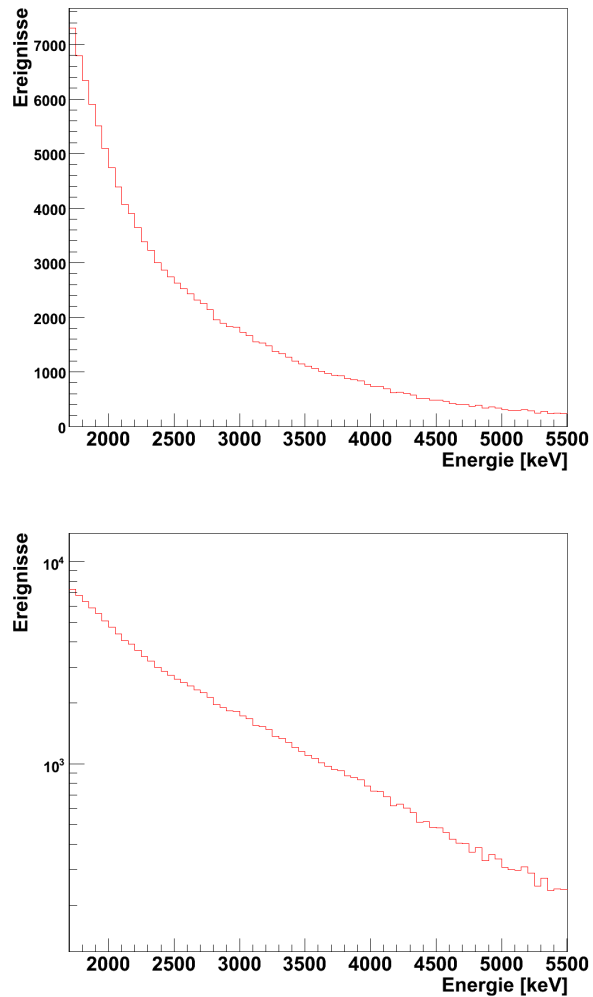


Abbildung 4.18: Das im Experiment bestimmte β -Summenspektrum der Spaltprodukte von ^{238}U oben in linearer und unten in logarithmischer Darstellung im Bereich von 2 bis 5 MeV. Die Binbreite beträgt 50 keV.

die Summe vieler einzelner Betaspektren mit der Summe der zugehörigen konvertierten Antineutrinospektren, wie dies bei berechneten Summenspektren erfolgt, lässt sich das energieabhängige κ genauer bestimmen. Die Z -Abhängigkeit von κ wird somit in erster Ordnung mit berücksichtigt. Auch bei Berücksichtigung der Coulombanziehung und der Strahlungskorrekturen unterscheidet sich κ nur wenig von 1. In Abb. (4.19) sind die mit den Daten von [Met84] berechneten Werte für κ gegeben.

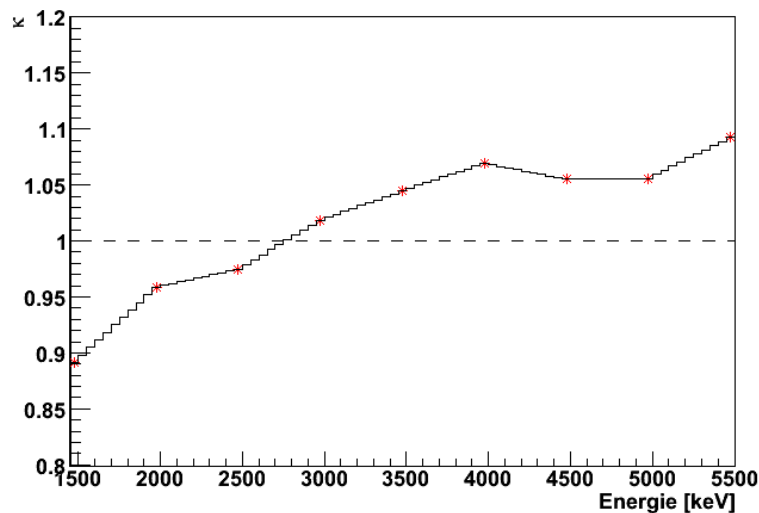


Abbildung 4.19: Das Verhältnis κ wie in Formel (4.18) definiert und mit den Daten von [Met84] berechnet (rote Punkte) als Funktion der Antineutrinoenergie. Zwischen den berechneten Punkten wurde linear interpoliert, um Werte für den gesamten Energiebereich des Betaspektrums zu erhalten.

Mit diesen κ -Werten und Formel (4.18) ergibt sich das Antineutrinospektrum der Spaltprodukte von ^{238}U im Bereich von 2.5 bis 5.5 MeV¹⁷ wie in Abb. (4.20) zu sehen.

¹⁷Durch die Verschiebung aufgrund zu berücksichtigenden Elektronenruhemasse, ändert sich durch die angewandte Konversionsmethode auch der betrachtete Energiebereich von 2 bis 5 MeV im Betaspektrum auf 2.5 bis 5.5 MeV im Antineutrinospektrum.

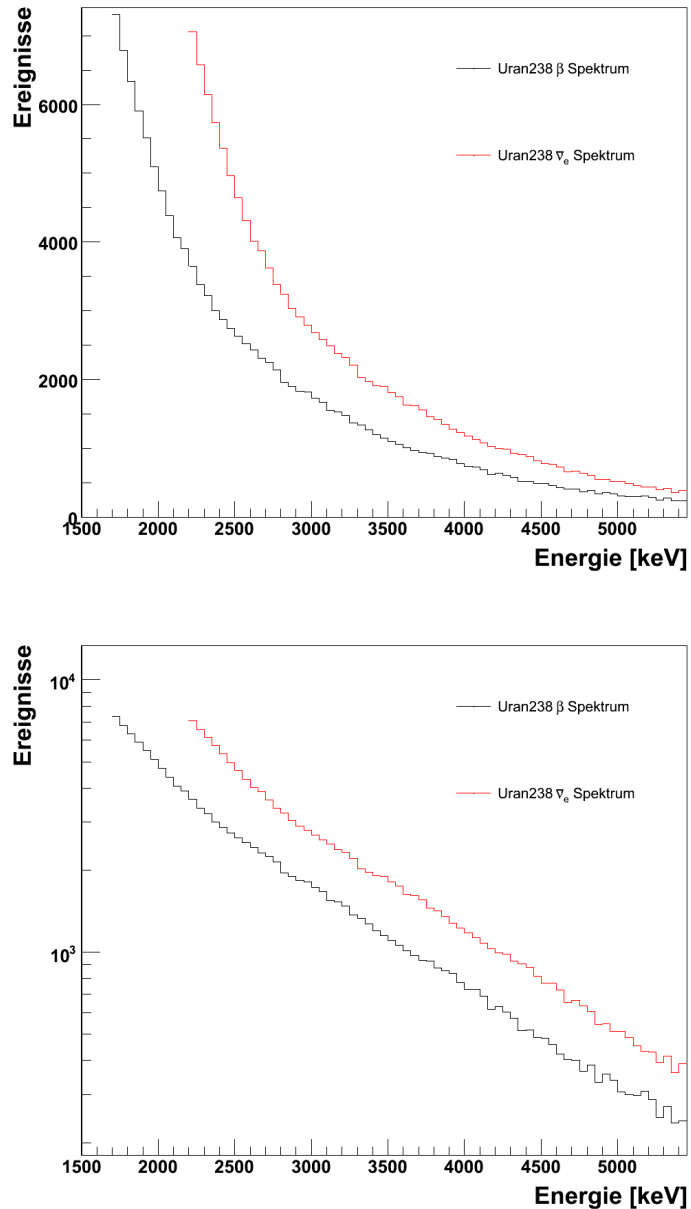


Abbildung 4.20: Das Antineutrinospektrum von ^{238}U (rot), berechnet aus der Konversion (Formel (4.18)) des Betaspektrums (schwarz) in linearer (oben) und logarithmischer (unten) Darstellung. Da $\kappa \approx 1$ äußert sich die Konversion hauptsächlich in einer Verschiebung um die Ruhemasse des Elektrons. Die Binbreite beträgt 50 keV.

