

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Christian Vogel

aus Grünstadt

August 2001

**Ein Detektorsystem zur Messung
der Neutrinoasymmetrie B
im Zerfall freier Neutronen**

Die Diplomarbeit wurde von

Christian Vogel

ausgeführt am

PHYSIKALISCHEN INSTITUT

HEIDELBERG

unter der Betreuung von

Herrn Priv. Doz. Dr. Hartmut Abele.

Ein Detektorsystem zur Messung der Neutrinoasymmetrie B im Zerfall freier Neutronen

Im Spektrometer PERKEO II werden zur Messung der Neutrinoasymmetrie Elektron und Proton aus dem Zerfall freier polarisierter Neutronen koinzident nachgewiesen. Dabei werden die Protonen in Elektronen konvertiert und im selben Plastiksintillator detektiert. Gerade der Nachweis der niederenergetischen Sekundärelektronen stellt hohe Ansprüche an Triggerschwelle und Homogenität des Elektronendetektors. Zielsetzung der vorliegenden Arbeit war die Optimierung und Charakterisierung des Elektronendetektors. Die 50%-Nachweisschwelle beträgt 58 keV für Zerfallselektronen und 32 keV für Sekundärelektronen. Die Homogenität des Detektors ist besser als 10%. Die über den Detektor gemittelte Energieauflösung beträgt 6% für 1 MeV. Mit dem in dieser Arbeit entwickelten Verfahren zur Ortsrekonstruktion wird eine Ortsauflösung von 5 mm für 1 MeV Elektronen erreicht. Der Detektor genügt den Anforderungen der laufenden B -Messung und eröffnet neue Perspektiven für Messungen zum Neutronzerfall.

A detector for the measurement of the neutrino asymmetry B in the decay of free neutrons

For a measurement of the neutrino asymmetry, the spectrometer PERKEO II detects electron and proton from the decay of free polarized neutrons in coincidence. To detect the protons and the electrons in the same plastic scintillator, the protons are converted into secondary electrons. The detection of these low energy secondary electrons requires an excellent homogeneity and a low threshold of the electron detector. The challenge of this thesis was to characterize and to optimize this detector. The threshold for 50% efficiency is 58 keV for the electrons and 32 keV for the secondary electrons. The spatial homogeneity is better than 10%. An average energy resolution of 6% at 1 MeV is obtained. The spatial event reconstruction developed in this thesis permits a position resolution of 5 mm at 1 MeV. The properties of the detector allow the running B measurements and open new perspectives for future measurements.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	5
2.1	Zerfall des freien Neutrons	5
2.1.1	Energiespektrum des Elektrons	5
2.1.2	Quantenmechanische Beschreibung	6
2.1.3	Standardmodell	7
2.2	Observablen	9
2.2.1	Paritätsverletzung im Neutronzerfall	10
2.2.2	Der Winkelkorrelationskoeffizient B	10
2.2.3	Links-rechtssymmetrische Modelle	11
3	Apparatur zur Messung des B-Koeffizienten	13
3.1	Messung an einem kalten polarisierten Neutronenstrahl	13
3.1.1	Aufbau	13
3.1.2	PERKEO II	14
3.2	Detektoren und experimentelle Asymmetrie	15
3.3	Im Inneren PERKEOs	16
4	Elektrondetektor	19
4.1	Räumliche Homogenität	20
4.1.1	Ursprüngliches Setup	21
4.1.2	Neues Detektordesign	21
4.2	Kalibrierung und Eichung	22
4.2.1	Grobkalibrierung	23
4.2.2	Messung der Homogenität	23
4.2.3	Das Nachkalibrieren der Daten	24
4.3	Schwelle und Triggerfunktion	26
4.4	Energieauflösung	27
4.5	Linearität	29
4.6	Ortsrekonstruktion	30
4.6.1	Rekonstruktionsmodell	31
4.6.2	Anwendung der Methode	34
4.6.3	Diskussion der Ortsrekonstruktion	36
5	Protonendetektor	37
5.1	Funktionsprinzip	37
5.2	Effizienz	37

5.3	Flugzeit	39
5.4	Untergrund	39
5.5	Anteil der zufälligen Koinzidenzen	40
5.6	Energiespektren	41
5.7	Beurteilung des Protodetektors	42
6	Zusammenfassung und Ausblick	43
	Abbildungsverzeichnis	45
	Tabellenverzeichnis	46
	Literaturverzeichnis	48

Kapitel 1

Einleitung

Ein Mensch betrachtet sein Gesicht auf einer Photographie. Er erkennt sich wieder, doch etwas stört ihn. Sein Gesicht erscheint ihm anders als das, das er täglich im Spiegel sieht. Dieser Mensch kommt zu dem Schluß, daß es wohl daran liegt, daß er nun das Gesicht sieht, wie es andere Menschen sehen, er es jedoch nur gespiegelt kennt. Sein Gesicht unterscheidet also links von rechts. Er ist fasziniert von einer Erscheinung, die die Spiegelsymmetrie bricht. In der Wissenschaft ist die Spiegelsymmetrie unter der Bezeichnung Parität bekannt.

Auch der Physiker ist von der Parität fasziniert, geht die Natur, wie wir sie bisher verstehen, noch einen Schritt weiter und offenbart uns Prozesse, bei denen die Parität verletzt ist. Einen solchen Prozeß im Spiegel betrachtet gibt es nicht. Die schwache Wechselwirkung, eine der vier bisher bekannten elementaren Wechselwirkungen, verletzt die Parität. Dies konnte erstmals 1958 in dem berühmten Wu-Experiment nachgewiesen werden. Der orientierte Kobaltkern emittiert das Elektron aus dem Kernbetazerfall nicht symmetrisch in alle Richtungen. Die Emission antiparallel zu seiner Spinorientierung ist bevorzugt. Eine später folgende theoretische Beschreibung der schwachen Wechselwirkung konnte dieses Phänomen dadurch erklären, daß in der Natur die geladenen Austauschbosonen nur an linkshändige Leptonen und an rechtshändige Antileptonen ankoppeln. Doch bedeutet dies eine Einschränkung der Spiegelsymmetrie in der Natur. Der Physiker hofft aber auf ein symmetrisches Universum. Eine Möglichkeit, diese Einschränkung der Symmetrie zu umgehen, ist die Existenz sehr schwerer rechtshändiger Austauschbosonen. Diese schweren Teilchen sollten an den schwachen Prozessen im derzeit zugänglichen Energiebereich nur in sehr geringem Maße teilnehmen. Im frühen Universum, bei hohen Temperaturen, wäre auch die schwache Wechselwirkung paritätserhaltend und linkshändige und rechtshändige Austauschbosonen gleichsam Vermittler dieser Wechselwirkung. Das Universum dehnte sich aus, es kühlte sich ab. Eine spontane Symmetriebrechung führt dazu, daß die schwache Wechselwirkung heute die Parität verletzt. Sollte dieses Bild stimmen, so müßte sich das rechtshändige Boson in den schwachen Prozessen bemerkbar machen. Der Neutron β -Zerfall ist ein solcher Prozess. Genaue Kenntnis der Winkelverteilung der Zerfallsteilchen könnte Aufschluß darüber geben, ob es dieses rechtshändige Boson gibt. Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment zur Messung der Neutrinoasymmetrie ist eine Suche nach rechtshändigen geladenen Strömen.

Die vorliegende Arbeit selbst beschreibt einen Teil eines Experiments zur Bestimmung der Asymmetrie in der Winkelverteilung des Neutrinos im Zerfall polarisierter Neutronen. Sie beschäftigt sich weitgehend mit den Detektoren. Diese sind gewissermaßen das Auge des Experimentalphysikers. Nur durch sie erhalten wir einen Einblick in die Vorgänge

beim Neutronzerfall. Um den Informationen, die uns diese Augen geben, zu vertrauen, ist es notwendig, diese Detektoren genau zu kennen und die Vorgänge darin zu verstehen. In Kapitel 4 dieser Arbeit werden die Eigenschaften eines neuen Elektronendetektors zum Nachweis der Zerfallselektronen beschrieben. Der Detektor ist eine Neuentwicklung der Gruppe und ist in der PERKEO-Strahlzeit 2001 im Einsatz. Die Ergebnisse der Messungen zur Charakterisierung des Detektors entsprechen den geforderten Ansprüchen. Das Kapitel 5 behandelt den Protonendetektor oder besser den Protonteil des Elektronendetektors. Der Protonendetektor stellt eine Erweiterung des Elektronendetektors dar, die beiden Zerfallsteilchen Elektron und Proton können so in einer Detektoreinheit nachgewiesen werden. In der PERKEO-Strahlzeit 2001 gelang der Protonnachweis erstmals im PERKEO-Detektor.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Zerfall des freien Neutrons

Das freie Neutron zerfällt in Elektron, Proton und Antielektronenneutrino gemäß

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.1)$$

Die dabei frei werdende Energie ergibt sich aus der Differenz der Massen der beteiligten Teilchen zu 782.33(7) keV. Diese verteilt sich als kinetische Energie auf die drei Zerfallsprodukte. Das Antielektronenneutrino wurde hierbei als masselos angenommen.

2.1.1 Energiespektrum des Elektrons

Betrachtet man vereinfachend den Zerfall als Punktwechselwirkung (siehe Abb. 2.1), so ergeben sich bereits aus Kinematik und Statistik gute Näherungen für die Energiespektren der drei Teilchen. Der quantenmechanische Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Elektrons im Impulsintervall p und $p+dp$ ist nach Fermis goldener Regel (siehe z.B.[Pov97])

$$N_e(p_e)dp_e = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|H|i\rangle|^2 d\rho_e, \quad (2.2)$$

wobei $M_{fi} := \langle f|H|i\rangle$ das Übergangsmatrixelement und $d\rho_e$ die Dichte der möglichen Endzustände in Abhängigkeit von der Elektronenergie ist. Diese Dichte bestimmt maßgeblich die Form des Elektronspektrums und soll im folgenden genauer beschrieben werden. Für eine erste Näherung nimmt man das Matrixelement als energieunabhängig an.

Die Protonmasse ist groß gegenüber der frei werden Energie, der Rückstoß auf das Proton kann also vorerst vernachlässigt werden. Die frei werdende Energie ist vergleichbar mit der Ruhemasse des Elektrons, das Neutrino ist masselos. Die beiden Teilchen müssen relativistisch behandelt werden. Das Energiespektrum des Elektrons ergibt sich aus der Anzahl der möglichen Zustände im Phasenraum gemäß

$$d\rho_e = \frac{(4\pi)^2}{(2\pi\hbar)^6} E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2} (E_0 - E_e)^2 dE_e, \quad (2.3)$$

wobei E_0 die maximale Elektronenergie ist. Diese entspricht bei diesen Vereinfachungen gerade der gesamten frei werdenden Energie. Eine Berücksichtigung des Protonimpulses erniedrigt diesen Wert E_0 auf 781.58(6) keV. Auf die Form des Spektrums hat dies aber keinen merklichen Einfluß.

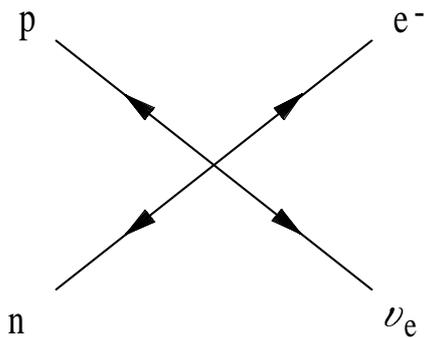


Abbildung 2.1: Feynmangraph des Neutronzerfalls als Punktwechselwirkung

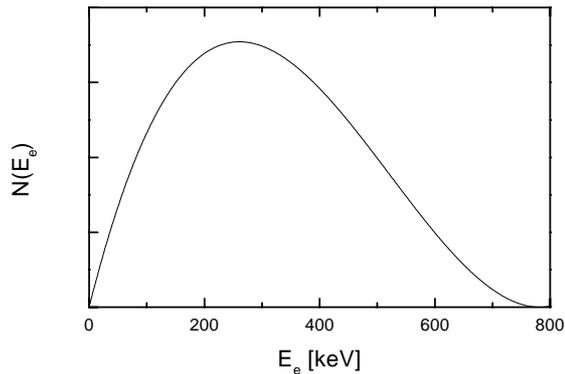


Abbildung 2.2: Energiespektrum des Elektrons

Korrigiert wird dieses Spektrum noch durch die elektrostatische Anziehung von Elektron und Proton. Durch die zunehmende Entfernung der entgegengesetzten Ladungen voneinander erhöht sich die potentielle Energie des Elektrons. Seine kinetische Energie nimmt also ab. Die Fermifunktion F drückt dies aus. Die Form des theoretischen Betaspektrums ist nun

$$G(E_e) = F(1, E_e)\rho_e = \frac{(4\pi)^2}{(2\pi\hbar)^6} F(1, E_e) E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2} (E_0 - E_e)^2 \quad (2.4)$$

mit

$$F(Z, E_e) \approx \frac{2\pi \frac{Z\alpha}{v_e}}{1 - e^{-2\pi \frac{Z\alpha}{v_e}}}, \quad (2.5)$$

wobei Z die Ladung des Kerns, α die Feinstrukturkonstante und v_e die relativistische Geschwindigkeit des Elektrons in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c ist. In Abbildung 2.2 ist dieses Spektrum gezeigt.

Informationen über die Winkelkorrelationen der Impulse der Teilchen bezüglich des Spins des Neutrons stecken im Übergangsmatrixelement M_{fi} . Auf dieses wird nun genauer eingegangen.

2.1.2 Quantenmechanische Beschreibung

Eine Formulierung des Hamiltonian ist in der Dirac-Theorie sinnvoll, da mindestens zwei der beteiligten Teilchen relativistisch behandelt werden müssen. Die Rechtfertigung der vereinfachten Annahme einer Punktwechselwirkung erfolgt im nächsten Abschnitt. Da sowohl Teilchen vernichtet als auch erzeugt werden, ist der Hamiltonian in der zweiten Quantisierung anzugeben. Die Spinoren (siehe zum Beispiel [MK70]) Ψ_e, Ψ_ν, Ψ_p und Ψ_n seien die Felder der vier beteiligten Teilchen. Zur Bildung der Wechselwirkungsoperatoren stehen zunächst 16 linear unabhängige vierreihige Matrizen des Typs γ_μ zur Verfügung. Um den Hamiltonian zu erhalten, bildet man Bilinearformen der Form

$$(\Psi_e^\dagger O \Psi_\nu)(\Psi_n^\dagger O \Psi_p). \quad (2.6)$$

Argumente wie Invarianz unter Lorentztransformation und Linearität schränken die Anzahl der Kopplungsmöglichkeiten ein. Nach Lee und Yang (siehe [LY56]) ist ein resultie-

Teilchen	Masse	Ladung	Spin
Elektron	0.510998902(21) MeV	1 e	1/2
Proton	938.271998(38) MeV	-1 e	1/2
Neutron	939.56533(4) MeV	0	1/2
Antielektronneutrino	< 3 eV	0	1/2
u-Quark	1-5 MeV ¹	2/3 e	1/2
d-Quark	3-9 MeV ¹	-1/3 e	1/2
W^-	80.419(56) GeV	1 e	1

Tabelle 2.1: Relevante Eigenschaften der am β -Zerfall beteiligten Teilchen[G⁺00].

render Ansatz für den Hamiltonoperator¹:

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=S,V,A,T,P} \{L_i(\Psi_e^\dagger O_i(1 - \gamma_5)\Psi_\nu)(\Psi_n^\dagger O_i\Psi_p) + R_i(\Psi_e^\dagger O_i(1 + \gamma_5)\Psi_\nu)(\Psi_n^\dagger O_i\Psi_p)\} \quad (2.7)$$

mit den verbleibenden Kopplungsoperatoren

$O_S = 1$	Skalar
$O_V = \gamma_\mu$	Vektor
$O_A = -i\gamma_\mu\gamma_5$	Axialvektor
$O_T = -\frac{i}{2\sqrt{2}}(\gamma_\mu\gamma_\lambda - \gamma_\lambda\gamma_\mu)$	Tensor
$O_P = \gamma_5$	Pseudoskalar

entsprechend ihres Transformationsverhaltens. G_F ist die Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung. Der Operator $(1 - \gamma_5)$ projiziert auf linkshändige Neutrinos, $(1 + \gamma_5)$ auf die rechtshändigen. L_i und R_i sind die zugehörigen Kopplungskonstanten. Diese lassen sich nur experimentell bestimmen.

Nach unseren heutigen Kenntnissen tragen in der schwachen Wechselwirkung nur L_V und L_A zur Kopplung bei, die entsprechenden rechtshändigen Kopplungskonstanten R_i waren in bisherigen Experimenten immer mit Null verträglich. Man bezeichnet dies als maximale Paritätsverletzung. Entsprechend des unterschiedlichen Vorzeichens von L_A und L_V bezeichnet man die Theorie der schwachen Wechselwirkung auch als V-A-Theorie. Im Rahmen dieser Theorie nimmt der Hamiltonoperator die folgende Gestalt an.

$$H_{V-A} = g_V(\Psi_e^\dagger\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\Psi_\nu)(\Psi_p^\dagger\gamma_\mu(1 - \lambda\gamma_5)\Psi_n) \quad (2.8)$$

mit der Vektorkopplungskonstanten $g_V := G_F L_V$, $\lambda := \frac{g_A}{g_V} := \left|\frac{g_A}{g_V}\right|e^{i\phi_{VA}}$ und der Axialvektorkopplungskonstanten $g_A := -G_F L_A$. Vektor- und Axialvektorkopplung entsprechen dem Fermi- beziehungsweise Gamov-Teller-Übergang.