Es konnte somit gezeigt werden, dass mit dem in dieser Arbeit entworfenen Experiment die Bestimmung des Antineutrinospektrums der Spaltprodukte von ^{238}U möglich ist. Die hier durchgeführten Messungen und Analysen umfassten den Großteil der zur Erlangung dieses Spektrums nötigen Schritte und führten schon zu einem vorläufigen Antineutrinospektrum. Dieses Spektrum wurde allerdings aufgrund einer vermutlich fehlerhaften Signalverarbeitung in der Elektronik auf einen Bereich zwischen 2.5 und 5.5 MeV eingeschränkt. Da noch nicht gezeigt wurde, dass im niederenergetischen Bereich diese Störungen nicht ebenso einen Einfluss haben, der nicht erkannt werden konnte, wurde das Spektrum ohne Fehler angegeben. Die sehr guten Detektorcharakteristika lassen aber den Schluss zu, dass nach Beseitigung dieser technischen Probleme in einer zweiten Strahlzeit eine Genauigkeit von 10 % mit der vorgeschlagenen Methode erreicht werden wird.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Das solare Neutrino­problem, dessen Diskussion mit dem Experiment von Davis im Jahre 1968 begann, konnte durch die Entdeckung der Neutrino­oszillationen in zahlreichen Experimenten erklärt werden. Seitdem sind die Parameter der Mischungsmatrix und die Differenzen Δm_{ij}^2 der Neutrino­massenquadrate mit relativ hoher Genauigkeit bestimmt worden, doch für den sehr kleinen Mischungswinkel ϑ_{13} konnte bisher nur eine obere Schranke angegeben werden. Auch die CP-verletzenden Phasen und die Hierarchie sowie die Werte der Neutrino­massen sind noch ungeklärt.

Reaktor­neutrino­experimente stellen eine vielversprechende Möglichkeit dar, den noch unbekannt­en Mischungswinkel ϑ_{13} zu messen. Als Erweiterung des CHOOZ Experiments, welches mit $\sin^2(2\vartheta_{13}) < 0.19$ das bis heute beste Limit setzen konnte, ist das DOUBLE CHOOZ Experiment geplant worden und seit Mai 2008 im Bau. Dieses bedient sich zweier Detektoren, eines fernen zur Bestimmung des $\bar{\nu}_e$ -Flusses und -Spektrums und eines nahen zur Messung des Reaktor­start­spektrums, um die systematischen Unsicherheiten zu minimieren. Da der nahe Detektor allerdings erst 1.5 bis 2 Jahre nach dem fernen Detektor in Betrieb gehen soll, ist für diesen Zeitraum ein Kenntnis des Reaktor- $\bar{\nu}_e$ -spektrums wichtig, um die spektralen Verformungen mit dem fernen Detektor genau vermessen zu können. Die Spektren der zu etwa 92 % an der Leistung des Reaktors beteiligten Komponenten ^{235}U , ^{239}Pu und ^{241}Pu konnten in früheren Messungen erfasst werden, wohingegen dasjenige des ^{238}U , das den restlichen Leistungsanteil von etwa 8 % trägt, lediglich mit Simulationen und Berechnungen abgeschätzt wurde. Ein Kenntnis dieses Spektrums ist sowohl für die Analyse der DOUBLE CHOOZ Daten, als auch für eine nachträgliche Auswertung der CHOOZ Messergebnisse erstrebens-

wert.

Im Zuge dieser Arbeit wurde ein Experiment entworfen und realisiert, durch welches das Betaspektrum der Spaltprodukte von ^{238}U bei Beschuss mit schnellen Neutronen gemessen und daraus das Antineutrinospektrum mit einer Genauigkeit von 10 % bestimmt werden kann.

Als geeigneter Detektor für das Elektronenspektrum wurde ein Plastiksziintillator spezieller Geometrie gewählt, der an einen Photomultiplier gekoppelt ist. Zur Festlegung einer Eventsignatur wurde eine Vieldrahtkammer entworfen und gebaut, deren Charakteristika im Vorfeld mit dem *Garfield*-Programm simuliert wurden. Durch Messungen mit ^{60}Co - und ^{207}Bi -Quellen konnte eine Gamma-Unterdrückung von besser als 99.4 % bei einer Auflösung des Szintillators von 8.5 % (FWHM bei 1 MeV) bestimmt werden. Die Detektoreinheit wurde in einen eigens konstruierten mechanischen Aufbau eingepasst, in dem auch Kollimatoren für den Neutronenstrahl, die Targethalterung für die zu bestrahlenden Proben, das Gashandlingsystem und Signaldurchführungen integriert wurden.

Mit diesem Aufbau konnten am Strahlrohr SR 10 in unmittelbarer Nähe zum Kern des Forschungsreaktors FRM II durch thermische bzw. schnelle Neutronen Uranspaltungen induziert und trotz eines hohen Neutronen- und γ -Untergrundes in der Detektorumgebung das Betasummenspektrum eines Naturantargets gemessen werden. Testmessungen zur Bestimmung der Detektorcharakteristika und Energiekalibrationen wurden mit Hilfe diverser Targets und Quellen durchgeführt. Zudem konnte der Untergrund online mittels eines Blei-Dummytargets untersucht werden.

Zusätzlich zum Spektrum des Natururans im schnellen Strahl wurde auch das des ^{235}U im thermischen Strahl aufgenommen, wodurch das System durch einen Vergleich zwischen gemessenem und bekanntem ^{235}U -Spektrum kalibriert werden konnte. Eine Gammaspektroskopiemessung, durchgeführt mit einem Germaniumdetektor, ermittelte die Anzahl der Zerfälle der gleichen langlebigen Spaltprodukte in beiden Targets, wodurch auf die Spaltrate im jeweiligen Urantarget geschlossen und eine Normierung der beiden Spektren durchgeführt werden konnte.

Analysen der in dieser ersten Strahlzeit aufgenommenen Spektren wurden vorgenommen und belegen, dass das für diese Arbeit entworfene Experiment für die Messung des Betasummenspektrums aller Folgeprodukte der Spaltung von ^{238}U geeignet ist. Störungen, die auf eine fehlerhafte Verarbeitung der Energiesignale in den elektronischen Modulen zurückgeführt wurden, beschränkten den in der Auswertung betrachteten Energiebereich auf etwa 2.5 bis 5.5 MeV.

Unter Berücksichtigung des gemessenen Untergrundes und des Anteils des

^{235}U am Spektrum, sowie der relativen Spaltrate in beiden Uranmessungen und der abgeleiteten allgemeinen Responsefunktion, konnte das Betasummenspektrum des ^{238}U bestimmt werden (siehe Abb. (4.18)). Hieraus konnte das Antineutrinospektrum (Abb. (5.1)) berechnet werden. Aufgrund der hohen systematischen Fehler im Bereich oberhalb von 5 MeV und der Tatsache, dass für niedrige Energien ein endgültiger Nachweis für die Linearität der Elektronik und die Responsefunktion des Detektors in zukünftigen Messungen noch erbracht werden muss, sind diese ersten Analysen nur vorläufig und es wird auf eine zweite Strahlzeit verwiesen. Die insgesamt sehr guten Erfahrungen mit dem konstruierten Aufbau und den bisher durchgeführten Messungen und Analysen können dabei zu einer Optimierung der Messungen und einem definitiven Ergebnis führen.

5.2 Ausblick

Für eine zweite geplante Strahlzeit werden eine Reihe von Verbesserungen und zuvor durchzuführenden Untersuchungen vorgeschlagen.

Beseitigung elektronischer Störeinflüsse:

Der im Spektrum ab Kanal 2000 (5.5 MeV) auftretende Knick (siehe Abb. (4.14)) ist wie erwähnt vermutlich elektronisch verursacht. Die Behebung dieses Problems ist unabdingbar für eine erfolgreiche zweite Messung, doch die genaue Lokalisierung steht noch aus. In einigen online-Messungen wurde allerdings schon erkannt, dass die Amplitude des Signals am Photomultiplier bei großen Zählraten drastisch einbrach. Konstante Ströme und Sättigungseffekte aufgrund einer zu kleinen Kapazität oder zu großen Widerständen in der Base des PM sind die wahrscheinlichste Ursache für diesen Effekt. Obwohl bei den Zählraten, die bei den Uranmessungen vorherrschten, diese Effekte nicht zu erkennen sind, muss geprüft werden, ob sie nicht auch Einfluss bei niedrigen Zählraten hatten. Eine solche Zählratenabhängigkeit der spektralen Form und/oder der Nachweiswahrscheinlichkeit wäre in der Datenanalyse nicht korrigierbar. Tests können derart durchgeführt werden, dass man das Spektrum der Bi-Quelle bei verschiedenen Multiplierspannungen und Abständen zum Szintillator untersucht. Eventuell muss zur Korrektur die Base der Photomultipliers durch den Einsatz eines Transistor-Spannungsteilers modifiziert werden.

Zusätzlich kann mit einem Pulsgenerator, dessen Ausgangssignale in Form und Dauer den Photomultiplierpulsen entsprechen, die gesamte Elektronik-

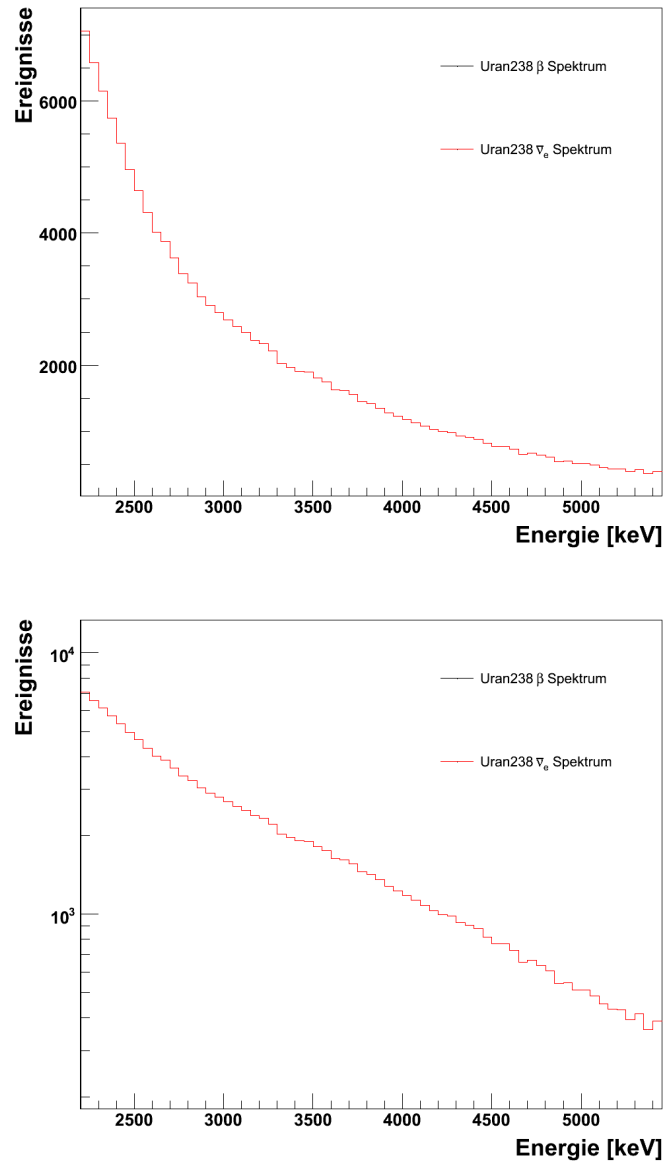


Abbildung 5.1: Das Antineutrinospektrum von ^{238}U , wie es in dieser Arbeit bestimmt wurde, in linearer (oben) und logarithmischer (unten) Darstellung. Die Binbreite beträgt 50 keV.

kette geprüft werden. Im Bedarfsfall müssen einzelne Module ausgetauscht werden.

Stabilität der Energieeichung:

Da die verschiedenen Messungen zur Energieeichung mit derselben ^{207}Bi -Quelle im identischen Setup stattfanden und somit Rate und Energie der einfallenden Strahlung in den Aufnahmen gleich waren, aber dennoch ein Drift und eine Verzerrung des Spektrums zu erkennen ist (Abb. (4.6)), hat dies vermutlich nicht dieselben Ursachen, wie der eben besprochene Signaleinbruch. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre eine schwankende Temperatur des Photomultipliers oder der Elektronik. Eine Temperaturkontrolle und -regelung für PM und Elektronik kann diese Unsicherheit beheben.

Eine weitere geplante Aufrüstung des Aufbaus betrifft die Implementierung einer fest installierten Bi-Quelle. Diese könnte seitlich am Kreuzstück derart befestigt sein, dass sie mittels eines *Quick-Couplings*¹ direkt unter der Targetfolie eingefahren werden kann und im restlichen Zeitraum gut abgeschirmt außerhalb des Sichtfeldes des Detektors aufbewahrt wird. Eine Kalibration wäre also möglich, ohne das System öffnen oder abschalten zu müssen, wie es momentan der Fall ist. Es könnte zudem zeitnah bei jeder Uran- und Untergrundmessung eine Kalibrationsmessung durchgeführt werden. Bisher musste die Quelle wiederholt von einem anderen Institut geliehen werden, weshalb nur relativ selten Eichmessungen durchgeführt werden konnten.

Bestimmung der Responsefunktion:

Die angewandte Methode, mittels des Quotienten aus Referenzspektrum und gemessenem ^{235}U -Spektrum die allgemeine Responsefunktion des Detektors zu erhalten (siehe Kap 4.5.4 ab Seite 85), ist nur für Messungen von Spektren in guter Näherung richtig, die dem ^{235}U -Spektrum sehr ähneln. Für eine genauere Vorgehensweise muss die Responsefunktion separat bestimmt werden. Die mit der Bi-Quelle ermittelte Form der Responsefunktion ist nicht rein auf die Detektoreigenschaften zurückzuführen. Die hierfür verwendete Quelle bestand aus metallischem Bismut, das in einem Kupfergehäuse befestigt war. Falls die Elektronen in der Quelle eine nicht zu vernachlässigende Metallschicht durchlaufen, entstünde eine Verbreiterung der monoenergetischen Linien. Die Auflösung des Szintillators wäre also in dieser Arbeit schlechter abgeschätzt worden, als sie eigentlich ist. Zudem kann durch Rückstreuung am Kupfergehäuse bereits ein Spektrum emittiert werden, das ein niederenergie-

¹Ein *Quick-Coupling* beschreibt ein System, bei dem die Quellenhalterung mittels einer vakuumdichten Durchführung von außen an verschiedene Positionen gefahren werden kann. Meist handelt es sich um eine Vollmetallstange, die durch einen KF-Flansch geführt und mit einem O-Ring abgedichtet wird.

tisches Plateau aufweist. Das Plateau, wie es in den Bi-Spektren (Abb. (4.4) und (4.6) auf Seite 66 ff.) zu sehen ist, wäre also nicht allein auf Verlust- und Streueffekte im Szintillator zurückzuführen. Für die geplante fest installierte Quelle wird vorgeschlagen, eine flüssige Lösung von Bi auf einer dünnen (Mylar-)Folie trocknen zu lassen und mit einer weiteren Folie abzudecken. Diese umschlossene radioaktive Quelle hätte somit eine vernachlässigbare Selbstabsorption und keine spektrale Verformung aufgrund von Rückstreuungen.

Eine Möglichkeit, die Responsefunktion des Systems direkt experimentell zu bestimmen, ist die Verwendung eines monoenergetischen Elektronenstrahls. Das *Mainzer Mikrotron* [Jan06b] der Universität Mainz wäre eine geeignete Wahl, da hier monoenergetische Elektronenstrahlen über einen breiten Energiebereich mit genau bekannter Intensität bereitgestellt werden können. Ob eine solch aufwändige Messung aber in Hinblick auf die angestrebte Genauigkeit von 10 % nötig ist, muss noch geklärt werden.

Die Detektorresponsefunktion kann aber auch aus den bereits genommenen bzw. den noch zu nehmenden Messungen gewonnen werden, indem man das gemessene ^{235}U -Spektrum mit dem erwarteten in folgender Weise vergleicht: Wie die Definition der Responsefunktion in Kapitel (4.3) impliziert, kann das erwartete Referenzspektrum mit einer angenommenen Responsefunktion gefaltet werden, deren Startparameter aus der Analyse der Bi-Spektren gewonnen werden. Diese Responsefunktion kann nun variiert werden, bis das gemessene Spektrum entstanden ist. Die so erhaltene Response muss nun aus dem gemessenen ^{238}U -Spektrum herausgefaltet werden. Bei dieser Methode müssen jedoch alle zählraten- und zeitabhängigen Effekte, die die Responsefunktion in den verschiedenen Messungen unterschiedlich beeinflussen würden, ausgeschlossen bzw. berücksichtigt werden können.