2.1.3 Standardmodell

Die Theorie, die den Neutron β -Zerfall bislang am besten beschreibt, wurde von Salam, Weinberg und Glashow formuliert und ist Teil des Standardmodells der Elementarteil-

¹Der Hamiltonian ist in der Nomenklatur von [GJL95] angegeben.

¹Die hier angegebenen Massen der Quarks beziehen sich auf Abschätzungen sogenannter Stromquark-Massen. Eine direkte Messung dieser Quarkmassen ist nicht möglich.

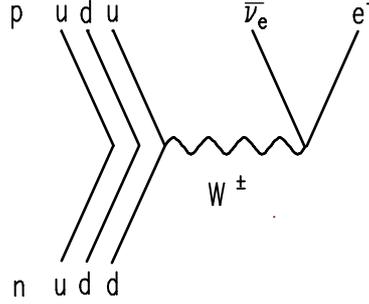


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramm des Neutron β -Zerfalls im Standardmodell.

chenphysik. Der Zerfall des Neutrons erfolgt über die schwache Wechselwirkung und findet in diesem Bild auf der Quarkebene statt. Eine Übersicht der Teilchen, welche am Zerfall beteiligt sind, gibt Tabelle 2.1. Das Neutron ist zusammengesetzt aus einem up-Quark und zwei down-Quarks. Eines der down-Quarks wird mittels Ankopplung an ein W-Boson, dem Austauschboson der schwachen Wechselwirkung, in ein leichteres up-Quark umgewandelt. Die Kombination uud (up, up, down) entspricht einem Proton. Die Masse des W-Bosons ist sehr viel größer als die beim Neutronzerfall frei werdende Energie. Es kann aufgrund der Heisenbergschen Energie-Zeit-Unschärfe $\tau < \hbar/M_W$ virtuell entstehen mit einer maximalen Lebensdauer von $8.2 \cdot 10^{-27}$ s. Die Reichweite des W-Bosons mit einer maximalen Geschwindigkeit von c ist auf $2.5 \cdot 10^{-3}$ fm beschränkt. Diese Reichweite ist klein gegenüber der Ausdehnung des Kerns. Die Näherung des Zerfalls als Punktwechselwirkung ist dadurch berechtigt. Das W-Boson koppelt an ein Elektron und ein Antielektronen-Neutrino. Das Quadrat des Übergangsmatrixelement ist in dieser Beschreibung

$$|M_{fi}|^2 = G_\beta^2 (c_V^2 + 3c_A^2). \quad (2.9)$$

Die im Neutronzerfall effektiv wirksame Kopplungskonstante G_β unterscheidet sich von der universellen Kopplungskonstanten G_F um den Faktor V_{ud} , dem ersten Eintrag der CKM-Matrix. Dies ist die Folge der Quarkmischung in der schwachen Wechselwirkung. Bei der Umwandlung des down-Quarks in ein up-Quark sind nur die schwachen Eigenzustände der Quarks beteiligt, das Übergangsmatrixelement ist proportional zu den Masse-eigenzuständen. Diese sind nicht identisch. Sie sind über die CKM-Matrix gedreht. Damit wird aus Gleichung 2.9

$$|M_{fi}|^2 = V_{ud}^2 G_F^2 (c_V^2 + 3c_A^2) \quad (2.10)$$

oder mit $g_V := V_{ud} G_F c_V$ und $g_A := V_{ud} G_F c_A$, den effektiven Kopplungskonstanten im Neutron β -Zerfall²,

$$|M_{fi}|^2 = (g_V^2 + 3g_A^2). \quad (2.11)$$

Es wären hier noch weitere Zerfallskanäle des W-Bosons denkbar, beispielsweise der Zerfall in ein Myon und ein Antimyon-Neutrino. Diese sind jedoch aufgrund der zu großen Massen der Endzustände ($m_\mu = 105,66$ MeV) nicht möglich.

Man bezeichnet einen solchen Prozeß als semileptonisch, da das W-Boson sowohl an

²Im Folgenden gelten diese Definitionen für g_V und g_A .

Leptonen (e und $\bar{\nu}$) als auch an Quarks (u und d) koppelt. Zur Unterscheidung sei hier ein rein leptonischer Prozess, der Zerfall des Myons in ein Myonneutrino, ein Elektron und ein Antielektronneutrino gemäß

$$\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.12)$$

genannt.

2.2 Observablen

Um die Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung bestimmen zu können, sind experimentell zugängliche Größen zu finden, welche Informationen über die Kopplungskonstanten g_A und g_V enthalten. Diese sind im Neutronzerfall die Lebensdauer sowie die Winkelkorrelationen der Impulse der Teilchen untereinander und bezüglich des Spins des Neutrons.

Die differenzielle Zerfallswahrscheinlichkeit des Neutrons erhält man durch Einsetzen des Hamiltonoperators aus der V–A-Theorie in das Matrixelement aus Fermis Goldener Regel. Nach [JTJ57] ergibt sich für einen Spin 1/2-Kern:

$$dW \propto (g_V^2 + 3g_A^2) \left\{ 1 + a \frac{\vec{p}_e \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + \langle \sigma_n \rangle \left[A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right] \right\} G(E_e) \quad (2.13)$$

Die Koeffizienten A und B beschreiben die Winkelkorrelation des Impulses von Elektron bzw. Neutrino hinsichtlich des Spins des Neutrons, a die Elektron-Neutrino-Korrelation. Der letzte Term in Klammern beschreibt die Tripelasymmetrie. Der zugehörige Koeffizient D ist ein Maß für die Korrelation zwischen dem Spin des Neutrons und dem Kreuzprodukt der Impulse des Elektrons und des Neutrinos.

A , B und D lassen sich zum Beispiel aus Experimenten mit polarisierten Neutronen bestimmen. Die Größe B erhält man durch Koinzidenzmessung von Proton und Elektron, um damit den Impuls des Neutrinos zu rekonstruieren. Ein direkter Nachweis des Neutrinos ist schwierig.

Die Korrelationskoeffizienten lassen sich in der V–A-Theorie als Funktion von g_V und g_A angeben (siehe zum Beispiel [JTJ57]):

$$a = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (2.14)$$

$$A = -2 \frac{|\lambda|^2 + \text{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (2.15)$$

$$B = 2 \frac{|\lambda|^2 - \text{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (2.16)$$

$$D = 2 \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}. \quad (2.17)$$

Diese Koeffizienten hängen vom relativen Verhältnis λ der Vektor- und Axialvektorkopplung ab. Um die Kopplungskonstanten g_A und g_V separat aus Neutronenzerfallsmessungen zu bestimmen, ist noch eine Observable nötig, in die g_A und g_V absolut eingehen.

Observable	Methode	Wert ²
τ	Speicherung ultrakalter Neutronen und Strahlexperimente	885.8(0.9) s
a	Strahl unpolarisierter Neutronen, Protonenspektrum	-0.102(5)
A	Strahl kalter polarisierter Neutronen, Elektronspektrum	-0.1189(7)
B	Strahl kalter polarisierter Neutronen, e-p Koinzidenz	0.983(4)
D	Strahl kalter polarisierter Neutronen, e-p Koinzidenz	$-3.1(9.1) \cdot 10^{-4}$
g_V	A und τ aus Neutronzerfallsmessung	$1.1470(16) \cdot 10^{-5} (\hbar c)^2 / \text{GeV}^2$
g_A		$-1.4602(8) \cdot 10^{-5} (\hbar c)^2 / \text{GeV}^2$

Tabelle 2.2: Werte der Observablen und λ mit Bestimmungsmethode (Werte aus [G⁺00]).

Diese Observable ist die Lebensdauer τ des Neutrons. Sie ergibt sich aus der differentiellen Zerfallswahrscheinlichkeit durch Integration über das Energiespektrum zu (siehe [Pov97])

$$\tau_n = \frac{\hbar}{2\pi f} \frac{1}{g_V^2 + 3g_A^2} \quad (2.18)$$

mit dem Phasenraumfaktor f

$$f := \int_{m_e}^{E_0} G(E_e) dE_e \quad (2.19)$$

und $G(E_e)$ aus Gleichung 2.4.

Die Werte der Observablen nach heutigem Stand der Kenntnis sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Ebenfalls sind die daraus resultierenden Werte der Kopplungskonstanten angegeben. Vergleicht man diese mit den Ergebnissen aus anderen schwachen Prozessen, so ist dies ein Test auf die Konsistenz und Allgemeingültigkeit der V-A-Theorie der schwachen Wechselwirkung und damit auch für das Standardmodell.

2.2.1 Paritätsverletzung im Neutronzerfall

Als Parität bezeichnet man das Verhalten eines Systems unter Raumspiegelung. Spiegelt man im β -Zerfall am Zerfallsort des Neutrons, so kehren sich in Gleichung 2.13 die Vorzeichen der Impulse von Elektron und Neutrino um, der Axialvektor des Neutronenspins bleibt erhalten. Sind A und B ungleich Null, so ist die Parität in diesem System nicht erhalten, da die Skalarprodukte $\langle \vec{\sigma}_n \rangle \vec{p}_e$ und $\langle \vec{\sigma}_n \rangle \vec{p}_\nu$ ihre Vorzeichen wechseln.

2.2.2 Der Winkelkorrelationskoeffizient B

Das Interesse an B liegt an seiner Sensitivität auf die mögliche Existenz rechtshändiger Ströme, also W-Bosonen, die an rechtshändige Neutinos und linkshändige Antineutinos

²Werte von B bzw. D von [Rei99] bzw. [Sol01].

koppeln. Die Massenzustände der beiden W-Bosonen W_1 und W_2 müssen nicht notwendigerweise den schwachen Eigenzuständen W_L und W_R entsprechen. Sie können (analog zu dem Cabibbo-Winkel der Quarkmischung in der schwachen Wechselwirkung) zu diesen mit einem Winkel ζ gedreht sein (siehe [Abe98]):

$$\begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Eine sehr große Masse dieser rechtshändigen Bosonen würde erklären, warum diese in bisherigen Experimenten in der Hochenergiephysik nicht nachgewiesen werden konnten.

2.2.3 Links-rechtssymmetrische Modelle

In einem Modell, welches von der Existenz rechtshändiger Ströme ausgeht, gibt es mehrere Möglichkeiten, die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung zu erklären. Eine davon wäre ein Unterschied in den Massen von W_L und W_R . Man nennt dies manifest links-rechtssymmetrisches Modell. Neben dem Mischungswinkel ζ ist das Verhältnis der Massenquadrate $\delta := \frac{m_{W_1}^2}{m_{W_2}^2}$ eine weitere Unbekannte in diesem Modell. Die Korrelationskoeffizienten hängen jetzt nicht mehr nur von λ ab. Die Sensitivität der Koeffizienten auf die Parameter ζ und δ ist unterschiedlich stark. Die Beschränkung hin zu großen δ -Werten ist im wesentlichen durch B gegeben. Die Werte für den Mischungswinkel ζ werden durch den A -Koeffizienten eingeschränkt. Mit den heutigen Werten der Koeffizienten läßt sich ein Ausschließungsplot in der λ - ζ -Ebene angeben. Die Voraussagen des Standardmodells $\delta = 0$ und $\zeta = 0$ liegen im erlaubten Bereich.

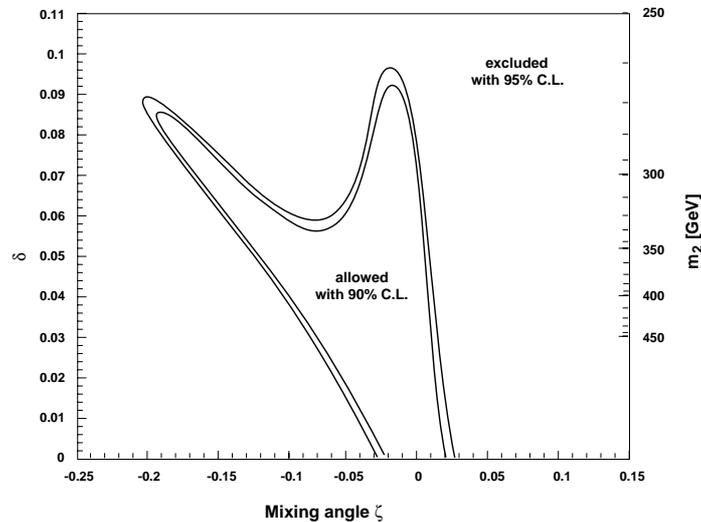


Abbildung 2.4: Ausschließungsplot in der δ - ζ -Ebene [Abe98].

Kapitel 3

Apparatur zur Messung des B-Koeffizienten

Die Bestimmung eines Winkelkorrelationskoeffizienten bezüglich des Neutronenspins ist nur unter Kenntnis des Neutronenspins möglich. Eine Messung ist zum Beispiel an einem polarisierten Strahl kalter Neutronen möglich¹. Das Spektrometer PERKEO II ist für ein Strahlexperiment konzipiert. Die Installation ist in Abbildung 3.1 gezeigt und wird in den folgenden Abschnitten im einzelnen erklärt. Eine ausführliche Beschreibung der Detektoren folgt im nächsten Kapitel.

3.1 Messung an einem kalten polarisierten Neutronenstrahl

Der Meßapparat wurde am PF1b-Strahlplatz des Instituts Laue-Langevin aufgebaut. Der Strahl wird von der kalten Quelle, einem 25 K kalten Deuteriummoderator, gespeist, welche am 57 MW Reaktor des Instituts installiert ist. Der Neutronenleiter wurde unter Verwendung von Superspiegel-Oberflächen gebaut. Hinter dem 75 m langen, gekrümmten Neutronenleiter wird der Strahl mittels eines Superspiegel-Polarisators transversal zur Flugrichtung der Neutronen polarisiert. Genaue Angaben über Neutronenfluß, Geschwindigkeitsspektrum und Divergenz des Strahls sind in [Mun00] enthalten.

3.1.1 Aufbau

Der Strahl tritt durch ein Aluminiumfenster aus dem Leiter. Er trifft nach einem Meter Luft auf einen Superspiegelpolarisator, welcher in einem Gehäuse mit Magnetfeld angebracht ist. Die beiden Spinzustände des Neutrons im Magnetfeld werden gleichmäßig besetzt. Die Potentialbarriere der Superspiegel ist für die beiden Spinkomponenten unterschiedlich groß, idealerweise null für eine Komponente. Diese Neutronen durchdringen den Superspiegel und werden danach in einer dahinter liegenden Schicht Gadolinium eingefangen. Die andere Spinkomponente wird am Superspiegel entlang reflektiert. Die Spins der nun polarisierten Neutronen werden mittels magnetischer Führungsfelder bis zum Zerfallsvolumen geführt, um eine Depolarisation zu verhindern. Hinter dem Polarisator ist ein Stromblattspinflipper (current-sheet-spinflipper) angebracht. Danach

¹Zur Zeit Gegenstand der Forschung sind auch Experimente an in Magnetfallen gespeicherten ultrakalten Neutronen. Erste Ergebnisse zu den Koeffizienten sind noch nicht bekannt.

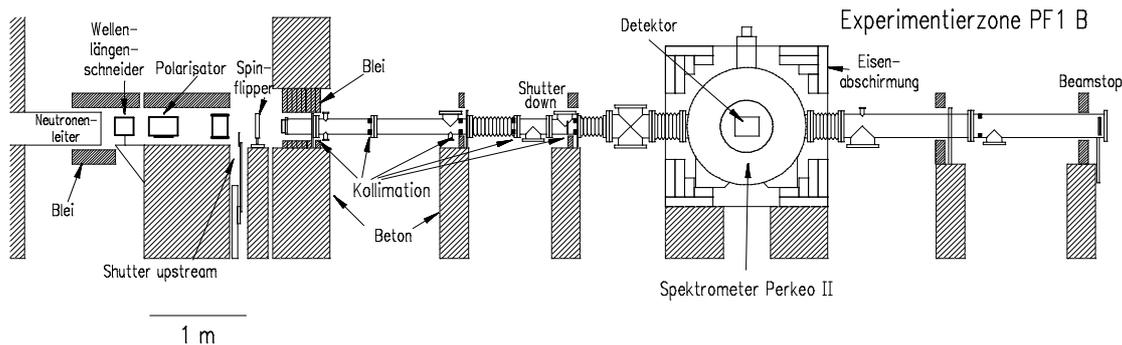


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau des PERKEO-Experiments zur Messung von B .

beginnt das PERKEO-Strahlrohr mit der darin angebrachten Kollimation. Die Kollimation besteht aus fünf Blei-Blenden (je 5 cm Stärke) mit rechteckigen Aussparungen. Die dem Reaktor zugewandten Seiten sind jeweils mit ${}^6\text{LiF}$ -Kacheln bündig beklebt. Die Blendengröße verringert sich von 30×36 mm der ersten bis 25×32 mm der letzten Blende. Hinter dem Spektrometer ist in 3.50 m Entfernung ein Lithiumfluorid-Beamstop angebracht. In diesem werden Neutronen gestoppt, wobei nur jedes 10^4 te Neutron ein Gammaquant erzeugt. Dies ist hinsichtlich der Untergrundverhältnisse in den Detektoren wichtig, da diese auch Gammaquanten nachweisen. Zwei fahrbare Lithium-Shutter sind im Strahlverlauf angebracht, um den Strahl hinter möglichen weiteren Untergrundquellen (Kollimationsblenden, Spinflipper, Alu-Eintrittsfenster) zu stoppen. Genaue Beschreibungen der hier nur kurz genannten Komponenten finden sich in bei [May01], [Mun01] und [Rei99].