Konstanter Gasdurchfluss:

Eine bisher noch nicht realisierte Vorgehensweise ist das Betreiben der Vieldrahtkammer im konstanten Gasdurchfluss. Dies hat grundsätzlich einige Vorteile gegenüber der Variante, die Detektorkammer von Zeit zu Zeit manuell zu spülen. Durch z. B. aus dem Detektormaterial stammende Verunreinigungsgase kann die Ausbeute an Primärelektronen im Gas beträchtlich abnehmen. Glimmentladungen wegen der erniedrigten Durchschlagsfeldstärke können ebenso die Folge sein. Unabhängig hiervon kann sich eine dünne Isolatorschicht an den Kathoden bilden, die einen direkten Drift der positiven Ionen zur Folie verhindert, da sie nun erst durch die Schicht diffundieren müssen. Steigt die Ionisierungsrate über die Leckrate durch diese Schicht, sammelt sich ein großes positives Potential an dem Isolator und polarisiert diesen, was zu starken Feldern und Entladungen aufgrund von durch die

Isolatorschicht beschleunigten Elektronen führen kann (*Malter-Effekt*, siehe [Mal36]).

Es konnte im Vorfeld der Strahlzeit gezeigt werden, dass die Eigenschaften der Vieldrahtkammer sich auch nach mehreren Tagen ohne Gaswechsel sowohl in Pulshöhe und -form, als auch in der Nachweiswahrscheinlichkeit und Gammaunterdrückung nicht sichtbar verändern, was ein Auftreten der genannten Probleme für die Testruns vor den Uranmessungen ausschließt. Ob der Malter-Effekt aber erst nach einem längeren Zeitraum und mehreren Messungen schleichend auftritt, ist momentan nicht bekannt, weshalb ein konstanter Fluss als Vorsichtsmaßnahme empfohlen wird. Eine über die Strahlzeit veränderte Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtkammer würde das Verhältnis $\frac{N_{238}}{N_{235}}$, wie es in Abb. (4.17) gezeigt ist, und somit die absolute Höhe des ^{238}U -Spektrums, verfälschen.

Verringerung des Gasdruckes:

Streueffekte am Gas vor und in der Vieldrahtkammer tragen nicht nur zum Energieverlust der Elektronen bei, was den systematischen Fehler erhöht, sondern verursachen zudem ein Winkelstraggling. Hierdurch können Elektronen so stark abgelenkt werden, dass sie den Toleranzwinkel von 10° überschreiten und den Szintillator trotz der Kegelstumpfgeometrie an den Seiten wieder verlassen. Die geometrischen Größen des Experimentes legen den Gasweg auf etwa 5 cm fest, jedoch kann durch eine Verminderung des CF_4 -Druckes der effektive Gasweg verkleinert werden. Allerdings hat eine Druckminderung im Detektortopf direkte Auswirkungen auf die Eigenschaften der Vieldrahtkammer. Ein geringerer Druck zieht eine verminderte Durchschlagsspannung nach sich, wodurch Entladungen auf der Drahtplatte entstehen können. Zudem wird die Primärionisation im Gas proportional mit dem Gasdruck sinken, was kleinere Pulse verursacht und den Peak der Landauverteilung näher an das Rauschen verschiebt. Es bleibt zu prüfen, ob eine geeignete Konfiguration von Gasdruck und Versorgungsspannung der Potential- bzw. Anodendrähte existiert, die gleichzeitig die Effizienz der MWC nicht merklich verschlechtert. Mit der Co- und der Bi-Quelle könnte eine Messreihe durchgeführt werden, die diese verschiedenen Einstellungen überprüft.

Störeinflüsse am Messplatz:

Durch das Einpassen der Messapparatur in den schon vorhandenen Tisch für die Neutronentomographieanlage Nectar musste am Strahlplatz auf eine umfangreiche Bleiabschirmung um den Detektortopf verzichtet werden. Dies resultierte in einer höheren Photonen-Wechselwirkungsrate sowohl in der MWC, als auch im Szintillator, was den Anteil der zufälligen Koinziden-

zen und somit den Untergrund der Messung vergrößerte. Zudem erfordert der höhere Anteil der Compton-, Photo- und Paarbildungselektronen eine genaue Korrektur des Uranspektrums mittels der Pb-Dummy-Messung. Generell sind kleinere Zählraten auch wegen der Sättigungseffekte im Photomultiplier zu empfehlen. Zusätzlich hierzu können die während dieser Arbeit dreimal durchgeführten Umbauten aufgrund der medizinischen Bestrahlung am SR 10 leichte Änderungen am Setup verursacht haben. Wie in Kapitel 4.5.2 gezeigt, sind zwar beim letzten Umbau dadurch keine spektralen Änderungen im Untergrund aufgetreten, jedoch konnte dies nicht für die anderen Umbauten geprüft werden. Für die folgenden Messungen muss sichergestellt werden, dass keinerlei Umbauten während der Strahlzeit getätigt werden müssen.

Vermessung der aktiven Fläche der MWC:

Momentan ist die tatsächlich aktive Fläche der Vieldrahtkammer nicht experimentell verifiziert worden. Mögliche Randeffekte durch verzerrte elektrische Felder oder sogar eventuelle Verstärkungszonen auf der Platine (und nicht nur über dem drahtbespannten Loch) müssen für eine korrekte Behandlung mit berücksichtigt werden, im besten Fall aber ausgeschlossen werden können. Elektronen, die sich z. B. durch das Platinenmaterial bewegen und an den Leiterbahnen ein Signal erzeugen, würden das Spektrum verfälschen, da sie in der Platine Energie deponieren und/oder im Szintillator nicht ihre volle Energie hinterlassen. Eine ^{55}Fe -Quelle, bei der nach Elektroneneinfang Röntgenstrahlung knapp unter 6 keV [Led78] entsteht, könnte mit einem *Quick-Coupling* durch den KF-Flansch für die Druckmessung eingeführt werden und nur wenige Millimeter über der oberen Kathodenfolie positioniert werden. Diese niederenergetische Röntgenstrahlung hat einen großen Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt im Zählgas, was somit die zu detektierenden Elektronen erzeugt. Die am Institut vorhandenen Quellen sind durch eine Blende stark in eine Richtung fokussiert, was die Möglichkeit ergibt, die einzelnen Drähte und Bereiche der Vieldrahtkammer abzufahren und die lokale Nachweisempfindlichkeit zu überprüfen.

Monte-Carlo-Simulationen:

Monte-Carlo-Simulationen sind eine verbreitete und verlässliche Methode, die Eigenschaften eines Detektorsystems zu untersuchen. Informationen über das Winkelstragging im Gas und den Mylarfolien können ebenso gewonnen werden, wie ein Eindruck über die Form der Responsefunktion. Die Implementierung des gesamten Detektorsystems in eine Simulation ist allerdings ein enormer zeitlicher Aufwand. Einzelne Unsicherheiten bestimmter Detektorspekte, wie z. B. den Anteil der am Szintillator rückgestreuten Elektronen, können aber separat untersucht werden. Einige dieser Tests werden für die

zukünftigen Experimente vorgeschlagen.

Konversion des β - in das $\bar{\nu}_e$ - Spektrum:

Eine andere als die in Kapitel 4.6 durchgeführte Methode der Konversion von Beta- in Antineutrinospektrum kann auf folgende Weise vollzogen werden: Aus einem einzelnen gemessenen Betaspektrum $N(E_e)$, beschrieben durch

$$N(E_e) = k(E_0, Z) \cdot E_e p_e \cdot (E_0 - E_e)^2 \cdot F(Z + 1, E_e), \quad (5.1)$$

kann durch Ersetzung von $E_\nu = E_0 - E_e$ das Antineutrinospektrum erhalten werden². Bei einer Überlagerung vieler Spektren muss erst durch hier nicht näher zu erwähnende Fitprozeduren das gemessene komplexe Betaspektrum $\frac{dN}{dE}$ als Summe einzelner Spektren fiktiv aufgeschlüsselt werden, die dann jeweils einzeln konvertiert werden.

$$\frac{dN(E_e)}{dE_e} = \sum_{A,Z} Y(Z, A) \sum_i b_i E_e p_e \cdot (E_0^i - E_e)^2 \cdot F(Z + 1, E_e) \quad (5.2)$$

Y ist hier die Spaltausbeute und b ist die relative Wahrscheinlichkeit für einen β -Zweig in dem betrachteten Betaübergang des jeweiligen Isotops. Die Fitparameter sind unter anderen die Anzahl und Endpunkte der Spektren, die Ladungszahlen der Tochternuklide oder auch die Binbreiten der Fitbereiche. Die Konversion des Spektrums wird nach Abschluss der Messungen in Zusammenarbeit mit einigen französischen Gruppen, die bereits bei der Bearbeitung der BILL-Spektren beteiligt waren, geschehen (siehe hierzu [Fal07]).