3.1.2 PERKEO II

Das Spektrometer PERKEO II wurde mit Anspruch konzipiert, geladene Zerfallsprodukte aus einem Neutronenstrahl auf Detektoren zu leiten, die je nach Messung individuell angepaßt werden können. Das Leiten der Teilchen wird durch ein bis zu 1 Tesla starkes, transversal zur Neutronenflugrichtung orientiertes Magnetfeld realisiert. Ein supraleitendes Spulenpaar in beinahe Helmholz-Anordnung² erzeugt dieses Feld. An den Stirnseiten des Spektrometers werden an dessen 500 mm-Flanschen Detektoren für den Nachweis der Zerfallsteilchen angebracht. Der maximale Gyrationradius von Elektron und Proton im Zerfallsvolumen ist nach [Jac82]

$$\rho[\text{cm}] = \frac{p_{\perp} \left[\frac{\text{MeV}}{c} \right]}{3.00 \cdot B[\text{Tesla}]} \quad (3.1)$$

kleiner als 2.6 mm (mit $p_{\perp} < 0.782$ MeV/c). Die Feldstärke fällt in Richtung der Detektoren auf 75% (siehe [Rav95]) des maximalen Felds ab. Wäre der Impuls senkrecht zum Magnetfeld entlang der Gyrationbahn erhalten, würde dies zu einem maximalen Radius von etwa 3.5 mm führen. Diese senkrechte Impulskomponente wird im inhomogenen Magnetfeld aber zugunsten der parallelen Komponente kleiner. Diese 3 mm Radius sind demnach eine obere Grenze.

²Die Spulen liegen im Vergleich zu einem Helmholz-Spulenpaar näher aneinander. Das Magnetfeld hat zwischen den Spulen ein Maximum, die gyrierenden Zerfallsteilchen erreichen dadurch schneller den Detektor, wobei ihr transversaler Impuls in Flugrichtung geklappt wird.

Durch das Magnetfeld wird für jeden Halbraum über alle Winkel der geladenen Zerfallsteilchen integriert. Der Vorteil dieser Integration ist die hohe Zählrate, da (unter der Annahme eines Detektors mit 100%-Nachweiswahrscheinlichkeit) jeder Zerfall in einem definierten Zerfallsvolumen auch gemessen wird. Ein Nachteil eines $2 \cdot 2\pi$ -Detektors ist die mangelnde Kenntnis über den tatsächlichen Emissionswinkel des Zerfallsteilchens zum Neutronspin. Einige systematische Tests sind dadurch nicht möglich. Außerdem müssen die Detektoren in hohen Magnetfeldern betrieben werden.

3.2 Detektoren und experimentelle Asymmetrie

Die Messung der Neutrinoasymmetrie erfolgt bei PERKEO über den koinzidenten Nachweis von Elektron und Proton. Der Halbraum, in den das Neutrino emittiert wurde, kann daraus rekonstruiert werden. Für Elektronen werden Plastiksintillatoren in Verbindung mit Photomultipliern verwendet. Mit dieser Art von Detektor lassen sich große Flächen homogen abdecken. Für den Protonnachweis finden dünne Kohlenstoff-Folien Verwendung, welche auf negatives Potential gegenüber dem Zerfallsvolumen und den Plastiksintillatoren gelegt werden (siehe Abbildung 3.4). Ein Proton wird auf die Folie beschleunigt und schlägt mehrere Elektronen aus dieser. Diese Elektronen werden nun ihrerseits auf den geerdeten Elektronendetektor beschleunigt und dort nachgewiesen. Diese Methode hat den Vorteil, Elektronen und Protonen im gleichen Detektor zu messen³. Beide Halbräume können symmetrisch bestückt und so die Asymmetrie gleichzeitig in zwei Detektoren bestimmt werden.

Die Größe B ist in diesem Experiment zugänglich über die koinzidenten Zählraten bei unterschiedlicher Emissionsrichtung der beiden Teilchen bezüglich des Neutronspins. Die beiden Teilchen können hierzu koinzident im gleichen Halbraum oder in gegenüberliegenden Halbräumen detektiert werden. Es lassen sich zwei experimentelle Asymmetrien ableiten (siehe [GJL95]). Mit der Koinzidenzzählrate N ergibt sich:

$$\alpha_1 = \frac{N^{\downarrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\downarrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \quad (3.2)$$

$$\alpha_2 = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\downarrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\downarrow\uparrow}}. \quad (3.3)$$

Der erste Pfeil steht für die Projektion des Elektronimpulses auf den Neutronenspin bezüglich des Spins des Neutrons, der zweite für die des Protonimpulses. Der Korrelationskoeffizient B läßt sich bei Kenntnis des zugehörigen Elektronenenergiespektrums sowohl an 3.2 als auch an 3.3 anfitzen. Die Entscheidung zugunsten von 3.2 fiel aufgrund der geringeren Energieabhängigkeit und höherer Sensitivität auf B (siehe [Rei99]). Der Koeffizient B berechnet sich nach [Glü95] als

$$\alpha_1[r < 1] = \frac{B(1 - \frac{1}{3}r^2) - A\beta(1 - \frac{2}{3}r)}{2 - r + \frac{1}{2}a\beta(\frac{1}{2}r^2 - 1)} \quad (3.4)$$

$$\alpha_1[r > 1] = \frac{\frac{2}{3}B - \frac{1}{3r}A\beta}{1 - \frac{1}{4r}a\beta} \quad (3.5)$$

³Es kommen auch andere Detektoren in Frage, mit denen sowohl Elektron als auch Proton nachgewiesen werden können, zum Beispiel Pin-Dioden oder Microchannel-Plates. Nach [Rei99] sind solche Detektoren aber entweder nicht in den erforderlichen Dimensionen erhältlich oder haben eine zu geringe Effizienz für den Nachweis von Elektronen.

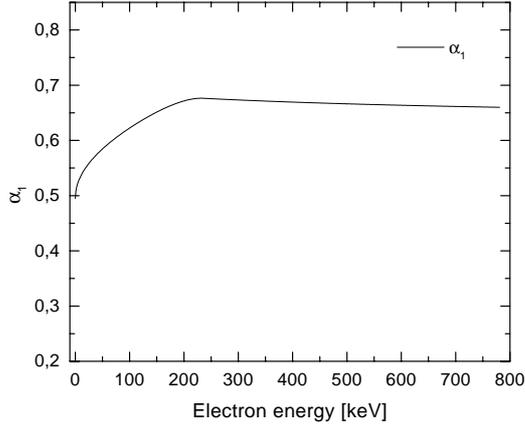


Abbildung 3.2: Asymmetrie α_1 in Abhängigkeit von der Elektronenergie

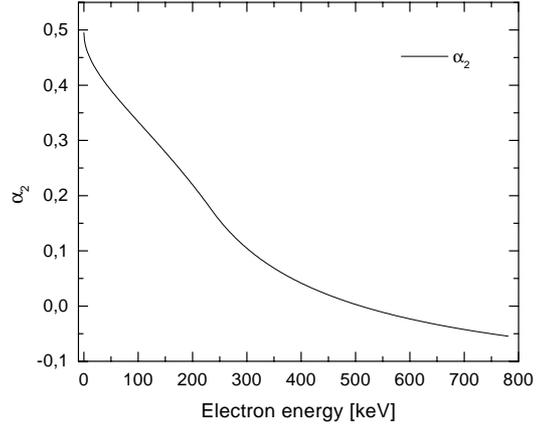


Abbildung 3.3: Asymmetrie α_2 in Abhängigkeit von der Elektronenergie

mit dem Verhältnis

$$r = \beta \frac{E_e}{E_\nu} = \frac{p_e}{p_\nu}$$

der Impulse von Elektron und Neutrino, den Korrelationskoeffizienten a , A und B und der relativistischen Elektronengeschwindigkeit β . Die Koeffizienten a und A müssen bekannt sein. Die Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen die beiden Asymmetrien.

Werden nur Ereignisse verwendet, in denen Elektron und Proton in den gleichen Halbraum emittiert werden, so verringert sich die Zählrate, da diese nur ungefähr 3.9% der Ereignisse ausmachen⁴. Zudem sind die Winkel der Impulse der Teilchen zum Neutronenspin bevorzugt nahe $\frac{\pi}{2}$. Gerade dieser Raumwinkelanteil ist am empfindlichsten gegenüber einem Felddurchgriff des elektrischen Feldes in das Zerfallsvolumen⁵ und dem magnetischen Spiegeleffekt⁶.

3.3 Im Inneren PERKEOs

Das Zerfallsvolumen, also die Herkunft der Zerfallsteilchen, wird in Strahlrichtung durch Aluminiumblenden auf 9 cm begrenzt. Diese Blenden sind am Eichkarussell befestigt, einer aus der letzten A -Messung (siehe [Rei99]) übernommene Apparatur zur Eichung des Elektronendetektors, mit der bis zu sechs verschiedene Eichquellen in das Zerfallsvolumen gedreht werden können. Vom Zerfallsvolumen aus folgt symmetrisch in Richtung der Magnetfeldlinien eine 'Grid-Box', ein Aluminiumgehäuse mit Gittern aus dünnen, geerdeten Kohlenstoffdrähten. Durch diese Gitter ist das Zerfallsvolumen geerdet. Elektronen und Protonen durchfliegen diese Gitter, die Rückstreu- und Absorptionswahrscheinlichkeit ist gering (nach [Bra00] liegt sie bei 3%). Etwa 20 cm nach dem letzten der vier Gitter

⁴Diese Angabe bezieht sich auf eine Monte Carlo Simulation [Rei99] mit Emission von Proton und Elektron parallel zum Neutronenspin.

⁵Das positiv geladene Proton wird hierbei unabhängig von seiner ursprünglichen Emissionsrichtung in Richtung des abfallenden Potentials abgezogen. Siehe hierzu [Bra00].

⁶Als magnetischen Spiegeleffekt bezeichnen wir die Reflexion (Impulsumkehr der zum Magnetfeld parallelen Komponente) eines gyrierenden Teilchens am inhomogenen Magnetfeld. Das Teilchen wird daraufhin im gegenüber liegenden Halbraum nachgewiesen und verfälscht so die experimentelle Asymmetrie.

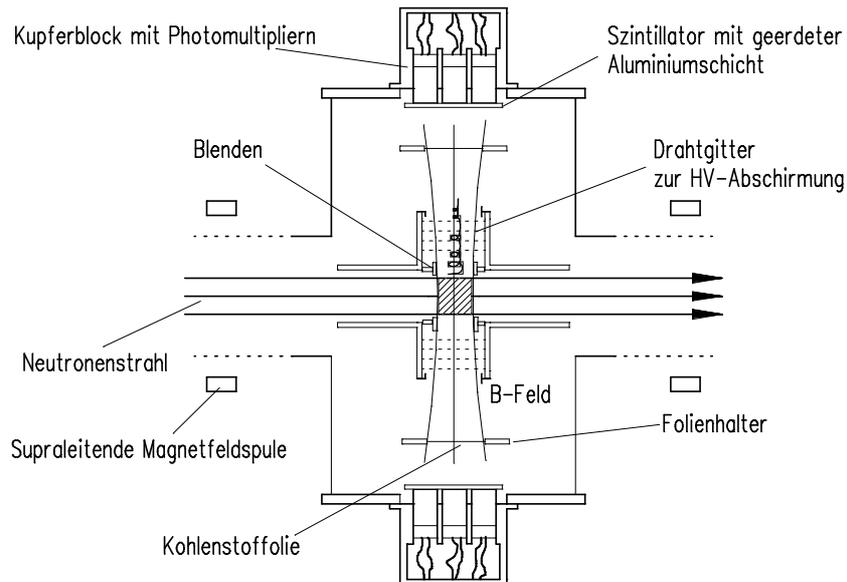


Abbildung 3.4: Das Spektrometer.

folgt die Folie in einem Folienhalter. Über einen Kupferdraht ist dieser mit einer Hochspannungsdurchführung an PERKEO verbunden. Der Folienhalter ist über Isolatoren an PERKEO befestigt. Im Abstand von 7 cm hinter dem Folienhalter ist der Szintillator installiert. Die der Folie zugewandte Seite ist mit einer 400 Å-dünnen Schicht Aluminium bedeckt. Der Szintillator kann dadurch geerdet werden. Die geometrischen Abmessungen sind so aufeinander abgestimmt, daß nach den Blenden keine zusätzlichen Randeffekte durch Auftreffen der Zerfallsteilchen auf den Komponenten mehr auftreten.

Kapitel 4

Elektrondetektor

Der Elektrondetektor hat zwei Aufgaben. Er weist zum einen Elektronen aus dem β -Zerfall nach und zum anderen die Elektronen, die von Protonen aus der Folie des Protonendetektors ausgelöst werden. Die kinetische Energie der Elektronen aus der Protonkonversion liegt je nach angelegter Hochspannung zwischen 18 und 23 keV. Die obere Grenze der kinetischen Energie der Elektronen aus dem β -Zerfall liegt bei 782 keV. Bereits 5 mm Dicke des Szintillators¹ reichen aus, um die hochenergetischen Elektronen vollständig abzubremsen. Die kinetische Energie der Elektronen ist bei diesem Prozeß proportional zur Anzahl der emittierten Photonen des Szintillators. Das Wellenlängenspektrum dieser Photonen liegt nach Angaben des Herstellers zwischen 400 und 470 nm. Die Photonen werden mittels sechs Photomultipliern nachgewiesen. Die Anordnung der Photomultiplier auf der Rückseite des Plastikszintillators wurde so gewählt, daß die Fläche, die von Elektronen aus dem Zerfallsvolumen erreicht wird, möglichst dicht und homogen mit aktiver Fläche der Photomultiplier bedeckt ist (siehe [Plo00]).

Gerade der Nachweis der niederenergetischen Sekundärelektronen aus der Protonkonversion stellt höhere Ansprüche an einen Elektrondetektor als eine reine Messung der β -Asymmetrie. Die Nachweisschwelle des Detektors muß so niedrig sein, daß die Sekundärelektronen mit hinreichender Effizienz (siehe Kapitel 5) nachgewiesen werden können. Verschiedene Parameter beschreiben die Eigenschaften und die Güte eines solchen Detektors. Es sind dies im Einzelnen:

- **Räumliche Homogenität:** Die räumliche Homogenität bestimmt die über den ganzen Detektor gemittelte Energieauflösung und die Ortsabhängigkeit der Triggerfunktion.
- **Triggerfunktion zur Bestimmung der Nachweisschwelle:** Eine niedrige Nachweisschwelle ist wichtig für die Effizienz des Nachweises der niederenergetischen Sekundärelektronen aus der Protonkonversion.
- **Energieauflösung:** Die Asymmetrie ist eine Funktion der Elektronenergie. Die Unsicherheit in der Energie geht dadurch in die Unsicherheit der Asymmetrie ein.
- **Linearität:** Die Größe des Ausgangssignals der Photomultiplier soll möglichst linear zur Energie des Elektrons sein.
- **Ortsauflösung:** Eine gute Ortsauflösung hilft bei der Unterdrückung des Untergrunds und bei der Untersuchung systematischer Effekte.

¹Bei dem verwendeten Plastikszintillator handelt es sich um das Modell BC400 der Firma Bicon. Die Maße betragen $190 \times 130 \times 5$ mm.

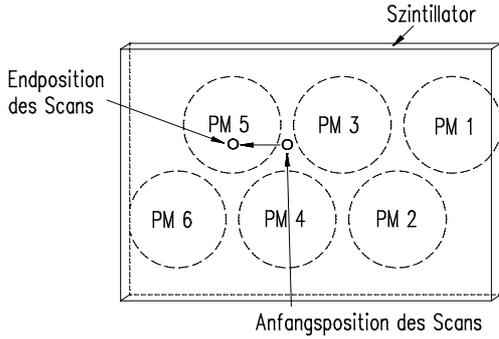


Abbildung 4.1: Ursprüngliches Setup mit Angabe der Positionen des Scans.

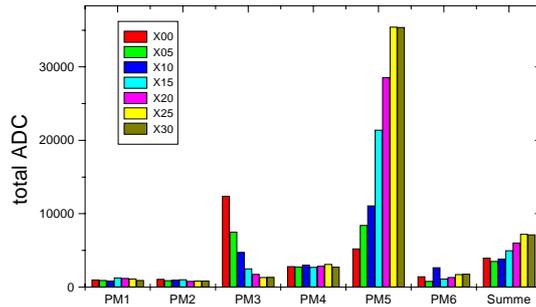


Abbildung 4.2: Summe der ADC-Inhalte bei verschiedenen Positionen der Quelle vor dem Szintillator.

Diese Parameter werden genauer beschrieben und die experimentellen Resultate den Anforderungen gegenübergestellt.

4.1 Räumliche Homogenität

Monoenergetische Elektronen sollen unabhängig vom Auftreffort auf dem Szintillator das gleiche elektronische Ausgangssignal liefern. Ein solcher Detektor ist räumlich homogen. Die Größe des Ausgangssignals ist im allgemeinen eine Funktion dieses Ortes. Die geometrische Anordnung von Szintillator und Photomultipliern muß so gewählt werden, daß der Nachweis des im Szintillator entstehenden Lichts möglichst gering vom Entstehungsort abhängt. Gerade bei der Messung von B führt eine starke Inhomogenität zusammen mit einer Schwelle, die nahe an der Energie der Sekundärelektronen aus der Folie liegt, zu systematischen Fehlern. Dies wird im folgenden qualitativ beschrieben:

Experimentell ist B über die Koinzidenzzählrate der unterschiedlichen Spinstellungen des Neutrons zugänglich. Die experimentelle Asymmetrie α wird in Abhängigkeit von der Energie des Elektrons an die Funktion 3.2 gefittet. Ist der Detektor inhomogen, werden Ereignisse an Orten geringerer Verstärkung zu niedrigeren Energien zugeordnet. Über alle Orte auf dem Detektor gemittelt verwischt dies die Energieauflösung, und damit erhöht sich der Fehler der Asymmetrie. Bei einer Messung von B sind Inhomogenitäten von bis zu 30% akzeptabel [Abe01].

Eine weitere Fehlerquelle bei Koinzidenzmessung ist eine vom Neutronspin abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit koinzidenter Ereignisse. Betrachtet werden nur solche Zerfälle, bei denen Elektron und Proton im gleichen Halbraum nachgewiesen werden. Phasenraumargumente führen nun dazu, daß bei der Emission der beiden Teilchen parallel zum Spin des Neutrons (Spin up) große Winkel zwischen Elektron und Proton häufiger vorkommen als große Winkeln zwischen den beiden Teilchen bei einer antiparallelen Emission (Spin down). Die Gyrationradien der beiden Teilchen sind im ersten Fall also im Mittel größer. Demnach ist auch der räumlicher Abstand der Auftrefforte auf dem Szintillator größer. Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis des Protons in Koinzidenz mit dem Elektron könnte sich also bei einem stark inhomogenen Detektor je nach Spin des Neutrons systematisch unterscheiden. Dies wiederum verfälscht die Meßgröße α .

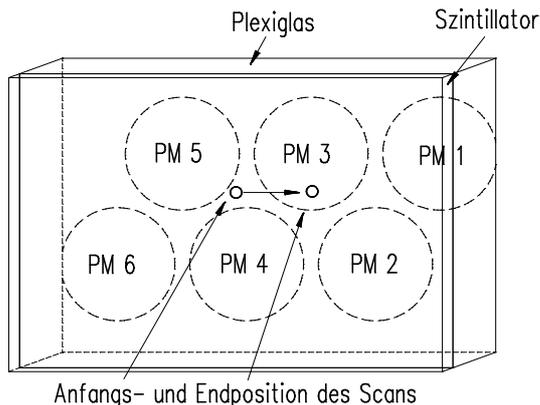


Abbildung 4.3: Verbesserter Detektor.

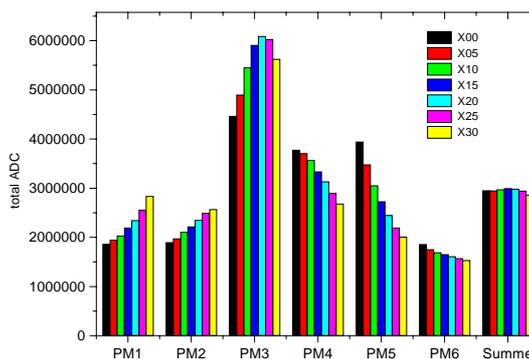


Abbildung 4.4: ADC-Inhalte der sechs Photomultiplier und deren Summe.

4.1.1 Ursprüngliches Setup

Für das Design des Elektrodendetektors wurden hinsichtlich der Homogenität Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, um die am besten geeignete Geometrie der Photomultiplier auf der Rückseite des Szintillators zu ermitteln (siehe [Plo00]). Diesen Simulationen nach war der ursprünglich für die B -Messung geplante Detektor gut genug. Es wurden räumliche Schwankungen der Verstärkung von unter 10% erwartet. Erste Messungen mit einer Eichquelle zeigten jedoch, daß einige Parameter in den Simulationen zu optimistisch waren (siehe hierzu [May01]). Zur Überprüfung der Simulation wurde eine in Neutronenflugrichtung bewegliche Eichquelle (Wismut, siehe Tabelle 4.2) im Zerfallsvolumen angebracht und in Schritten von 5 mm Energiespektren aufgenommen (siehe Abbildung 4.1). Die Elektronen aus der Eichquelle treffen bei Position $X=05$ zwischen Photomultiplier 3 und 5 auf, bei $X=30$ direkt vor Photomultiplier 5. Die Summe aller ADC-Einträge (Analog to Digital Converter) in einer konstanten Meßzeit ist ein Maß für die Verstärkung. In Abhängigkeit vom Auftreffort auf dem Szintillator wurde diese Summe bestimmt. Trifft das Elektron direkt vor einem Photomultiplier auf ($X30$), ist die Verstärkung dieses Signals um einen Faktor zwei größer als bei Auftreffen des Elektrons zwischen zwei Photomultipliern ($X05$, siehe Abbildung 4.2).

4.1.2 Neues Detektordesign

Um das vom Szintillator emittierte Licht besser auf die Photomultiplier zu verteilen, wurde zwischen Szintillator und Photomultipliern eine 2 cm starke und 13 mal 19 cm große Plexiglasplatte eingefügt und mit einem Vakuum-Fett² an den Szintillator angekoppelt. Die Stirnseiten wurden mit Hostaphanfolie bedeckt. Die Positionen der Photomultiplier auf dem Plexiglas entsprachen den Positionen auf der Rückseite des Szintillators im ursprünglichen Setup. Erneute Messungen mit der beweglichen Eichquelle ergaben bereits eine deutlich verbesserte Homogenität und Energieauflösung. Um Lichtverluste am Übergang zwischen Szintillator und Plexiglas zu vermeiden, wurden in einem zweiten Schritt die beiden Komponenten mit einem optischen Zement verklebt³. Die Stirnseiten

²Die optischen Eigenschaften des Graisse à vide sind in [Plo00] ausführlich beschrieben.

³Optischer Zement: Bicon, BC600.

und Teile der Rückseite⁴ wurden mit reflektierender Farbe bemalt⁵, welche die Reflexion der Photonen an den Innenflächen des Detektors und damit die Lichtausbeute erhöhen sollte. Die folgenden Abbildungen 4.3 bzw. 4.4 zeigen das neue Design und das Ergebnis eines dazu durchgeführten Scans, wie er im vorigen Abschnitt beschrieben wurde. Die Startposition X00 liegt zwischen PM3 und PM5, die Endposition X30 vor PM3. Die Schwankungen in der Summe der Ausgangssignale aller Photomultiplier liegen hiernach bei nur 5%. Dieses Ergebnis konnte auch an anderen Stellen des Detektors reproduziert werden. Die Photonen werden sehr viel homogener auf die Photomultiplier verteilt. Auch Photomultiplier, die vom Auftreffort des Elektrons entfernt angekoppelt sind, erhalten noch etwa 25% des Lichts, das der Photomultiplier direkt hinter dem Auftreffort erhält (siehe Vergleich PM3 zu PM6 bei Position X25 in Abbildung 4.4.).

Eine mögliche Erklärung der verbesserten Homogenität des neuen Detektors ist der größere Raumwinkel, unter dem die Photonen aus dem Szintillator die aktiven Flächen der Photomultiplier sehen (der Detektor ist 25 mm stark). Im alten Detektor, der nur 5 mm stark ist, benötigen die Photonen mehr Reflexionen an den Innenseiten des Szintillators, bis sie einen Photomultiplier erreichen. Bei einem tatsächlichen Reflexionsgrad, der unter dem bei den Monte-Carlo-Simulationen angenommenen Reflexionsgrad (90%, siehe [May01]) liegt, gingen dadurch viele Photonen an den Randflächen verloren. Die Dicke der Plexiglasplatte ist demnach ein Parameter, mit dem der Detektor noch weiter optimiert werden kann.

4.2 Kalibrierung und Eichung

Ein Detektor, der von mehreren Photomultipliern ausgelesen wird, muß bei Inbetriebnahme kalibriert werden. Das bedeutet, daß die Verstärkungen der einzelnen Photomultiplier einander angepaßt werden muß. Die hierzu verwendete Methode ist [Kre99] entnommen. Bei einer definierten Energiedeposition E_{dep} eines Elektrons im Szintillator verteilt sich das Licht auf die sechs Photomultiplier und deponiert dort je nach Auftreffort des Elektrons eine Energie $E_i = c_i \cdot E_{\text{dep}}$. Die Photomultiplier verstärken diese Photonen je zu einem Ausgangssignal S_i . Die Kalibrationskonstante γ_i ist definiert als Verhältnis von der Energie E_i , die einem Ausgangssignal S_i zugewiesen wird, zum Ausgangssignal S_i :

$$\gamma_i = \frac{E_i}{S_i}. \quad (4.1)$$

Die gesamte deponierte Energie ergibt sich dann als

$$E_{\text{dep}} = \sum_{i=1}^6 \gamma_i S_i. \quad (4.2)$$

Dies gilt nur unter der Annahme, daß alle Photonen beliebig oft im Detektor reflektiert werden und dann auf den Photokathoden der Photomultiplier nachgewiesen werden. Aufgrund der leichten Unterschiede in der Verstärkung der Photomultiplier und der Geometrie des Detektors gilt dies nicht für beliebige Auftrefforte. Seien N Ereignisse über den Szintillator verteilt. Die Konstanten γ_i sind derart zu bestimmen, daß die

⁴Die Flächen, an denen die Photomultiplier angekoppelt werden, wurden frei gelassen.

⁵Reflektive Farbe: Bicon, BC620.

Standardabweichung

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\sum_{i=1}^6 \gamma_i S_i^j - E_{\text{dep}} \right)^2 \quad (4.3)$$

ein Minimum annimmt⁶. Um dieses χ^2 zu minimieren, wurden zuerst die Verstärkungen der Photomultiplier eingestellt.

4.2.1 Grobkalibrierung

Bei gleicher Versorgungsspannung unterscheidet sich der Verstärkungsfaktor der Photomultiplier beträchtlich. In [Plo00] wurden hierzu alle verwendeten Photomultiplier untersucht. Eine grobe Anpassung der Verstärkung erfolgte in einem ersten Schritt über das Einstellen der Hochspannung. Eine Platte mit sechs Eichquellen gleichen Typs (^{207}Bi) und einer geometrischen Anordnung der Quellen, die der Anordnung der Photomultiplier entspricht, wurde unmittelbar vor dem Detektor angebracht. Die Konversionselektronen treffen, vom Magnetfeld geführt, jeweils im Bereich direkt vor einem Photomultiplier auf den Szintillator. Das Energiespektrum jedes einzelnen Photomultipliers zeigt schon die Struktur eines Wismutspektrums. Durch iteriertes Anpassen der Spannung lassen sich die Maxima der Wismutpeaks in den einzelnen ADC-Spektren in etwa auf die gleichen Kanäle bringen.

4.2.2 Messung der Homogenität

Um die Homogenität des grobkalibrierten Detektors zu messen, wurde das in Abschnitt 4.1.1 beschriebene System verbessert. Mit einer in zwei Dimensionen bewegliche Eichquelle läßt sich der Detektor absキャンen. Eine Wismutquelle ist an einer Zahnstange montiert, die durch ein Zahnrad in einem Gehäuse verfahren werden kann. Dieses Gehäuse sitzt seinerseits wieder auf einer Zahnstange, welche 90 Grad zur ersten steht. So kann mittels zweier Drehdurchführungen, wie sie bei PERKEO bereits vorgesehen sind, die Quelle in zwei Dimensionen mit Schrittmotoren exakt und reproduzierbar bewegt werden. Zur Messung der Homogenität verfährt man die Quelle in möglichst kleiner Rasterung über den gesamten Detektor und vergleicht die Lage der oberen Wismutpeaks im Spektrum als Maß für die Verstärkung.

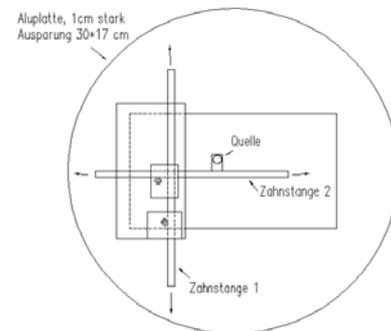


Abbildung 4.5: x-y-Eichquelle

Die einzelnen Spektren wurden zuvor geglättet⁷, um die Bestimmung der Maxima automatisieren zu können. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Das

⁶Dieses Verfahren ist für ein möglichst homogenes Verhalten des Gesamtdetektors bei integraler Datenanalyse nötig. Zur Ortsrekonstruktion muß ein anderes Verfahren angewendet werden (siehe Abschnitt 4.6).

⁷Das Spektrum wurde nach der Methode des Adjacent-Averaging geglättet. Hierbei wird der Inhalt eines jeden Kanals zusammen mit den Inhalten der benachbarten Kanäle gemittelt und so neu bestimmt. In diesem Fall wurden sechs benachbarte Kanäle berücksichtigt, also die Inhalte der Kanäle im Intervall $[i - 3, i + 3]$.

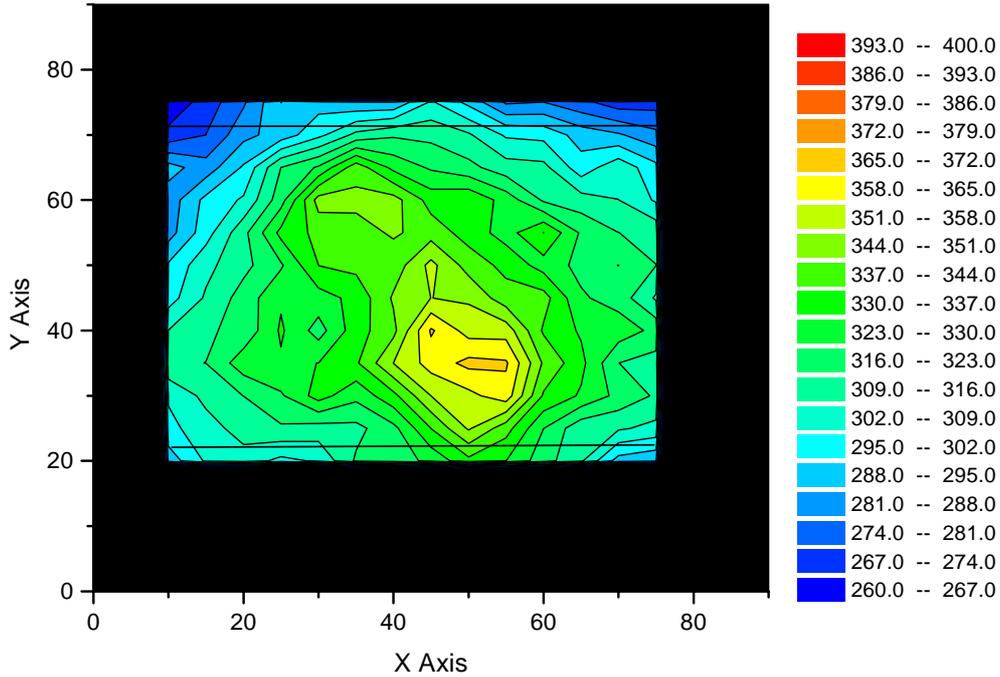


Abbildung 4.6: Ortsabhängige Verstärkung in Detektor 1 nach der Grobkalibrierung. Die Linien in x-Richtung begrenzen die Fläche, die von Zerfallselektronen höchstens erreicht werden kann.

Koordinatensystem ist durch die Positionen der Eichquelle gegeben. Dieses Koordinatensystem wird in Abschnitt 4.6 in [mm] auf dem Szintillator umgerechnet. Der rechteckige Rahmen im Inneren des Bildes markiert die Fläche des Szintillators, die von Teilchen aus dem Zerfallsvolumen höchstens erreicht werden kann⁸. Der grobkalibrierte Detektor weist noch immer große Schwankungen der Verstärkung auf. Diese Schwankungen liegen in dem Gebiet, welches von Zerfallselektronen getroffen werden kann, bei bis zu 25%.

4.2.3 Das Nachkalibrieren der Daten

Die Datennahme erfolgt mit dem grobkalibrierten Detektor. Softwareseitig werden Faktoren γ_i eingeführt, mit denen die Ausgangssignale der Photomultiplier so gewichtet werden, daß die Verstärkung über die Fläche des Detektors homogenisiert wird. Um die Kalibrationskonstanten in Gleichung 4.3 so zu bestimmen, daß χ^2 minimal wird, wird diese Gleichung nach γ abgeleitet und gleich null gesetzt. Es ergibt sich das Gleichungssystem

$$\sum_{i=1}^6 \gamma_i \sum_{j=1}^N S_k^j S_i^j = E_{\text{dep}} \sum_{j=1}^N S_k^j \quad ; k \in \{1, \dots, 6\}. \quad (4.4)$$

⁸Das gilt nur in x -Richtung, da hier die in Abschnitt 3.3 beschriebenen Blenden das Zerfallsvolumen in Neutronenflugrichtung eingrenzen. Der in y -Richtung getroffene Bereich muß noch mit Strahlendaten über die später beschriebene Ortsrekonstruktion bestimmt werden. Dieser Bereich ist kleiner als der in Abbildung 4.6 gezeigte farbige Bereich, der in y -Richtung durch den Folienhalter vorgegeben ist.

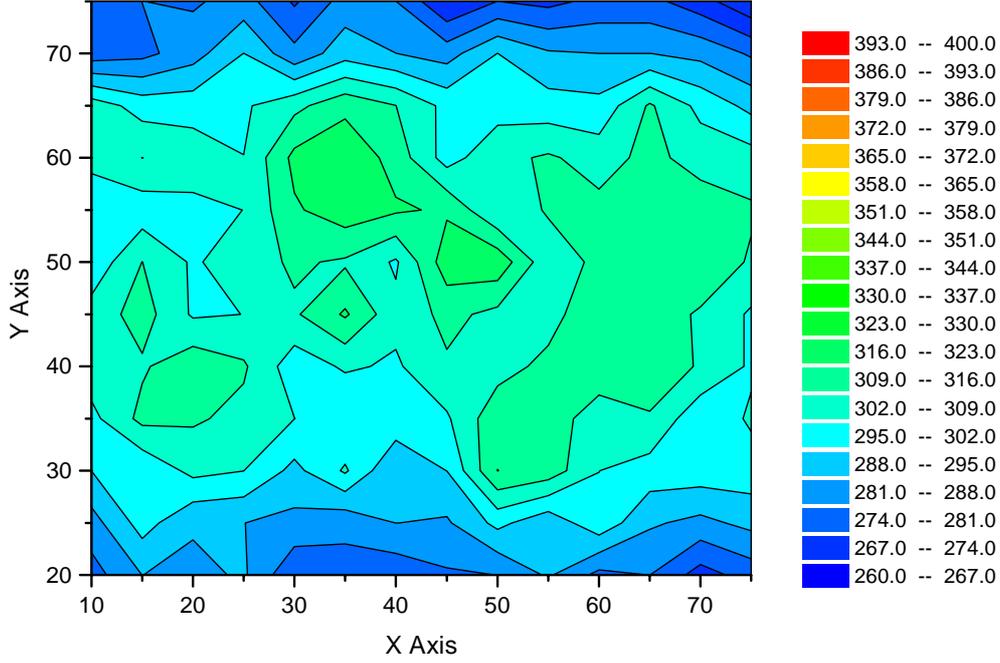


Abbildung 4.7: Ortsabhängige Verstärkung unter Verwendung der Kalibrierungskonstanten.