Bei Berücksichtigung dieser Vorschläge darf erwartet werden, dass innerhalb einer zweiten Strahlzeit mit dem hier konstruierten Experiment das Antineutrinospektrum der Spaltprodukte von ^{238}U mit der angestrebten Präzision von besser als 10% bestimmt werden kann.

²Diese Darstellung des Betaspektrums wurde schon in Kap. 4.4 auf Seite 66 eingeführt.

Anhang A

Abbildungen

- Eigenschaften einiger Plastikszintillatoren
- Wirkungsquerschnitte für Gamma-Reaktionen in Blei und Uran
- Rohdaten der Gammamessungen der Urantargets

Physical Constants of Saint-Gobain Crystals Plastic Scintillators

Scintillator	Light Output % Anthracene ¹	Wavelength of Maximum Emission, nm	Decay Con- stant, Main Component, ns	Bulk Light Attenuation Length, cm	Refractive Index	H/C Ratio	Loading Element % by weight	Density	Softening Point °C
BC-400	65	423	2.4	250	1.58	1.103		1.032	70
BC-404	68	408	1.8	160	1.58	1.107		1.032	70
BC-408	64	425	2.1	380	1.58	1.104		1.032	70
BC-412	60	434	3.3	400	1.58	1.104		1.032	70
BC-414	68	392	1.8	100	1.58	1.110		1.032	70
BC-416	38	434	4.0	400	1.58	1.110		1.032	70
BC-418	67	391	1.4	100	1.58	1.100		1.032	70
BC-420	64	391	1.5	110	1.58	1.100		1.032	70
BC-422	55	370	1.6	8	1.58	1.102		1.032	70
BC-422Q	11	370	0.7	<8	1.58	1.102	Benzophenone,1%*	1.032	70
BC-428	36	480	12.5	150	1.58	1.103		1.032	70
BC-430	45	580	16.8	NA	1.58	1.108		1.032	70
BC-436	52	425	2.2	NA	1.61	0.960 D/C	Deuterium,13.8%	1.130	100
BC-440	60	434	3.3	400	1.58	1.104		1.032	90
BC-440M	60	434	3.3	380	1.58	1.104		1.039	100
BC-444	41	428	285	180	1.58	1.109		1.032	70
BC-444G	34	490	285	180	1.58	1.109		1.032	70
BC-452	32	424	2.1	150	1.58	1.134	Lead,5%	1.080	60
BC-454.5%	48	425	2.2	120	1.58	1.169	Boron,5%	1.026	60
BC-480	**	425	—	400	1.58	1.100		1.032	70
BC-482A	QE= 86	494	12.0	300	1.58	1.110		1.032	70
BC-490	55	425	2.3	NA	1.58	1.107		1.030	70
BC-498	65	423	2.4	NA	1.58	1.103		1.032	70

¹ Anthracene light output = 40-50% of NaI(Tl)

* 0.1 to 5 weight % also available

** Ratio of Cerenkov light to scintillator light = 10:1

Abbildung A.1: Die Eigenschaften einiger Plastikszintillatoren, die von Saint-Gobain angeboten werden. Im Experiment wird BC404 verwendet. Aus [SG01].

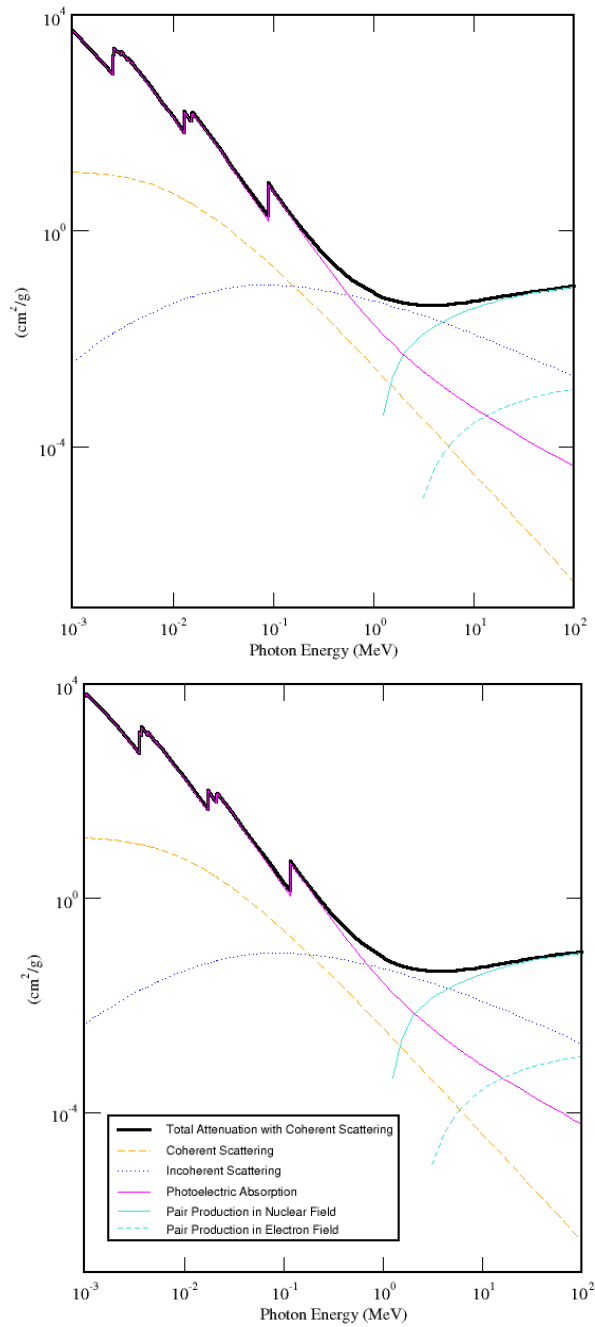


Abbildung A.2: Wirkungsquerschnitte in barn für die Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Blei (*oben*) und Uran (*unten*). Der Wirkungsquerschnitt von Blei ist nur minimal niedriger, als der des Uran, weshalb sich Blei als Dummytarget eignet, um die Streuereignisse im Urantarget zu simulieren. Graphen berechnet durch die XCOM-Software des NIST [XCOM].

Uranfolie U1 thermische Neutronen				Messung a		Messung b	
Bestrahlungsende 08.04.2008 / 13:55				Start: 18.04.2008 / 14:11		Start: 25.04.2008 / 14:31	
				$t_m = 216000$ s		$t_m = 216000$ s	
Nuklid	HWZ	Energie [keV]	p_γ abs	Nettopeakfläche [Imp] Gaußfit	Fehler Netto- peakfläche [%]	Nettopeakfläche [Imp] Gaußfit	Fehler Netto- peakfläche [%]
I-132	2.28 h	667,72	0,99	71737,92	0,42	16176,02	1,12
Ba-140	12,752 d	537,26	0,24	75655,04	0,42	51384,47	0,53
La-140	1,6781 d	487,02	0,46	125048,02	0,31	87096,91	0,38
La-140	1,6781 d	1596,21	0,95	102961,81	0,32	71554,26	0,38

Uranfolie U2 schnelle Neutronen				Messung a		Messung b	
Bestrahlungsende 23.04.2008 / 07:05				Start: 30.04.2008 / 14:42		Start: 09.05.2008 / 15:26	
				$t_m = 144000$ s		$t_m = 260000$ s	
Nuklid	HWZ	Energie [keV]	p_γ abs	Nettopeakfläche [Imp] Gaußfit	Fehler Netto- peakfläche [%]	Nettopeakfläche [Imp] Gaußfit	Fehler Netto- peakfläche [%]
I-132	2.28 h	667,72	0,99	14005,83	1,12	3628,07	4,10
Ba-140	12,752 d	537,26	0,24	7780,58	1,84	8760,96	2,06
La-140	1,6781 d	487,02	0,46	12669,51	1,31	13993,92	1,40
La-140	1,6781 d	1596,21	0,95	10300,96	1,05	11449,32	1,01

Abbildung A.3: Die Rohdaten ausgesuchter Gammaskopie-Messungen, die an einem Germaniumdetektor des FRM II von den beiden Urantargets nach der Bestrahlung aufgenommen wurden. Gezeigt sind jeweils die beiden Messungen, die für die Berechnung der Spaltraten im Uran gemittelt wurden. Nicht gezeigt sind diejenigen Daten, die aufgrund der hohen Anzahl und Intensität von Gammalinien kurz nach Bestrahlungsende hohe Fehler aufwiesen. Die Ergebnisse der Auswertung sind in Abb. (4.3) auf Seite 90 zu finden. Messungen durchgeführt von [Wol08].