Definiert man nun die Vektoren

$$\vec{\gamma} := \begin{pmatrix} \gamma_1 \\ \vdots \\ \gamma_6 \end{pmatrix} \quad ; \quad \vec{a} := E_{\text{dep}} \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^N S_1^j \\ \vdots \\ \sum_{j=1}^N S_6^j \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

und die Matrix

$$M = \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^N S_1^j S_1^j & \cdots & \sum_{j=1}^N S_1^j S_6^j \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{j=1}^N S_6^j S_1^j & \cdots & \sum_{j=1}^N S_6^j S_6^j \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

so lassen sich die Gleichungen zu einer Vektorgleichung zusammenfassen:

$$M\vec{\gamma} = \vec{a}. \quad (4.7)$$

Die Matrix M und der Vektor \vec{a} werden mit N über den Detektor verteilten Ereignissen gleicher Energie gefüllt. Um dies zu erreichen, wurden die Daten aus der im vorigen Abschnitt erklärten Homogenitätsmessung verwendet. Für jeden Meßpunkt wurde das zugehörige Wismutpektrum geglättet. Danach wurde jeweils die Lage des Maximums und die Breite (in Standardabweichung σ) des Peaks bestimmt. Alle Ereignisse, die in diesem $1\text{-}\sigma$ -Bereich des Peaks liegen, wurden verwendet. Um die Methode zu überprüfen und um eine Unsicherheit für die Konstanten γ_i angeben zu können, wurden diese auch mit Ereignissen im $2\text{-}\sigma$ und $3\text{-}\sigma$ -Bereich bestimmt. Die Schwankungen der Konstanten lagen danach bei etwa einem Prozent. Die so ermittelten Kalibrationskonstanten sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Um den Effekt dieser nachträglichen Homogenisierung zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.7 das Ergebnis des gleichen x - y -Scans mit nachkalibrierten Daten gezeigt. Die

PM Nr.	1	2	3	4	5	6
γ_i	1.12	1.08	0.66	0.79	0.93	1.42

Tabelle 4.1: Die Kalibrationskonstanten γ_i .

Schwankungen in der Verstärkung gingen hiernach auf 10% zurück. Auffällig ist, daß die beiden am weitesten außen liegenden Photomultiplier verstärkt werden. Die in der Mitte liegenden Photomultiplier werden abgeschwächt. Das liegt daran, daß von Licht, welches am Rand entsteht, ein geringerer Anteil in die Photomultiplier gelangt. Durch zusätzliche Photomultiplier außerhalb des von Elektronen getroffenen Bereichs kann dieser Effekt reduziert werden.

4.3 Schwelle und Triggerfunktion

Das Energiespektrum der Elektronen aus dem Neutronzerfall beginnt bei 0 keV. Bei einer Nachweisschwelle von 0 keV würden daher alle Zerfallselektronen nachgewiesen. Die tatsächliche Nachweisschwelle eines Detektors liegt aber immer höher. Dies ist bedingt durch eine eventuell vorhandene Totschicht, die Abschwächlänge des emittierten Lichts im Szintillator selbst, die Quanteneffizienz⁹ der Photomultiplier als auch durch die Schwelle der Diskriminatoren. Diese Schwelle muß so hoch eingestellt sein, daß auf unvermeidliches elektronisches Rauschen der Photomultiplier und der Elektronik nicht getriggert wird. Die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie des Elektrons wird durch die Triggerfunktion beschrieben.

Die Triggerfunktion wurde nach der bei [Rei99] beschriebenen Methode bestimmt. Verwendet werden hierzu Elektronen aus dem β -Zerfall wegen ihres kontinuierlichen Energiespektrums. Für die Triggerfunktion von Detektor 2 betrachtet man alle Ereignisse, bei denen Detektor 1 als erstes getriggert hat ($N_1(C)$). Etwa 3% der Elektronen werden aus dem ersten Detektor rückgestreut und deponieren den Rest ihrer Energie im zweiten Detektor. In Abhängigkeit vom Kanal des 2. Detektors wird nun die Anzahl der Ereignisse bestimmt, in denen auch der 2. Detektor getriggert hat ($N_{1\&2}(C)$). Die Anzahl der Ereignisse, in denen Detektor 2 nicht getriggert hat, ist $N_{1\&\bar{2}}(C)$. Die Triggerwahrscheinlichkeit als Funktion der Energie in Kanälen ergibt sich dann als:

$$T(C) = \frac{N_{1\&2}(C)}{N_{1\&2}(C) + N_{1\&\bar{2}}(C)} = \frac{N_{1\&2}(C)}{N_1(C)}. \quad (4.8)$$

Die Parametrisierung des erwarteten Verlaufs ist nach [Rei99] durch

$$T(C) = 1 - e^{-a(C-b)} \quad (4.9)$$

gegeben, wobei a und b Fitparameter sind.

Die Triggerfunktionen der beiden Detektoren sind in den Abbildungen 4.8 und 4.9 gezeigt. Demnach werden in Detektor 1 Elektronen mit einer kinetischen Energie von 35 keV mit einer Wahrscheinlichkeit von 10% nachgewiesen. Ereignisse mit 92 keV werden zu 90% nachgewiesen. Für Detektor 2 gelten etwa gleiche Werte. Die Parameter des Fits ergeben sich zu $a_1 = 0.21 \pm 0.07$, $b_1 = 11.8 \pm 0.15$, $a_2 = 0.15 \pm 0.05$ und $b_2 = 10.6 \pm 0.25$.

Diese Schwelle ist im Vergleich zu den Energien der Sekundärelektronen relativ hoch.

⁹Die Quanteneffizienz gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein die Photokathode treffendes Lichtquant ein Photoelektron auslöst. Für die von uns verwendeten Photomultiplier liegt diese nach [Pl00] bei 22%.

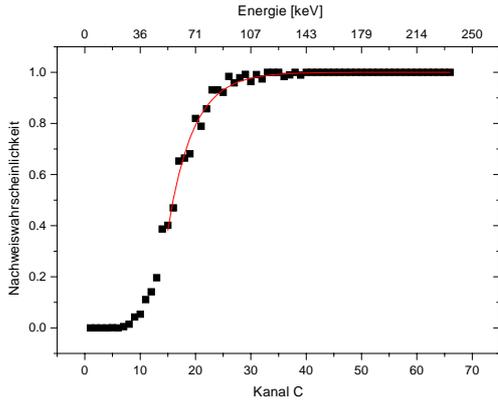


Abbildung 4.8: $T(C)$ Detektor 1.

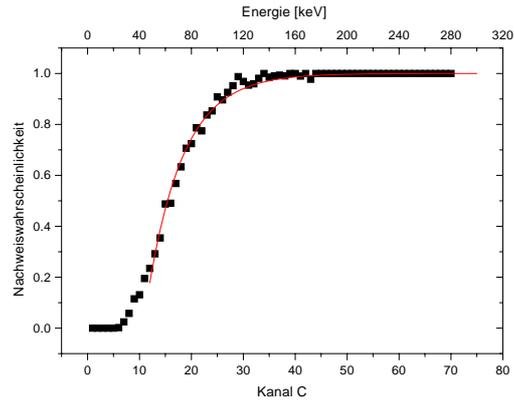


Abbildung 4.9: $T(C)$ Detektor 2.

Die Nachweisschwelle für Sekundärelektronen wurde deshalb durch eine Änderung der Elektronik verbessert. Die für Zerfallselektronen gültige Triggerbedingung, daß mindestens zwei der sechs Photomultiplier über der Nachweisschwelle der Diskriminatoren liegen (Rauschunterdrückung, zur Datenaufnahme siehe [Mun00]), wird auf Sekundärelektronen nicht angewandt. Hier wird bereits getriggert, wenn einer der Photomultiplier anspricht. Dadurch konnte die Triggerschwelle deutlich verbessert werden (siehe Abschnitt 5.2).

4.4 Energieauflösung

Unter der Energieauflösung versteht man den Abstand zweier nahe aneinander liegender Energien, die vom Detektor noch unterschieden werden können. Idealerweise ist die Form des vom Detektor gemessenen Energiespektrums einer monoenergetischen Quelle eine scharfe Deltafunktion. Verschiedene Prozesse führen in einem tatsächlichen Detektor aber immer zu einer Verbreiterung. Diese Verbreiterung als Detektor-Eigenschaft wird beschrieben durch die

$$\text{Auflösung} = \Delta E/E, \quad (4.10)$$

wobei ΔE wahlweise in *full width at half maximum* oder in *Standardabweichung* σ angegeben wird, mit $fwhm = 2,35 \cdot \sigma$. In dieser Arbeit wird die Standardabweichung verwendet.

Bei allen Detektoren, die Teilchen mittels Ionisation und Anregung nachweisen, ist die Anzahl der entstehenden Photonen poissonverteilt (siehe z.B. [Leo94]). Das lineare Ansteigen der Anzahl der Anregungen und Ionisationen mit ansteigender Energie der einfallenden Teilchen führt zu geringeren relativen Fluktuationen. Damit nimmt die Energieauflösung mit der Energie zu¹⁰.

Bei einem Nachweis von Elektronen in einem Plastiksintillator spielen die folgenden Effekte eine Rolle:

- Die Anzahl der die Photomultiplier erreichenden Photonen in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des einfallenden Elektrons und der Lichtsammlung (ΔE_{szint}).

¹⁰Zu größeren Photonenzahlen hin geht die Poissonverteilung in eine Gaussverteilung über, die statistischen Fluktuationen sind hier proportional zur Wurzel der Anzahl der Photonen.

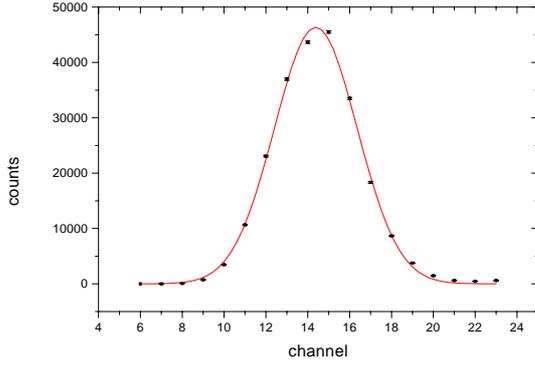


Abbildung 4.10: Pedestal Detektor 1, $C_{\text{ped1}} = 14.3 \pm 0.02$, $\sigma_{\text{ped1}} = 1.98 \pm 0.03$.

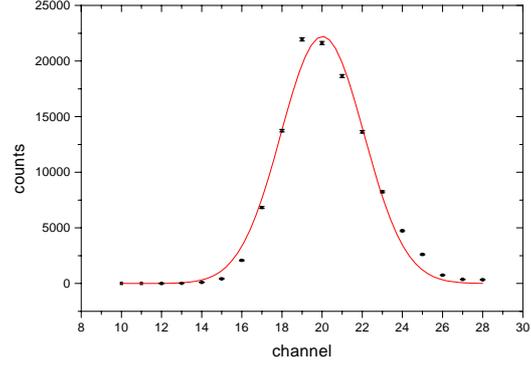


Abbildung 4.11: Pedestal Detektor 2, $C_{\text{ped2}} = 20.0 \pm 0.06$, $\sigma_{\text{ped2}} = 2.05 \pm 0.05$.

- Die Konversion von Photon in Photoelektron auf der Photokathode (ΔE_{pe}).
- Das Rauschen der Photomultiplier (ΔE_{PM}).
- Das Rauschen der Ausleseelektronik (ΔE_{elektr}).

Nach [Leo94] ergibt sich das Quadrat der gesamten Breite ΔE als Summe der Quadrate der einzelnen Breiten ΔE_i . Die gesamte Breite kann beschrieben werden als:

$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_{\text{szint}})^2 + (\Delta E_{\text{pe}})^2 + (\Delta E_{\text{PM}})^2 + (\Delta E_{\text{elektr}})^2 \quad (4.11)$$

Das Rauschen der Elektronik erhält man aus der Breite der Pedestal-Kanäle der ADCs. In diese Kanäle wird dann eingetragen, wenn der ADC ein Gate hatte, jedoch kein Signal. Aus den Gauss-Fits an die Pedestal-Kanäle der beiden Detektoren ergibt sich eine Breite von $\sigma_{\text{elektr1}} = 1.98 \pm 0.03$ Kanäle für Detektor 1 und $\sigma_{\text{elektr2}} = 2.05 \pm 0.05$ Kanäle für Detektor zwei (siehe Abbildungen 4.10 und 4.11).

Der bestimmende Prozeß bei der Verbreiterung der Signale ist der statistische Prozeß der Umwandlung der Photonen aus dem Szintillator in Photoelektronen (siehe [Plo00]). Der Zusammenhang zwischen Energieauflösung und Photoelektronenzahl $N(E)$ ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{\sqrt{N(E)}}. \quad (4.12)$$

Somit läßt sich anhand der Auflösung die Anzahl der Photoelektronen bestimmen (siehe nächster Abschnitt). Dadurch läßt sich abschätzen, wie hoch die Verluste an Photonen im Detektor sind.

Verstärkung

Ausgelesen wird der Detektor mittels Photomultipliern, über deren Strompulse in ADCs (Analog to Digital Converter) integriert wird und deren Pulse in Kanalnummern übersetzt werden. Unter der Annahme, daß alle beteiligten Prozesse linear zur Energiedeposition des Elektrons sind, gibt folgende Beziehung den Zusammenhang zwischen der Anzahl der Photoelektronen und dem Kanal des ADC an:

$$C = g_{\text{PE}} \cdot N(E) + C_{\text{ped}}, \quad (4.13)$$

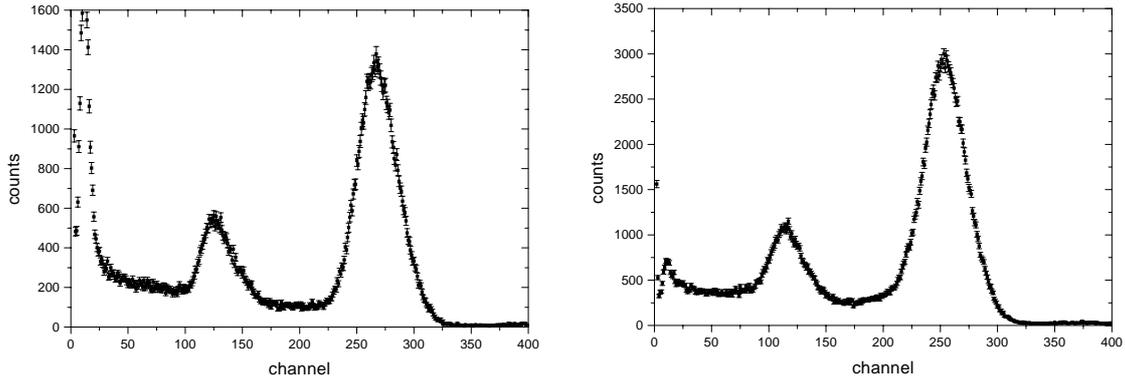


Abbildung 4.12: Detektor 1 (links) und 2 (rechts): Eichspektren zur Bestimmung von $N(E)$ und g_{PE} .

wobei C der Kanal des ADC, g_{PE} die Verstärkung in Einheiten Kanal pro Photoelektron und N die Anzahl der Photoelektronen pro MeV ist. Der Pedestal-Kanal C_{ped} ist ein am ADC einzustellender Offset. Der mittlere Pedestal-Kanal des Detektor 1 liegt bei 14.38 ± 0.02 , der des Detektor 2 bei 20.0 ± 0.06 (siehe Abbildungen 4.10 und 4.11). Die Anzahl der Photoelektronen bei 1 MeV wurde aus der Breite des oberen Peaks von über den Detektor verteilten und gemittelten Eichspektren mit ^{207}Bi bestimmt. Danach ergibt sich für Detektor 1 $N_1(1 \text{ MeV}) = 280.6 \pm 0.2$ und für Detektor 2 $N_2(1 \text{ MeV}) = 238.0 \pm 0.2$. Die Werte der Verstärkungsfaktoren ergeben sich zu $g_{PE1} = 0.963 \pm 0.003$, $g_{PE2} = 1.073 \pm 0.004$. Die beiden Eichspektren, aus denen diese Werte ermittelt wurden, zeigt Abbildung 4.12. Diese wurden an einer festen Position der Eichquelle aufgenommen. Die Energieauflösung bei einer Elektronenergie von 1 MeV beträgt (nach Gleichung 4.12) 6% für den Detektor 1 und 6.5% für den Detektor 2. In $fwhm$ ausgedrückt bedeutet das eine Auflösung von 14% für Detektor 1 und 15.4% für Detektor 2.

4.5 Linearität

Mit dem kalibrierten Detektor wird nun dessen Linearität überprüft. Dazu werden verschiedene Eichquellen verwendet, welche Konversionselektronen im Bereich des β -Spektrums emittieren. Diese Energien sind diskret. Die Kanalnummer des ADC-Eintrags gegen die Energie der Konversionselektronen gibt Auskunft über die Energielinearität des Detektors. Die hierzu verwendeten Eichpräparate sind ^{207}Bi , ^{139}Ce und ^{113}Sn . Tabelle 4.2 zeigt die Energien der jeweiligen Konversionselektronen.

Die Abbildungen 4.13 -4.14 zeigen die Energiespektren der Präparate für beide Detektoren. Die Aktivitäten der Quellen unterscheiden sich stark. Da bei beiden Quellen gleich lange gemessen wurde (600 s), unterscheiden sich die absoluten Peakhöhen. In Abbildung 4.15 ist für den Detektor 1 die Lage der Maxima dieser Peaks in Abhängigkeit der Energie der Konversionselektronen gezeigt.

Der ^{113}Sn -Peak liegt deutlich unter dem linearen Fit an die Lage der Maxima. Das liegt wahrscheinlich daran, daß die Quelle nicht an der gleichen Stelle vor dem Detektor stand wie die beiden anderen Präparate. Die Elektronen treffen dann an einem Ort geringerer Verstärkung auf den Szintillator. Der Auftreffort der Konversionselektronen aus der Quelle läßt sich nicht rekonstruieren (siehe nächster Abschnitt), da nur Summenspektren aufgenommen wurden, die Information aller sechs Photomultiplier zu jedem Ereignis also

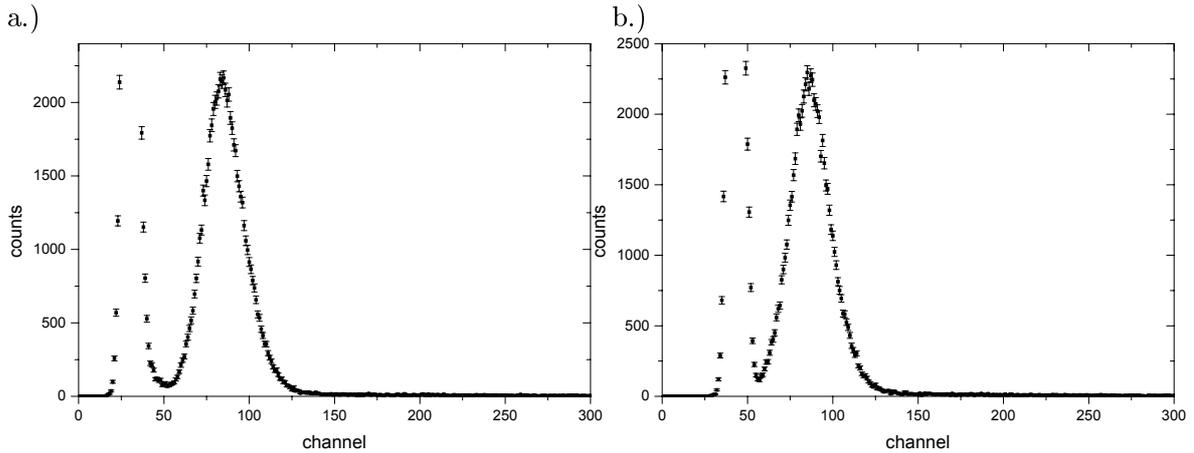


Abbildung 4.13: Cer: (a) Detektor 1, (b) Detektor 2.

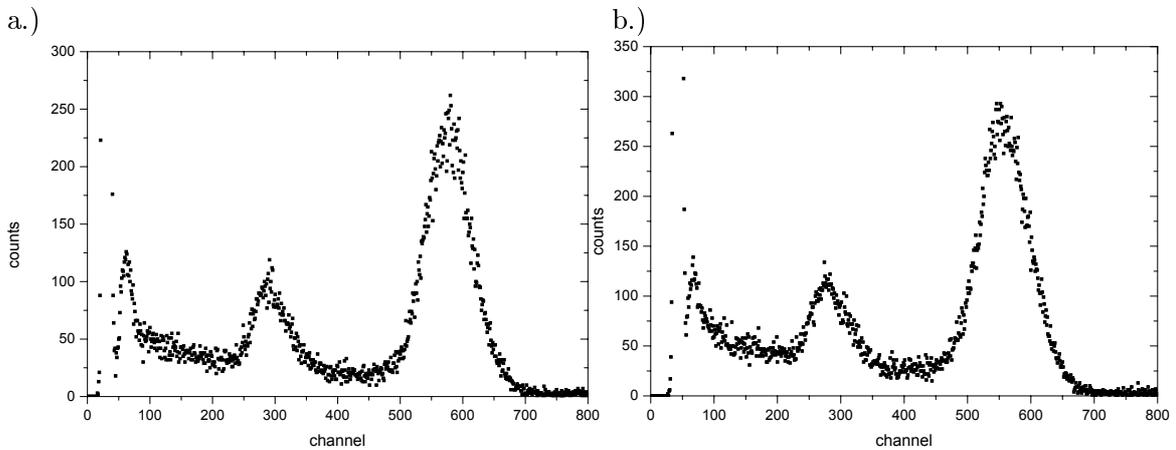


Abbildung 4.14: Wismut: (a) Detektor 1, (b) Detektor 2.

fehlt. Zudem war die ^{113}Sn -Quelle verunreinigt. Sie wurde deshalb nicht berücksichtigt.

4.6 Ortsrekonstruktion

Die geometrische Anordnung der Photomultiplier auf dem Detektor eröffnet die Möglichkeit, den Auftreffort eines Elektrons zu rekonstruieren. Ist der Auftreffort des Teilchen bekannt, so hat dies mehrere Vorteile. Die immer noch vorhandenen örtlichen Schwankungen der Verstärkung können dann mit Hilfe von ortsabhängigen Gewichtungsfaktoren ausgeglichen werden. Trifft ein Elektron den Detektor an einer Stelle geringer Verstärkung, so wird dieses Ereignis durch einen Faktor nachverstärkt. Ein weiterer Vorteil ist, daß bei koinzidenten Ereignissen die beiden Auftrefforte verglichen werden können. Der räumliche Abstand der Auftrefforte ist bei echten Koinzidenzen durch den maximalen Gyrationradius der Zerfallsteilchen beschränkt. Ist der räumliche Abstand größer, so kann dieses Ereignis als Untergründereignis identifiziert und verworfen werden. Wie genau eine solche Rekonstruktion möglich ist, wird im folgenden an Messungen mit der beweglichen Eichquelle untersucht.

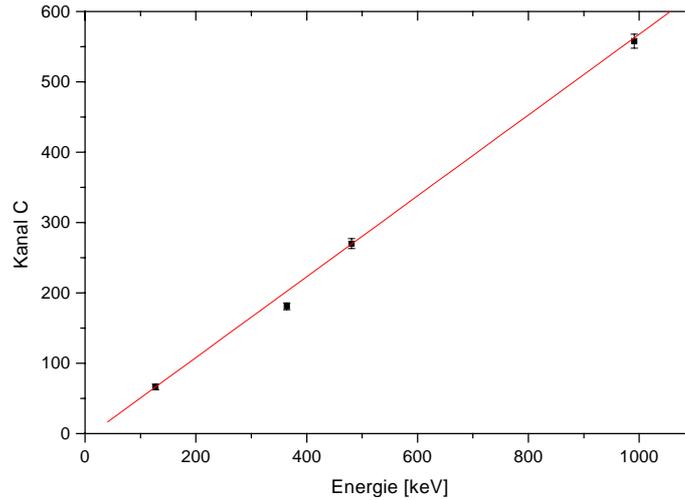


Abbildung 4.15: Maxima der Energiespektren der Eichpräparate in Abhängigkeit der Energie.

Mutternuklid	Energie der Konversionselektronen	Emissionswahrscheinlichkeit
^{207}Bi	481 keV	2%
	975 keV	7%
	1047 keV	2%
^{113}Sn	364 keV	29%
	388 keV	6%
^{139}Ce	127 keV	25%

Tabelle 4.2: Konversionselektronen der verwendeten Eichpräparate. Bei der 1 MeV-Linie von Wismut sind K- und L-Konversionselektronen getrennt aufgeführt, ebenso bei Zinn. Energien und Wahrscheinlichkeiten sind entnommen aus [G⁺00]. Eine genaue Beschreibung der üblichen Eichpräparate findet sich bei [Met95].

4.6.1 Rekonstruktionsmodell

Die Positionen der Photomultiplier auf der Rückseite des Detektors sind bekannt. Anhand der Einträge in die einzelnen ADCs kann der Ort unter Anwendung verschiedener Methoden rekonstruiert werden. In [May01] sind zwei Ansätze erläutert und mit Monte-Carlo-Simulationen überprüft worden¹¹. Diese Verfahren zeigen entweder Mehrdeutigkeiten oder sind mit enormem Rechenaufwand verbunden. Anhand der Daten aus dem x - y -Scan wurde deshalb ein angepaßtes Verfahren zur Ortsrekonstruktion entwickelt. Den gemessenen Zusammenhang zwischen dem Auftreffort eines 1 MeV-Elektrons und dem ADC-Eintrag zu je einem Photomultiplier zeigt die Abbildung 4.16. Für jeden Punkt der Messung wurden die Ereignisse im 1σ -Bereich des oberen Wismutpeaks berücksichtigt. Mit den zugehörigen Einträgen in die ADCs der einzelnen Photomultiplier wurden Spektren gefüllt. Die Maxima dieser Einzelspektren entsprechen dem mittleren ADC-Kanal C_i eines Photomultipliers bei einem Ereignis von 1 MeV am Ort (x, y) . Die Breite eines ADC-Spektrums ist ein Maß für den Fehler dieses Kanals. Für die vier mittleren

¹¹Bei den beiden Methoden handelt es sich um ein Schwerpunktsverfahren und eine Methode mit einer Modell-Datenbank.

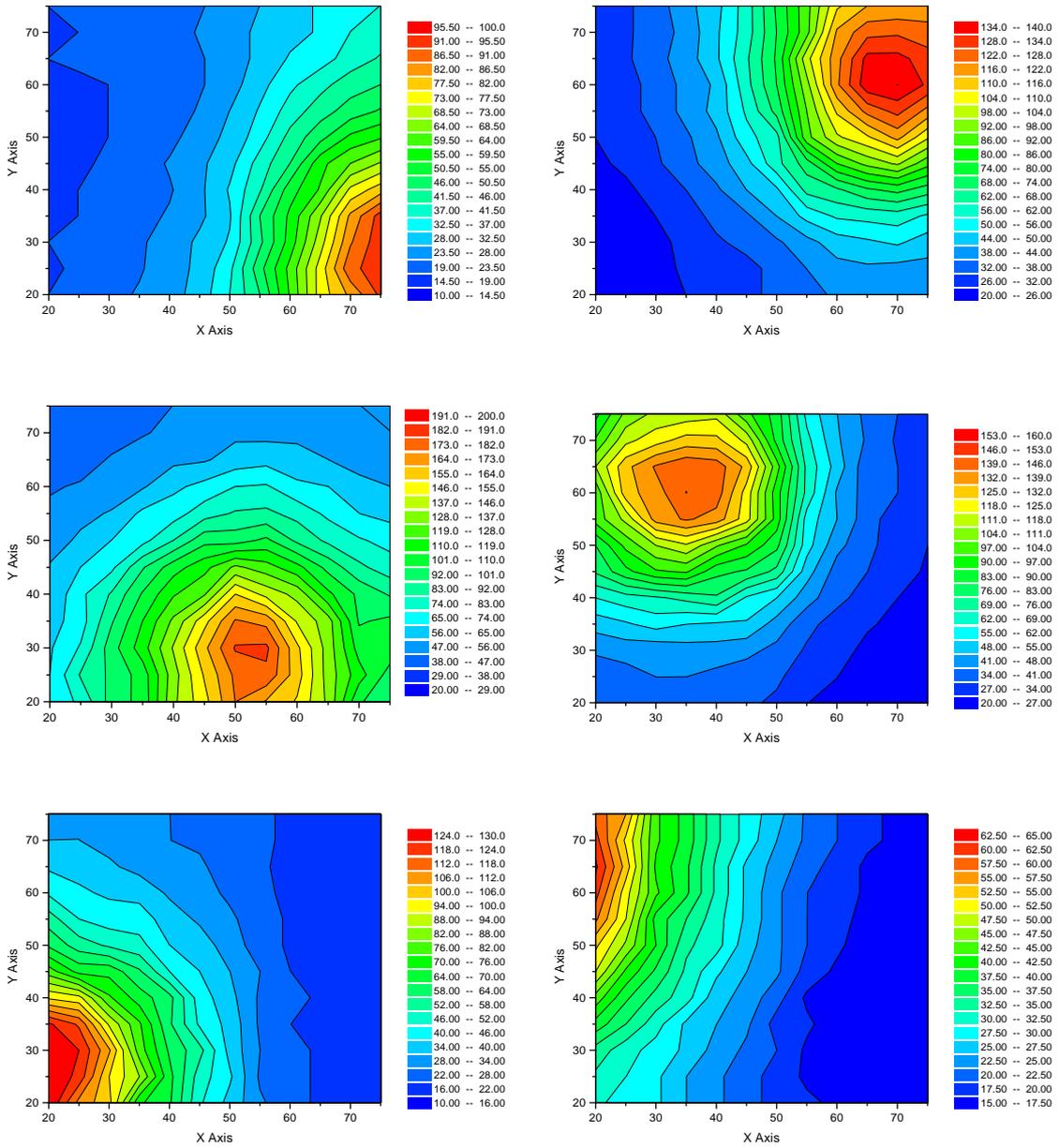


Abbildung 4.16: Abhängigkeit des mittleren ADC-Kanals der Photomultiplier 1-6 vom Auftreffort des 1MeV-Elektrons.

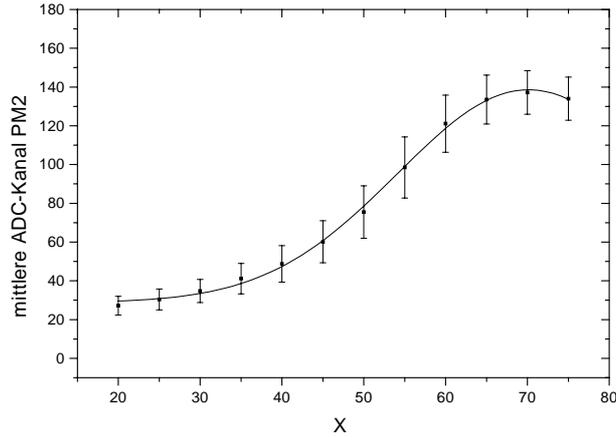


Abbildung 4.17: Funktion f für PM2 in x -Richtung. Die angegebenen Fehler entsprechen der 1σ -Breite der zugehörigen ADC-Spektren.

Photomultiplier fällt der mittlere ADC-Kanal vom Ort des Photomultipliers in guter Näherung radialsymmetrisch ab. Ein entsprechender Ansatz zur Beschreibung dieses Zusammenhangs ist:

$$C_i = E_{\text{dep}} \cdot f_i(|\vec{x}_i - \vec{x}|) \quad (4.14)$$

mit einer Funktion f , welche nur vom Abstand des Ereignisses vom Ort (x_i, y_i) des Photomultipliers abhängt. Welche Form diese Funktion hat, ist schwer vorhersagbar. Bei großer Entfernung erwartet man einen $1/r$ -Abfall. Bei Ereignissen in der Nähe des Photomultipliers sollte diese Funktion mit dem Raumwinkelanteil abfallen, also mit $1/r^2$. Für Ereignisse direkt vor der aktiven Fläche wird ein sehr flacher Verlauf dieser Funktion mit dem Abstand erwartet. Die Funktion f sollte auch für große Entfernungen nicht auf null zurückgehen, da die reflektierenden Stirnseiten des Detektors die Lichtausbreitung beschränken. Es wird daher ein Offset erwartet. Die gemessene Form der Funktion f ist in Abbildung 4.17 gezeigt.

Sie ist durch eine Gaussfunktion sehr gut beschreibbar. Mit dem Ansatz

$$f_i(|\vec{x} - \vec{x}_i|) = f_{0,i} + \frac{A_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\vec{x}_i - \vec{x})^2}{2\sigma_i^2}} \quad (4.15)$$

wird aus Gleichung 4.14

$$C_i = E_{\text{dep}} \cdot \left(f_{0,i} + \frac{A_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\vec{x}_i - \vec{x})^2}{2\sigma_i^2}} \right). \quad (4.16)$$

Bei einem Ereignis mit beliebiger Energiedeposition enthält diese Gleichung die drei Unbekannten E_{dep} , x und y . Die Parameter σ_i , $f_{0,i}$ und A_i werden mit Hilfe der Daten aus dem x - y -Scan für jeden Photomultiplier bestimmt. Es zeigt sich, daß diese Parameter für die Photomultiplier 2, 3 und 4 in etwa übereinstimmen beziehungsweise durch angepaßte Kalibrierungskonstanten in Übereinstimmung gebracht werden können (siehe Tabelle 4.3). Insbesondere sollte hierzu die Verstärkung aller Photomultiplier gleich sein, im Gegensatz zu Abschnitt 4.2, in dem die am Rand liegenden Photomultiplier stärker gewichtet wurden, um den Detektor zu homogenisieren.