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Lage der DOUBLE CHOOZ Detektoren	5
1.2	Die Lage der DOUBLE CHOOZ Detektoren bzgl. der Oszilla- tionsmaxima	6
1.3	Der Aufbau des fernen DOUBLE CHOOZ Detektors	8
1.4	Das theoretische Reaktorspektrum	10
1.5	Anteil der einzelnen Isotope an der Gesamtleistung eines Re- aktors	12
1.6	Antineutrinospektren der Isotope im Reaktorkern	13
2.1	Spaltprodukte von ^{235}U	17
2.2	Spaltwirkungsquerschnitte für ^{235}U und ^{238}U	20
2.3	Die Anordnung der Neutronenleiter des FRM II	21
2.4	Differentieller Neutronenfluss am Mephisto-Strahlplatz	22
2.5	Neutronenspektrum bei Austritt aus dem Multi-Leaf-Kollimator	23
3.1	Der Detektor im Seitenschnitt	26
3.2	Zwischenringe und Aluminiumgewinde	27
3.3	Die Detektoreinheit	28
3.4	Die Targethalterung	29
3.5	Das Setup als Ganzes	30
3.6	Schnitt durch den Plastikszintillator	34
3.7	Optische Eigenschaften des Szintillators	36
3.8	Eine Kathodenplatine der Vieldrahtkammer	38
3.9	Die Drahtplatine der Vieldrahtkammer	39
3.10	Potentialgefälle in der Vieldrahtkammer	42
3.11	Feldlinien in der Vieldrahtkammer	43
3.12	Driftlinien am Rand der Vieldrahtkammer	45
3.13	Die Mylartrennfolie	48
3.14	Der Aufbau am Nectar-Strahlplatz	50
3.15	Der Multi-Leaf-Kollimator am Nectar-Strahlplatz	50
3.16	Die Justierung der Kollimatoren	51

3.17	Schaltbild der Messelektronik	54
4.1	Pulshöhenspektren der Vieldrahtkammer	60
4.2	Das ^{60}Co -Spektrum	62
4.3	Das ^{207}Bi -Spektrum	63
4.4	Das gefittete ^{207}Bi -Spektrum	66
4.5	Der Kurieplot von Chlor	69
4.6	Bi-Spektren zu verschiedenen Zeiten	70
4.7	Die für die ^{235}U -Messung aufgenommenen Spektren	77
4.8	Das ^{235}U -Betaspektrum	78
4.9	Ein Vergleich der Bleispektren vor und nach einem Umbau	79
4.10	Die für die ^{238}U -Messung aufgenommenen Spektren	80
4.11	Das Betaspektrum des Urantargets im schnellen Strahl	81
4.12	Elektronische Störungen	82
4.13	Verzerrung des Indiumspektrums bei kleinerer Spannung	83
4.14	Einbruch des Signals bei etwa 5.5 MeV	84
4.15	Vergleich zwischen gemessenem und erwartetem ^{235}U -Spektrum	87
4.16	Quotient aus erwartetem und gemessenem ^{235}U -Spektrum	88
4.17	Die gemessenen ^{238}U - und ^{235}U -Spektren im Verhältnis	92
4.18	Das ^{238}U -Betasummenspektrum	94
4.19	Der Korrekturfaktor κ	95
4.20	Vergleich zwischen Beta- und Antineutrinospektrum von ^{238}U	96
5.1	Das Antineutrinospektrum von ^{238}U	102
A.1	Eigenschaften einiger Plastiksintillatoren	II
A.2	Wirkungsquerschnitte für Gamma-Reaktionen in Blei und Uran	III
A.3	Rohdaten der Gammamessungen der Urantargets	IV

Tabellenverzeichnis

1.1	Die bekannten Parameter der Neutrinooszillationen	4
2.1	Spalt- und Bindungsenergien verschiedener Isotope	19
3.1	Mittlere Eindringtiefen in den Szintillator BC 404 bei verschie- denen Energien der einfallenden Elektronen	35
3.2	Maße der MWC	44
3.3	Eigenschaften einiger üblicher Zählgase	46
3.4	Mittlere Energiedeposition für Elektronen in der Mylartrennfolie	48
3.5	Die verwendete Messelektronik	55
4.1	Der zeitliche Messplan	67
4.2	Die Quellen des Untergrunds	73
4.3	Ergebnisse der Gammaspektroskopie	90
4.4	Ausbeuten von Te und Ba bei Uranspaltung	91

Literaturverzeichnis

- [Aba91] A. I. ABAZOV ET AL.: "Search for neutrinos from the sun using the reaction ${}^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$ ", Phys. Rev. Lett. **67**, 3332 (1991).
- [Ada08] P. ADAMSON ET AL.: "Study of muon neutrino disappearance using the Fermilab Main Injector neutrino beam" Phys. Rev. **D 77**, 072002 (2008).
- [Aha06] B. AHARMIM ET AL.: "A Search for Neutrinos from the Solar hep Reaction and the Diffuse Supernova Neutrino Background with the Sudbury Neutrino Observatory", Astrophys. J. **653**, 1545 (2006).
- [Ahn06] M. H. AHN ET AL.: "Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment", Phys. Rev. **D 74**, 072003 (2006).
- [Ali02] G. ALIMONTI ET AL.: "Science and technology of BOREXINO: A real time detector for low energy solar neutrinos", Astropart. Phys. **16**, 205 (2002).
C. ARP ET AL.: "First real time detection of ${}^7\text{Be}$ solar neutrinos by Borexino", Phys. Lett. **B 658**, 101 (2008).
- [Alt05a] M. ALTMANN ET AL.: "Complete results for five years of GNO solar neutrino observations", Phys. Lett. **B 616**, 174 (2005).
- [Alt05b] G. ALTARELLI: "The Standard Model of Particle Physics", arXiv:hep-ph/0510281 (2005).
- [And04] SHIN'ICHIRO ANDO, KATSUHIKO SATO: "Relic neutrino background from cosmological supernovae", New J. Phys. **6**, 170 (2004).
- [Anj05] J. C. ANJOS ET AL.: "Angra neutrino project: status and plans", arXiv:hep-ex/0511059 (2005).

-
- [Apo93] M. APOLLONIO ET AL.: "Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station", Eur. Phys. J. C **27**, 331 (2003).
- [Ard04] F. ARDELLIER ET AL.: "Letter of Intent for DoubleChooz: A search for the mixing angle ϑ_{13} ", arXiv:hep-ex/0405032v1 (2004).
- [Bah05] J. N. BAHCALL, ET AL.: "New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes", Astrophys. J. **621**, L85 (2005).
- [Bea99] J. F. BEACOM, P. VOGEL: "The angular distribution of the neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ ", Phys. Rev. D **60**, 053003 (1999).
- [Bil02] S. M. BILENKY ET AL.: "Constraints on $|U_{e3}|^2$ from a three-Neutrino oscillation analysis of the CHOOZ data", Phys. Lett. B **538**, 77 (2002).
- [Bil99] S.M. BILENKY, C. GIUNTI, AND W. GRIMUS: "Phenomenology of neutrino oscillations", Prog. Part. Nucl. Phys. **43**, 1 (1999).
- [Bre07] H. BREITKREUTZ: "Spektrale Charakterisierung des Therapiestrahls am FRM II", Diplomarbeit, Technische Universität München (2007).
- [Bri08] Bild entnommen von www.britannica.com (2008).
- [Buc08] Persönliche Kontakte zu C. Buck, MPIK Heidelberg, Christian.Buck@mpi-hd.mpg.de (2008).
- [Chr79] L. G. CHRISTOPHOROU ET AL.: "Fast gas mixtures for gas-filled particle detectors", Nucl. Inst. Meth. **163**, 141 (1979).
- [Cro77] E. A. C. CROUCH: "Fission-Product Yields From Neutron-Induced Fission", Atomic Data and Nuclear Data Tables **19**, 417 (1977).
- [Cow56] C. L. COWAN ET AL.: "Detection of the Free Neutrino: a Confirmation", Science **124**, 103 (1956).
- [Dav68] R. DAVIS, JR. ET AL.: "Search for neutrinos from the sun", Phys. Rev. Lett. **20**, 1205 (1968).
- [Day06] DAYA BAY COLLABORATION: "Proposal: A precision measurement of the neutrino mixing angle ϑ_{13} using reactor antineutrinos at Daya Bay", arXiv:hep-ex/0701029 (2006).
-