PM2	PM3	PM4
$(x_2, y_2) = (69.9, 63.3)$	$(x_3, y_3) = (52.4, 27.4)$	$(x_4, y_4) = (33.7, 61.8)$
$\sigma_{2,x} = 31.7 \pm 1.4$	$\sigma_{3,x} = 29.4 \pm 1.7$	$\sigma_{4,x} = 30.6 \pm 1.6$
$\sigma_{2,y} = 34.1 \pm 1.3$	$\sigma_{3,y} = 32.6 \pm 1.3$	$\sigma_{4,y} = 32.6 \pm 1.3$
$f_{0,2} = 24.4 \pm 1.3$	$f_{0,3} = 33.5 \pm 1.6$	$f_{0,4} = 23 \pm 4$
$A_2 = 4383 \pm 230$	$A_3 = 3668 \pm 260$	$A_4 = 3550 \pm 280$

Tabelle 4.3: Die Parameter der Gaussfits an die experimentell ermittelten Funktionen f_i für die Photomultiplier 2,3 und 4.

Um diese drei Unbekannten x , y und E_{dep} zu bestimmen, benötigt man drei Gleichungen, also drei Photomultipliersignale. Da der relative Fehler eines solchen Signals mit der Signalhöhe kleiner wird, werden jeweils die Photomultiplier mit dem höchsten ADC-Eintrag verwendet. Wird in den Photomultipliern 2, 3 und 4 der größte Teil des Szintillatorlichts deponiert, hängen (bei identischen Parametern A_i und σ_i) x und y wie folgt von den Kanaleinträgen der zugehörigen ADCs ab:

$$x = \frac{(x_2 - x_3) \cdot K_{24} - (x_2 - x_4)K_{23}}{(x_2 - x_3) \cdot (y_2 - y_4) - (x_2 - x_4) \cdot (y_2 - y_3)} \quad (4.17)$$

$$y = \frac{-(y_2 - y_3) \cdot K_{24} + (y_2 - y_4) \cdot K_{23}}{(x_2 - x_3) \cdot (y_2 - y_4) - (x_2 - x_4) \cdot (y_2 - y_3)} \quad (4.18)$$

mit den Ortskoordinaten (x_i, y_i) der Photomultiplier und den Abkürzungen K_{ij}

$$K_{23} = \frac{1}{2} \cdot (x_2^2 + y_2^2 - x_3^2 - y_3^2) + \sigma^2 \cdot \ln \frac{C_2 - f_{0,2} \cdot E_{\text{dep}}}{C_3 - f_{0,3} \cdot E_{\text{dep}}} \quad (4.19)$$

$$K_{24} = \frac{1}{2} \cdot (x_2^2 + y_2^2 - x_4^2 - y_4^2) + \sigma^2 \cdot \ln \frac{C_2 - f_{0,2} \cdot E_{\text{dep}}}{C_4 - f_{0,4} \cdot E_{\text{dep}}}. \quad (4.20)$$

Bei unbekannter Energiedeposition ist E_{dep} nicht eliminierbar, da es sich um transzendente Gleichungen handelt. Mit einer iterativen Prozedur lassen sich aber alle drei Unbekannten annähern. Die Summe aller sechs Photomultiplier ist bereits ein guter Startwert für E_{dep} . Die Koordinaten x und y können damit berechnet werden. Mit diesen Werten läßt sich mit Gleichung 4.16 ein neuer Wert E_{dep} berechnen. Dieses Verfahren wird dann so oft wiederholt, bis ein vorher definiertes Konvergenzkriterium erfüllt ist.

4.6.2 Anwendung der Methode

Das Verfahren wurde an Daten aus dem x - y -Scan überprüft. Die Photomultiplier 2, 3 und 4 wurden zur Rekonstruktion des Auftreffortes verwendet. Die Werte der Parameter für je einen Schnitt in x - und in y -Richtung sind für angepaßte Kalibrierungskonstanten ($\gamma_2 = 1.0$, $\gamma_3 = 0.96$ und $\gamma_4 = 0.95$) in Tabelle 4.3 angegeben.

Die Parameter σ sind hier in den Einheiten des x - y -Scans angegeben, $f_{0,i}$ in Kanälen des ADC. Die Mittelpunkte der Photomultiplier ergeben sich ebenfalls aus den Gaussfits an die Schnitte. Nacheinander wurden bei verschiedenen Position der Quelle die Auftrefforte der Ereignisse gemäß den Gleichungen 4.17 und 4.18 berechnet. In einem ersten Schritt wurden hierfür nur Ereignisse im 1 MeV Peak verwendet, da für diese der Fehler der C_i am kleinsten sein sollte. Die deponierte Energie ist dadurch festgelegt. Mit den berechneten Orten wurden Ortshistogramme gefüllt. Die Abbildungen 4.18 und 4.19

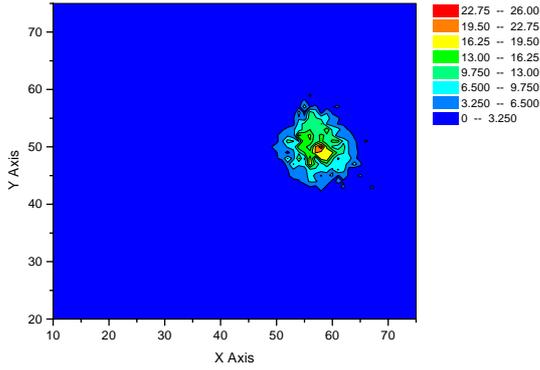


Abbildung 4.18: Rekonstruierte Auftrefforte bei Quellenposition (50,55).

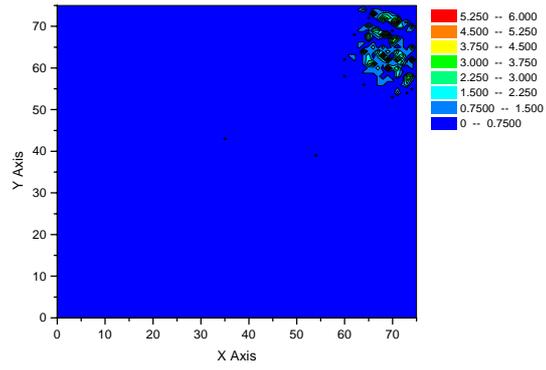


Abbildung 4.19: Rekonstruierte Auftrefforte bei Quellenposition (70,70).

zeigen diese Ortshistogramme für die Positionen (50,55) und (70,70).

Um Aussagen über das Auflösungsvermögen der Rekonstruktion machen zu können, muß das Koordinatensystem in den Einheiten des x - y -Scans in ein Koordinatensystem in mm auf dem Szintillator umgewandelt werden. Dies ist über den Vergleich der Positionen der Mittelpunkte der Photomultiplier möglich. Die Umrechnungsfaktoren ergeben sich zu $1.52 \pm 0.04 \text{ mm}/[x]$ in x -Richtung und $1.34 \pm 0.05 \text{ mm}/[y]$ in y -Richtung. Der Parameter σ wird durch Umskalierung angepaßt. Das Ergebnis der Ortsrekonstruktion in mm zeigt Abbildung 4.20. Ein Schnitt über das Maximum dieser Ortsverteilung läßt sich anfitten (siehe Abbildung 4.21), die Breite dieser Verteilung ergibt sich zu $5 \pm 0.5 \text{ mm}$. Diese Breite Δ_{gesamt} setzt sich zusammen aus der Ortsauflösung der Rekonstruktion Δ_{auf} und der Streuung der Orte Δ_{streu} der Ereignisse (räumliche Ausdehnung der Eichquelle und Gyrationradius für 1 MeV Elektronen). Die Ortsauflösung der Methode ergibt sich für 1 MeV Elektronen als

$$\Delta_{\text{auf}}^2 = \Delta_{\text{gesamt}}^2 - \Delta_{\text{streu}}^2 \quad (4.21)$$

Die Streuung der Ereignisse läßt sich über den Gyrationradius und die Ausdehnung der Eichquelle mit $3 \pm 1 \text{ mm}$ abschätzen. Dies führt zu einer Ortsauflösung des Verfahrens von $4 \pm 1.4 \text{ mm}$.

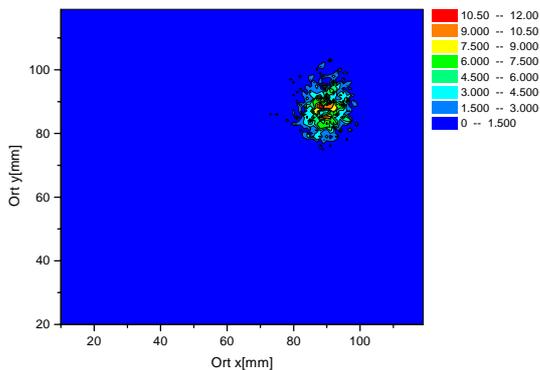


Abbildung 4.20: Rekonstruierte Auftrefforte im Koordinatensystem des Szintillators bei Quellenposition (50,55).

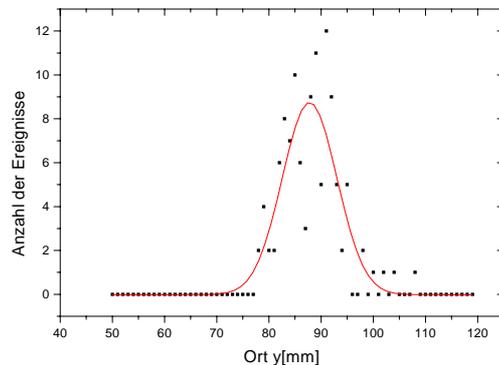


Abbildung 4.21: Schnitt bei $x = 90 \text{ mm}$ mit Fit.

4.6.3 Diskussion der Ortsrekonstruktion

Das Rekonstruktionsverfahren wurde bisher nur mit Elektronen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV getestet. Es wird erwartet, daß das Auflösungsvermögen für Elektronen mit niedrigeren Energien abnimmt, da der relative Fehler des ADC-Eintrags größer wird. Es sollte daher noch ein x - y -Scan mit einer Cer-Eichquelle durchgeführt werden, da die Elektronenergie hier nur knapp über 100 keV liegt. Ergebnisse hierzu könnten Klarheit darüber verschaffen, wie gut die Ortsrekonstruktion von Sekundärelektronen-Ereignissen aus der Protonkonversion möglich ist.

Auch das Verfahren selbst kann verbessert werden. Es wurden bislang nur die drei Photomultiplier mit den höchsten ADC-Einträgen verwendet. Diese müssen aber nicht die am besten geeigneten Photomultiplier sein. Trifft beispielsweise ein Elektron direkt vor einem Photomultiplier auf, so ist dessen ADC-Eintrag der höchste, seine Sensitivität auf den Ort ist aber sehr gering. Die Funktion f zeigt hier eine sehr geringe Änderung des ADC-Eintrags mit dem Abstand des Ereignisses auf. Am sensitivsten auf den Ort ist diese Methode, wenn das Ereignis im Bereich der größten Steigung der Funktion f liegt. Nach diesem Kriterium sollten also die drei Photomultiplier zur Ortsrekonstruktion gewählt werden.

Auch könnte versucht werden, die Einträge aller sechs Photomultiplier zu verwenden. Das Gleichungssystem für x und y ist dann überbestimmt, die rekonstruierten Orte können direkt verglichen werden.

Kapitel 5

Protonendetektor

Wie in Kapitel 3 bereits erwähnt, ist der Protonendetektor keine vom Elektronendetektor unabhängige Einheit. Die zur Proton-Elektron-Konversion verwendete Kohlenstoff-Folie ergänzt den Elektronendetektor zu einem Gerät, welches die beiden Teilchen nachweist. Dieses Kapitel behandelt die Merkmale zur Charakterisierung des Protonteils des Detektors sowie den Einfluß und die störenden Effekte des negativen elektrischen Potentials der Folie.

5.1 Funktionsprinzip

Das Proton wird nach dem Austreten aus der geerdeten Gitterbox (siehe Abschnitt 3.3) auf die Folie beschleunigt. Es wird in der Folie gestoppt, die kinetische Energie wird auf Elektronen des Kohlenstoffs übertragen. Die Prozesse, die zur Emission von Elektronen aus der Folie führen, sind bei [Bra00] beschrieben. Elektronen treten aus der Folie sowohl in Vorwärtsrichtung des Protonimpulses als auch in Rückwärtsrichtung aus. Sie werden dann von der Folie weg in Richtung des abfallenden Potentials beschleunigt. Die Eindringtiefe des Protons in die Folie hängt von dessen kinetischer Energie ab. Die Dicke der Folie darf daher nur so stark sein, daß Protonen die Folie vollständig durchqueren können. Nur dann werden Sekundärelektronen auch in Vorwärtsrichtung emittiert. Für 10 keV-Protonen (kinetische Energie) liegt diese Dicke bei $26.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, für 30 keV bei $63.7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Dicke der von uns verwendeten Folien liegt nach Angaben des Herstellers bei $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Emissionswahrscheinlichkeit von Sekundärelektronen ist in Kohlenstoff eher gering, verglichen mit beispielsweise Aluminiumoxid oder Magnesiumoxid¹. Die Folie ist daher auf einer Seite mit einer Schicht MgO versehen. Diese Seite zeigt im Experiment auf den Elektronendetektor.

5.2 Effizienz

Die Effizienz des Protonnachweises ergibt sich als das Produkt der Effizienzen zweier Prozesse. Zum einen ist dies die Erzeugung von Sekundärelektronen in der Folie, zum anderen der Nachweis dieser Elektronen im Elektronendetektor.

Die Anzahl der Sekundärelektronen ist poissonverteilt, der Mittelwert abhängig von

¹Bei [Rei99] ist die Wahrscheinlichkeit der Sekundärelektronenemission bei Auftreffen eines Protons für verschiedene Materialien zusammengefaßt. Demnach liegt diese Wahrscheinlichkeit bei einer MgO-Schicht 3-15 mal höher als bei einer Kohlenstoff-Folie.

der kinetischen Energie des Protons. Von [Rei99] wurde aus dem Energiespektrum der Sekundärelektronen die Poissonverteilung bestimmt. Die Folie (Kohlenstoff mit MgO-Schicht) lag hierbei auf einem Potential von 29 kV beziehungsweise 22 kV gegenüber Protonenquelle und Elektronendetektor. Als mittlere Anzahl der Sekundärelektronen ergab sich 4.2 bei 22 kV und 4.9 bei 29 kV.

Bei der Poissonverteilung um den Wert 4.2 liegt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß kein Elektron emittiert wird, bei 1.5%. Die Effizienz der Proton-Elektron Konversion liegt dann bei 98.5%.

Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis der Sekundärelektronen im Elektronendetektor hängt im wesentlichen von drei Parametern ab. Es sind dies die kinetische Energie der Elektronen, die Totschicht des Szintillators und die Triggerfunktion des Elektronendetektors. Die kinetische Energie der Elektronen aus der Folie ist bestimmt durch das Potential zwischen Folie und Szintillator. Die gesamte Energie eines Ereignisses von Konversionselektronen ist

$$E_{\text{kon}} = n \cdot e \cdot U_{\text{Folie}} \quad (5.1)$$

mit der Anzahl n Elektronen. Jedes dieser Elektronen durchdringt die Totschicht des Detektors und verliert hierbei im Mittel einige keV. Die im Szintillator deponierte Energie ergibt sich als

$$E_{\text{dep}} = n \cdot (e \cdot U_{\text{Folie}} - E_{\text{tot}}). \quad (5.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von n Elektronen wird mit der Nachweiswahrscheinlichkeit der resultierenden Energie gewichtet. Die Effizienz η des Nachweises von Protonen ergibt sich also zu

$$\eta_{\text{p}} = \sum_{n=1}^{\infty} P(n, U) \cdot T(n \cdot (e \cdot U_{\text{Folie}} - E_{\text{tot}})), \quad (5.3)$$

wobei P die diskrete Poissonverteilung um den Mittelwert λ

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad (5.4)$$

und T die Triggerwahrscheinlichkeit für Sekundärelektronen ist. Diese Triggerfunktion (siehe Abbildungen 5.1 und 5.2) unterscheidet sich von der für Zerfallselektronen, weil für Sekundärelektronen das Triggern nur eines Photomultipliers ausreicht (siehe Abschnitt 4.3). Dadurch konnten die Triggerschwellen auf 26 keV (10% Nachweiseffizienz) und 48 keV (90%) für Detektor 1 bzw. auf 25 keV (10%) und 46 keV (90%) gesenkt werden.

Eine Bestimmung der Effizienz über den Vergleich von Elektron- und Protonzählraten läßt also bei Kenntnis der Parameter wie Totschicht und Triggerwahrscheinlichkeit Aussagen über die Verteilung der Sekundärelektronen zu. Aus den laufenden Meßdaten läßt sich die Protoneffizienz grob abschätzen. Bei einer Messung mit geblocktem Strahl beträgt die Zählrate 125 ± 0.8 Hz. Diese Untergrundzählrate ist eine Folge der Hochspannung. Die Rate der Untergrundkoinzidenzen beträgt 32 ± 0.4 Hz. Mit Strahl erhöht sich die Zählrate auf 212 ± 1 Hz, die der Koinzidenzen auf 86 ± 0.7 Hz. Die Elektronzählrate läßt sich durch die Differenz der Zählraten mit etwa 90 Hz abschätzen, die Protonzählrate mit etwa 50 Hz. Die resultierende Protoneffizienz liegt in dieser vereinfachten Betrachtung über 50%.

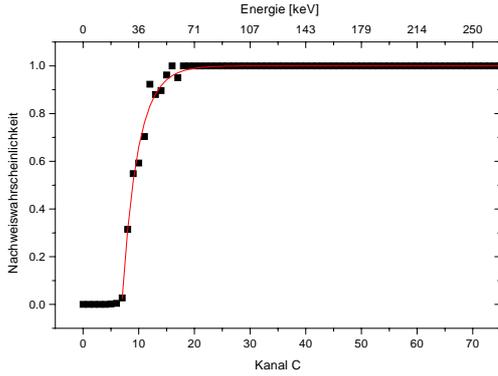


Abbildung 5.1: $T(C)$ für Sekundärelektronen Detektor 1.