- [DCH08] Homepage der DOUBLE CHOOZ Kollaboration, <http://doublechooz.in2p3.fr> (Juli 2008).
- [Dem98] W. DEMTRÖDER: *"Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik"*, Springer-Verlag, 1. Aufl. (1998).
- [Den91] D. S. DENISOV: *"On using CF₄ as working gas for drift tubes"*, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. **A 306**, 200 (1991).
- [Eme82] D. EMENDÖRFER, K. H. HÖCKER: *"Theorie der Kernreaktoren, Band 1: Der stationäre Reaktor"*, Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich, 2. Aufl. (1982).
- [END94] T. R. ENGLAND, B. F. RIDER: *"Evaluation and Compilation of Fission Product Yields"*, <http://ie.lbl.gov/fission.html>, LA-UR-94-3106, ENDF-349 (1994).
- [END08] Onlinearchiv: Evaluated Nuclear Data File, <http://atom.kaeri.re.kr/cgi-bin/endlplot.pl> (2008).
- [Eur08] Homepage der European Nuclear Society, www.euronuclear.org (Juni 2008).
- [ETL03] *"Photomultipliers"*, Electron Tubes Limited, Produktkatalog und Informationsschrift (2003).
- [Fal07] M. FALLOT ET AL.: *"Towards reactor neutrino applied physics"*, International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, DOI: 10.1051/ndata07758 (2007).
- [Fir96] R. B. FIRESTONE ET AL.: *"Table of Isotopes"*, John Wiley & sons, 8th edition (1996).
- [Fog04] G. L. FOGLI ET AL.: *"Evidence for MikheyevSmirnovWolfenstein effects in solar neutrino flavor transitions"*, Phys. Lett. **B 583**, 149 (2004).
- [FRM98] G. VON HASSEL, V. GÖBNER (EDITOREN): *"Neutrons for industry and medicine"*, Technische Universität München, New Research Neutron Source, öffentliche Informationsschrift (1998).
- [FRM01] G. VON HASSEL, W. WASCHKOWSKI (EDITOR): *"Experimental facilities at FRM-II"*, Technische Universität München, New Research Neutron Source, öffentliche Informationsschrift (2001).

-
- [FRM02] M. STEFFENS, R. GÄHLER: "*The New Neutron Source FRM-II*", Technische Universität München, New Research Neutron Source, öffentliche Informationsschrift (2002).
- [FRM08] Homepage des Forschungsreaktor München II, www.frm2.tum.de (Juni 2008).
- [Gar05] *Garfield 8.01*, Responsible person at CERN: Rob Veenhof, <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>, Reference W5050 (Updated Version 2005).
- [Ger08] Persönliche Kontakte zu R. GERNHÄUSER, E12 Physik Department, Technische Universität München/ FRM II Garching, roman.gernhaeuser@ph.tum.de .
- [Ham99] W. HAMPEL ET AL.: "*GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV*", Phys. Lett. **B 447**, 127 (1999).
- [Hax95] W. HAXTON: "*The solar neutrino problem*", Annu. Rev. Astron. Astrophys. **33**, 459 (1995).
- [Hof07] M. HOFMANN: "*Low-background gamma spectroscopy for the neutrino oscillation experiment DOUBLE CHOOZ*", Diplomarbeit, E15 Physik Department Technische Universität München (2007).
- [Ish04] M. ISHITSUKA: "*Super-Kamiokande results: atmospheric and solar neutrinos*", arXiv:hep-ex/0406076 (2004).
- [Jan06a] H.-TH. JANKA ET AL.: "*Theory of Core-Collapse Supernovae*", arXiv:astro-ph/0612072v1 (2006).
- [Jan06b] A. JANKOWIAK: "*The Mainz Microtron MAMI - Past and future*", Eur. Phys. J. **A 28**, s01, 149-160 (2006).
- [Kal82] J. KALEF-EZRA, Y. S. HOROWITZ: "*Electron backscattering from low Z thick absorbers*", Nucl. Inst. and Meth. **195**, 587 (1982).
- [Kla82] H. V. KLAPDOR, J. METZINGER: "*Calculation of the antineutrino spektrum from thermal fission of ^{235}U* ", Phys. Lett. **B 112**, 22 (1982).
- [Kle08] Persönliche Kontakte zu J. KLENKE, Verantwortliche Kontaktperson für den Mephisto-Strahlplatz des FRM II Garching, jens.klenke@frm2.tum.de .

- [Kin04] S. F. KING "Neutrino mass models", Rep. Prog. Phys. **67**, 107 (2004).
- [Kli68] J. VAN KLINKEN ET AL.: "Beta- and gamma-ray measurements on the decay of ^{38}Cl ", Nucl. Phys. **A 112**, 372 (1968).
- [Kno61] G. KNOP ET AL.: "Der Energieverlust von 1 MeV-Elektronen in sehr dünnen Schichten", Zeitschrift für Physik **165**, 533 (1961).
- [Kop05] S. KOPP: "The NuMI neutrino beam at Fermilab", arXiv:physics/0508001 (2005).
- [Las08] Persönliche Kontakte zu T. Lasserre, APC Paris, DAPNIA CEA/Saclay, thierry.lasserre@cea.fr (2008).
- [Led78] C. M. LEDERER ET AL.: "Table of isotopes", John Wiley & sons, 7th edition (1978).
- [Leo94] W. R. LEO: "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer Verlag, 2nd revised edition (1994).
- [Mal36] L. MALTER: "Thin Film Field Emission", Phys. Rev. **50**, 48 (1936).
- [Mar65] P. MARMIER ET AL.: "Kernphysik I", Verlag des Vereins der Mathematiker und Physiker an der ETH Zürich, 3. Auflage (1965).
- [Mar83] W. MARSHALL (EDITOR): "Nuclear Power Technology", Clarendon Press, Oxford (1983).
- [Men05] G. MENTION: "Étude des sensibilités et bruits de fond de l'expérience Double Chooz pour la recherche du paramètre de mélange leptonique Θ_{13} ", Doktorarbeit, Universität Lyon, <http://doublechooz.in2p3.fr> (2005).
- [Met84] J. METZINGER: "Zum Einfluss der Betastärkefunktion auf Reaktor- und Neutrinophysik", Dissertation, Universität Heidelberg (1984).
- [Oya05] Y. OYAMA: "Results from K2K and status of T2K", arXiv:hep-ex/0512041v2 (2005).
- [Pag72] L. PAGES ET. AL: "Energy loss, range and bremsstrahlung yield for 10-keV to 100-MeV electrons in various elements and chemical compounds", Atomic Data **4**, 1 (1972).

- [Pau61] W. PAULI in *"Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie"*, Hrsg.: W. Westphal, Vieweg & Sohn, Braunschweig (1961).
- [PDG08] W.-M. YAO ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *"Review of particle physics"*, J. Phys. **G 33**, 1 (2006).
- [Pov99] B. POVH ET AL.: *"Teilchen und Kerne"*, Springer-Verlag, 5.Aufl. (1999).
- [Sau77] F. SAULI: *"Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers"*, CERN, Service d'Information scientifique, Genf (1977).
- [Sch07] K. SCHRECKENBACH: *"Reaktorphysik und neue Methoden der Kerntechnik 1"*, Skript zur Vorlesung an der Technischen Universität München (2006).
- [Sch85] K. SCHRECKENBACH, F. VON FEILITZSCH ET AL.: *"Determination of the antineutrinospectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV"*, Phys. Lett. **B 160**, 325 (1985).
- [Sch89] K. SCHRECKENBACH, F. VON FEILITZSCH ET AL.: *"Antineutrino spectra from ^{241}Pu and ^{239}Pu thermal neutron fission products"*, Phys. Lett. **B 218**, 365 (1989).
- [Sch97] N. SCHMITZ: *"Neutrino-physik"*, Teubner Studienbücher, Stuttgart (1997).
- [Seg77] E. SEGRÈ: *"Nuclei and Particles"*, Benjamin-Verlag, New York (1977).
- [SG01] *"Scintillation Products, Organic Scintillators"*, Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. (2001).
- [SG04] *"Scintillation Products, Scintillation Materials and Assemblies"*, Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. (2004).
- [Sharm] A. SHARMA: *"Properties of some gas mixtures used in tracking detectors"*, GSI Darmstadt, archana.sharma@cern.ch .
- [Sue04] F. SUEKANE ET AL.: *"An overview of the KamLAND 1-kiloton liquid scintillator"*, arXiv:physics/0404071v2 (2004).

-
- [Sum06] K. SUMIYOSHI ET AL.: "*Neutrino signals from the formation of black hole: a probe of equation of state of dense matter*", Phys. Rev. Lett. **97**, 091101 (2006).
- [Tso69] N. TSOULFANIDIS ET AL.: "*The use of an analytical response function for unfolding beta spectra*", Nucl. Inst. and Meth. **73**, 98 (1969).
- [Vog07] P. VOGL: "*Conversion of electron spectrum associated with fission into the antineutrino spectrum*", Phys. Rev. **C 76**, 025504 (2007).
- [Vog81] P. VOGEL, G. K. SCHENTER: "*Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. II*", Phys. Rev. **C 24**, 1543 (1981).
- [Wag08] Persönliche Kontakte zu F. M. WAGNER, Verantwortlicher für den medizinischen Strahlplatz am SR 10 des FRM II, Franz-Michael.Wagner@frm2.tum.de .
- [Wol08] S. WOLFF, Zuständige Person für Reaktorüberwachung und Strahlenschutzbeauftragte des FRM II in Garching, Susanne.Wolff@frm2.tum.de .
- [XCOM] Homepage des National Institute of Standards and Technology, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> (Mai 2008).
- [Yam92] T. YAMASHITA ET AL.: "*Measurement of electron drift velocities and positive ion mobilities for gases containing CF₄ II*", Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. **A 317**, 213 (1992).
- [Zei08] Persönliche Kontakte zu K. ZEITELHACK, Technische Universität München, FRM II Garching, Karl.Zeitelhack@frm2.tum.de .

Danksagung

Mein erster Dank gilt Prof. Franz von Feilitzsch für die herzliche Aufnahme an den Lehrstuhl und die Möglichkeit mit dieser sehr interessanten Arbeit einen Anteil an der DOUBLE CHOOZ Kollaboration leisten zu können.

Bei meinen beiden Betreuern, Prof. Lothar Oberauer und Prof. Klaus Schreckenbach, möchte ich mich für die angenehme und lockere Arbeitsweise bedanken, bei der ich stets mit allen Freiheiten, aber nie ohne helfende Hände agieren konnte.

Auch Prof. Tobias Lachenmaier gebührt mein Dank, da er stets bei allen Fragen ein offenes Ohr für mich hatte und sich immer aktiv interessiert für meine Arbeit zeigte.

Eine sehr große Hilfe waren auch die zahlreichen Hilfestellungen von Dr. Walter Potzel während des Entstehens der Apparatur und der Durchführung der Messungen. Nicht zuletzt auch ein riesiges Dankeschön für die kritische und äußerst sorgfältige Korrektur der Arbeit.

Besonderer Dank gilt unserem Werkstattteam Harald Hess, Erich Seitz und Thomas Richter, die die mechanischen Arbeiten nicht nur von Anfang an hervorragend durchführten, sondern vor allem auch mit unzählbaren Verbesserungsvorschlägen und eigenen Ideen das Experiment mit konstruierten.

Ein großer Dank geht auch an alle Neutrinos, Cryos und Ehrenmitglieder unseres Lehrstuhls E15: Christian Isaila, Chiara Coppi, Christian Ciemniak, Martin Hofmann, Achim Gütlein, Sebastian Todor, Patrick Pfahler, Timo Lewke, Michael Wurm, Quirin Meindl, Teresa Marrodán Undagoitia, Jürgen Winter, Marianne Göger-Neff, Sebastian Pfister, Sabine Roth, Jean-Côme Lanfranchi, Wolfgang Westphal, Michael Willers, Sebastian Schlicht, Kathrin Hochmuth und abermals an Franz von Feilitzsch, Lothar Oberauer, Tobias Lachenmaier, Klaus Schreckenbach und Walter Potzel für die humorvolle Zusammenarbeit, die ebenso lehrreich wie angenehm war. Danke euch für all die Kickerspiele, Fußballnachmittage, Keksrunden, Biergartenbesuche, C₂-Abende, Volleyballmatches, Munchkinbegegnungen (...) und natürlich auch für all die so wertvollen physikalischen Tipps.

Mein Dank gilt auch unseren beiden Sekretärinnen Beatrice van Bellen und Alexandra Földner, die mir durch ihre Arbeit stets alle bürokratischen Sorgen vom Leib gehalten haben und als gute Seelen des Instituts maßgeblich am Gelingen des Arbeitsalltags beteiligt waren. Danke auch für die gelungene

Keksauswahl und die lieben Gespräche abseits der Physik.

Im Besonderen möchte ich mich bei meinen Bürokollegen, Achim, Martin und Sebastian T. bedanken. Nicht nur für ein hervorragendes Arbeitsklima und den Spaß, den wir neben der Arbeit zusammen hatten, sondern ein spezielles Danke an:

- Sebastian, dass ich morgens nicht immer der letzte war, sondern regelmäßig Bronze gewinnen konnte. Ich übergebe dir hiermit stolz das Amt des Seniordiplomanden.
- Achim für Rat und Beistand bei einer Unmenge Problemen, sei es Linux, root, C++ , LaTeX , oder auch einfach nur, wenn meine Menüleiste auf einmal verschwand.
- Martin ebenso für die Hilfe bei allen Programmier- und auch physikalischen Problemen, sowie für die Korrektur meiner Arbeit, die so sorgsam geschah, dass selbst Walter nicht mehr viel finden konnte. Danke auch für die Hilfe beim Aufbau des Experimentes und der Durchführung der Messungen, egal ob Wochenende oder tiefe Nacht.

Danke ebenso an...

- Veronika Chobanova für ihre große Hilfe bei der Auswertung der Gammaspektroskopiemessung und dem Lösen mir zu komplizierter Differentialgleichungssysteme.
- Norbert Gärtner, der sich wie kein zweiter darum sorgte, dass ich nun nach Ablauf meiner Diplomarbeit nicht von alleine strahle,
- an Hermann Hagn, dessen unerschöpflichen Kenntnisse auf dem Bereich der Elektronik das ein oder andere Modul vor dem sicheren Ende bewahrt haben - trotz meiner ebenso unerschöpflichen Bemühungen, es ihm nicht leicht zu machen,
- Karl Zeitelhack und Christian Hesse, die mich für drei Wochen bei sich aufnahmen und mir zum Einen bei den Simulationen im Garfield Programm zur Seite standen, zum Anderen aber durch ihre Erfahrung und Kompetenz auf dem Gebiet der Gasdetektoren viel in der Planungs- und Konstruktionsphase der MWC halfen,

- Herrn Franz Wagner und Herrn Thomas Bücherl für die Möglichkeit, den von ihnen genutzten Nectar-Strahlplatz zu verwenden, sowie für ihre Einweisung und Hilfe in und bei der Bedienung der SKA,
- Herrn Klenke und dem Mephisto-Team für eine unkomplizierte und sehr engagierte Zusammenarbeit in der NL-Halle,
- den Sicherheitsdienst des FRM II, der bei jedem von mir ausgelösten Alarm aufs Neue ruhig und gelassen versicherte, ich hätte es ja nicht besser wissen können,
- den Strahlenschutz des FRM II, der auch in chronischer Unterbesetzung immer hilfsbereit war,
- die Elektronik-Werkstatt des Physik Departments für eine schnelle und exakte Umsetzung meiner Pläne der Vieldrahtkammer. Besonders an Herrn Ahrens, dem bei der Bespannung Drahtplatine keine einfache Aufgabe zufiel, welche aber ungemein präzise gelang,
- Roman Gernhäuser und Jürgen Friese vom E12 für wahrlich hilfreiche Detailtipps zur Fertigung der MWC und für die Bereitstellung von Eichquellen, des Drucksensorsystems, Drähten, Folien...,
- Harald Breitzkreutz, der mir nicht nur einmal bei Fragen zum Neutronenstrahl aushelfen musste und dies gerne und zuverlässig tat,
- dem Antares-Team für die außerplanmäßige Bestrahlung meiner Chlorfolien,
- dem Nepomuc-Team, das mir durch die Bereitstellung von Bleiabschirmungen und einigen weiteren Bauteilen das Leben am Strahlplatz deutlich erleichterte.

Mein letzter und größter Dank gilt meiner Familie. Meinen Eltern für die liebevolle Unterstützung auf der ganzen Linie. Durch euren Rückhalt ist diese Arbeit erst möglich geworden. Meinen Brüdern; danke für eure Freundschaft und dass ich immer mitspielen durfte :).

Und dir, Vanessa, da du mich in den letzten Jahren bei jedem meiner Schritte begleitest und mir auch nach den anstrengendsten Strahlzeiten immer noch ein Lächeln auf die Lippen zauberst.

Danke euch hierfür ... und für so vieles mehr!