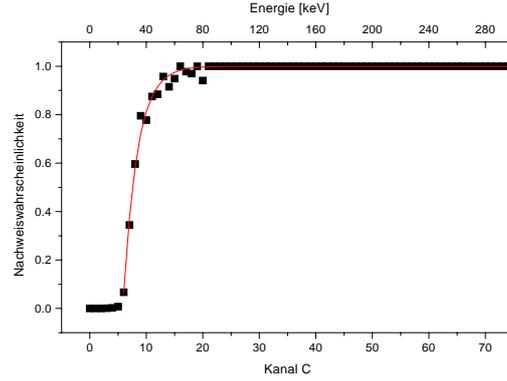


Abbildung 5.2: $T(C)$ für Sekundärelektronen Detektor 2.

5.3 Flugzeit

Die Flugzeit eines Protons vom Neutronzerfall bis zum Nachweis ist abhängig von seiner Impulskomponente in Richtung des Protodetektors². Das Proton gyriert (abhängig von der Impulskomponente senkrecht zum Magnetfeld) auf die Erdungsgitter zu und wird dann mit einsetzendem Potentialgradienten zwischen den Gittern auf die Folie beschleunigt. Der gemessene Verlauf der Protonflugzeit ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Die Flugzeitspektren zu den beiden Spinstellungen des Neutrons unterscheiden sich. Protonen, die parallel zum Spin des Neutrons emittiert werden, erreichen den Detektor im Mittel früher. Das Zeitfenster ist so gewählt ($30\mu\text{s}$), daß die daraus resultierende relative Verschiebung der Größe B kleiner als 0.1% ist.

Bei der Messung der Flugzeit ist das Triggersignal im Elektrodendetektor das Startsignal, der nächste Trigger stoppt die Zeitmessung. Das Elektron erreicht aufgrund seiner hohen kinetischen Energie (im Vergleich zu seiner Ruhemasse) innerhalb einiger Nanosekunden den Detektor. Seine Flugzeit bleibt unberücksichtigt, da sie klein ist gegenüber der des Protons. In Intervallen von 300 s wird je mit und ohne Strahl gemessen. Zusätzlich wurden Protonen in verzögerter Koinzidenz gemessen. Das Zeitfenster, in dem auf Protonen gewartet wird, wurde um etwa $100\mu\text{s}$ bezüglich des Startsignals verzögert. Dies ist nötig, um Untergrundkorrekturen durchzuführen, da in diesem Zeitbereich kaum noch echte Elektron-Proton-Koinzidenzen auftreten.

5.4 Untergrund

Eine Koinzidenzmessung ist im allgemeinen unempfindlich gegen statistischen Untergrund. Sei N die Untergrundrate, dann ist $w dt$ (mit $w = \frac{1}{N}$) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einem Ereignis zu $t = 0$ im Intervall $[t, t+dt]$ ein anderes Ereignis stattfindet. Dieses w ist bei unkorrelierten Signalen nicht abhängig von der Zeit t . Bei der Messung von Flugzeiten startet ein Untergrundereignis, das nächste Ereignis stoppt die Messung. Die Wahrscheinlichkeit $W dt$ für das Auftreten des zeitlichen Abstands t

²Dies ist einer der in Kap 3 erwähnten Nachteile des $2 \cdot 2\pi$ Detektors. Aus der Flugzeitmessung der Protonen lassen sich keine Aussagen über den ursprünglichen Protonimpuls machen. Eine Messung des Koeffizienten a (siehe Kap 2) mit Perkeo ist dadurch schwierig, da das Protonenspektrum hierzu benötigt wird.

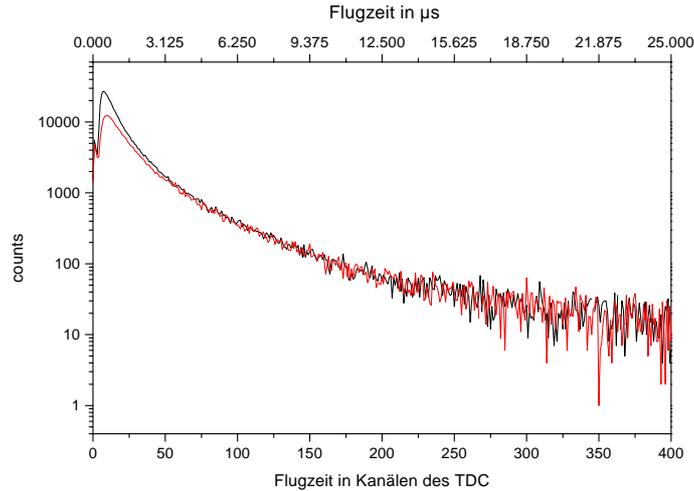


Abbildung 5.3: Gemessenes Flugzeitspektrum von Protonen bei Spin up und Spin down der Neutronen. In den Spektren ist nicht abziehbarer Untergrund enthalten.

zwischen zwei direkt aufeinanderfolgenden Signalen ist das Produkt der Wahrscheinlichkeiten, daß im Intervall $[t, t+dt]$ gestoppt und daß im Intervall $[0, t]$ nicht gestoppt wird. Für $W(t)$ ergibt sich dann folgende Exponentialfunktion (siehe zB. [Leo94]):

$$W(t) = w \cdot e^{-wt}. \quad (5.5)$$

Statistische Untergrundkoinzidenzen lassen sich also in einem Zeitspektrum anfitten und so abziehen. Liegen in diesem Spektrum allerdings zusätzliche Koinzidenzen, seien es Protonen aus dem Zerfall oder ein möglicherweise zeitlich korrelierter Untergrund, ist dies nicht direkt möglich. Der Bereich, der im Spektrum nach dem Peak des Signals oder des korrelierten Untergrunds folgt, ist durch die Ereignisse im Peak unterdrückt. Dies liegt an der Elektronik, die mit dem ersten Signal nach dem Startsignal stoppt und so ein weiteres Stoppsignal nicht als solches interpretiert, sondern als nächstes Startsignal. Der Untergrund zufälliger Koinzidenzen läßt sich in verzögerter Koinzidenz messen. Der exponentielle Abfall des statistischen Untergrunds ist in einem verzögerten Zeitfenster der gleiche, da w nicht zeitabhängig ist. Der TDC-Bereich vor dem Peak des erwarteten Signals sollte mit dem Spektrum ohne Verzögerung übereinstimmen. Dadurch läßt sich der statistische vom zeitlich korrelierten Untergrund unterscheiden. Es sind nun im Spektrum mit Signal getrennt die Kanäle vor dem Peak und hinter dem Peak anzufitten, der Bereich des Peaks liegt zwischen den beiden Fits. Im Bereich des Peaks hängt der Untergrund von der Peakform selbst ab.

5.5 Anteil der zufälligen Koinzidenzen

Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen bei einer Zählrate von N und einem Koinzidenzfenster von τ ist in linearer Näherung

$$N = N^2 \cdot \tau. \quad (5.6)$$

Sei N_0 die Anzahl der Zerfälle im Zerfallsvolumen. Der Anteil von Ereignissen, in denen Elektron und Proton in den gleichen Halbraum emittiert werden liegt nach Monte

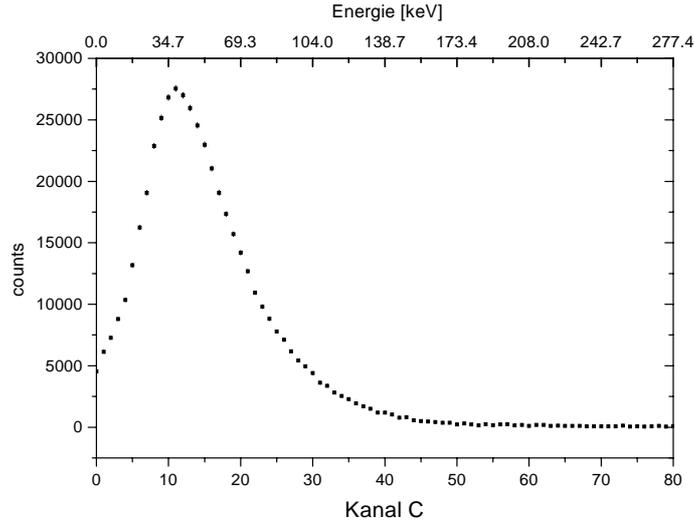


Abbildung 5.4: Energiespektrum der Protonen

Carlo Simulationen bei $x = 3.9\%$ (siehe [Rei99]). Die Anzahl echter Koinzidenzen liegt hiernach bei $N_{\text{echt}} = x \cdot N_0$. Bei einer Messung von B ist die erwartete Gesamtzählrate N in einem Detektor (bei Neutronspin in Richtung des Detektors) die Summe aus den Einzelzählraten für Elektronen, Protonen und dem Untergrund

$$N_{\text{ges}} = N_e + N_p + N_{\text{ug}} = f \cdot N_0 + N_{\text{ug}}, \quad (5.7)$$

wobei $f = 0.86$ der Anteil der Zerfälle ist, in denen Elektron oder Proton parallel zum Neutronenspin emittiert werden. Dies wurde ebenfalls in [Rei99] durch Simulationen bestimmt. In dieser Betrachtung sind die Effizienzen des Nachweises unberücksichtigt. Der Anteil R der zufälligen Koinzidenzen zu echten Koinzidenzen ergibt sich dann als

$$R = \frac{N_{\text{zuf}}}{N_{\text{echt}}} = \frac{(f \cdot N_0 + N_{\text{ug}})^2 \tau}{x \cdot N_0}. \quad (5.8)$$

Bei einem Zeitfenster τ von $30\mu\text{s}$ und bei der erwarteten Zerfallsrate von 100 Hz und einem in diesem Experiment üblichen Untergrund von 150 Hz ergibt sich ein Anteil von 0.43 zufälligen Koinzidenzen je echter Koinzidenz. In dieser Betrachtung ist der Untergrund statistisch verteilt. Dies trifft in den bisherigen Messungen nicht zu. Der von uns gemessene hochspannungsinduzierte Untergrund zeigt eine zeitliche Korrelation, der noch genauer untersucht werden muß.

5.6 Energiespektren

Mit den koinzidenten Ereignissen werden zusätzlich zu dem Flugzeitspektrum zwei Energiespektren gefüllt. Es sind dies das Elektronspektrum mit den Energien der Startsignale und das Energiespektrum der Sekundärelektronen aus der Folie als Stoppsignale. Letztere werden Protonspektren genannt, wobei hier kein Zusammenhang zur kinetischen Energie des Zerfallsprotons besteht. Mit Hilfe dieser beiden Spektren läßt sich der Untergrund im Zeitspektrum weiter eingrenzen. Die Abbildung 5.6 zeigt ein gemessenes Protonspektrum.

5.7 Beurteilung des Protodetektors

Die Proton zu Elektron-Konversion und der Nachweis der Sekundärelektronen ist in der PERKEO-Strahlzeit 2001 erstmals gelungen. Mit einer groben Abschätzung der Nachweiseffizienz der Protonen von über 50% ist eine Präzisionsmessung der Neutrinoasymmetrie möglich. Inwiefern der hochspannungsinduzierte Untergrund aus den Rohdaten und aus weiterführenden Tests abziehbar ist, bleibt noch zu untersuchen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Die Aufgabe dieser Diplomarbeit war es, ein Experiment zur Messung des Koeffizienten B mit der PERKEO-Arbeitsgruppe am Institut Laue-Langevin (Grenoble) aufzubauen. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf der Inbetriebnahme des Elektronendetektors. Das Detektorsystem wurde im Vorfeld von der PERKEO-Gruppe entwickelt und kam in der Strahlzeit 2000 erstmals zum Einsatz. Der Detektor konnte im Lauf der Strahlzeit durch das Einfügen einer Lichteiterplatte aus Plexiglas entscheidend verbessert werden. Mit einer Energieauflösung von 6% bei 1 MeV erzielt der Detektor die bislang besten Ergebnisse eines Elektronendetektors bei PERKEO-II. Die Lichtausbeute in diesem Design (die Photoelektronenzahl liegt bei etwa 280 PE/MeV) ist im Vergleich zu der des Elektronendetektors der letzten PERKEO-Messung (etwa 70 PE/MeV) beachtlich erhöht worden. Die Energieschwelle für Zerfallselektronen beträgt 35 keV für 10% und 92 keV für 90% Nachweiseffizienz. Für Sekundärelektronen wurde durch ein verändertes Koinzidenzschema eine Nachweisschwelle von 26 keV für 10% und 48 keV für 90% Nachweiseffizienz erreicht. Die Homogenität des Detektors konnte gegenüber der letzten PERKEO-Messung verbessert werden. Die Unterschiede in der Verstärkung liegen bei 10%, die des Detektors aus der Strahlzeit 1998 lagen noch bei 30%.

Die Ergebnisse der Messungen bieten zugleich Ansätze zur weiterführenden Optimierung des Detektors. Einige systematischen Untersuchungen zur Homogenisierung des Elektronendetektors konnten nicht oder nur unzureichend durchgeführt werden. Genauer untersucht werden sollte der Einfluß der Dicke des Plexiglas, der Art der Beschichtung der Stirn- und Rückseite(n) (Hostaphanfolie, reflektive Farbe, Aluminiumbeschichtung) und der geometrischen Anordnung der Photomultiplier auf Homogenität und Lichtausbeute. Mit der in zwei Dimensionen beweglichen Eichquelle ist in dieser Arbeit ein Werkzeug entwickelt worden, mit dem die Homogenität und Lichtausbeute von verschiedene Kombinationen der soeben beschriebenen Parameter auch gemessen werden kann. Man ist dadurch nicht mehr allein auf Simulationen angewiesen.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Ergebnisse zur Ortsrekonstruktion von Ereignissen geben bereits erste Hinweise darauf, daß zumindest die Rekonstruktion von hochenergetischen Elektronen (1 MeV) mit einer Genauigkeit von unter einem cm möglich ist. Untersuchungen zur Rekonstruktion bei Ereignissen im Bereich der Energie der Elektronen aus dem β -Zerfall ist Aufgabe meiner Nachfolger.

Die Ergebnisse dieser Arbeit erlauben qualitativ neue Messungen mit PERKEO. Die β -Asymmetrie A kann aufgrund der jetzt möglichen Ortsrekonstruktion ohne Korrekturen im Detektorbereich gemessen werden. Der schwache Magnetismus, eine Korrektur der Energieabhängigkeit der Asymmetrie A , ist eine weitere Herausforderung.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynmangraph des Neutronzerfalls als Punktwechselwirkung	6
2.2	Energiespektrum des Elektrons	6
2.3	Feynman-Diagramm des Neutron β -Zerfalls im Standardmodell.	8
2.4	Ausschließungsplot in der δ - ζ -Ebene [Abe98].	11
3.1	Experimenteller Aufbau des PERKEO-Experiments zur Messung von B. . .	14
3.2	Asymmetrie α_1 in Abhängigkeit von der Elektronenergie	16
3.3	Asymmetrie α_1 in Abhängigkeit von der Elektronenergie	16
3.4	Das Spektrometer.	17
4.1	Ursprüngliches Setup mit Angabe der Positionen des Scans.	20
4.2	Summe der ADC-Inhalte bei verschiedenen Positionen der Quelle vor dem Szintillator.	20
4.3	Verbesserter Detektor.	21
4.4	ADC-Inhalte der sechs Photomultiplier und deren Summe.	21
4.5	x-y-Eichquelle	23
4.6	Ortsabhängigkeit der Verstärkung nach der Grobkalibrierung	24
4.7	Ortsabhängige Verstärkung unter Verwendung der Kalibrierungskonstanten.	25
4.8	$T(C)$ Detektor 1.	27
4.9	$T(C)$ Detektor 2.	27
4.10	Pedestal Detektor 1	28
4.11	Pedestal Detektor 2	28
4.12	Wismutspektren zur Bestimmung der Photoelektronenzahl.	29
4.13	Cer: (a) Detektor 1, (b) Detektor 2.	30
4.14	Wismut: (a) Detektor 1, (b) Detektor 2.	30
4.15	Maxima der Energiespektren der Eichpräpate in Abhängigkeit der Energie.	31
4.16	Abhängigkeit des mittleren ADC-Kanals der Photomultiplier 1-6 vom Auftreffort des 1MeV-Elektrons.	32
4.17	Funktion f für Photomultiplier 2	33
4.18	Rekonstruierte Auftrefforte bei Quellenposition (50,55).	35
4.19	Rekonstruierte Auftrefforte bei Quellenposition (70,70).	35
4.20	Rekonstruierte Auftrefforte bei (50,55)	35
4.21	Auflösungsvermögen der Rekonstruktion	35
5.1	$T(C)$ für Sekundärelektronen Detektor 1.	39
5.2	$T(C)$ für Sekundärelektronen Detektor 2.	39
5.3	Proton-Flugzeitspektrum	40
5.4	Energiespektrum der Protonen	41

Tabellenverzeichnis

2.1	Am Neutron β -Zerfall beteiligte Teilchen	7
2.2	Die Observablen im Neutronzerfall	10
4.1	Die Kalibrationskonstanten γ_i	26
4.2	Konversionselektronen der Eichpräparate	31
4.3	Die Parameter der Gaussfunktionen f_i	34

Literaturverzeichnis

- [Abe98] H. Abele. *Meßgrößen des Neutronzerfalls und das Standardmodell der Teilchenphysik*. Habilitationsschrift, Universität Heidelberg, 1998.
- [Abe01] H. Abele. Mündliche Mitteilungen. 2001.
- [Bra00] B. Brand. *Ein Detektor für die Messung der Neutrinoasymmetrie beim Zerfall freier Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Juli 2000.
- [G⁺00] D.E. Groom et al. *Particle Physics Booklet*. Springer, Juli 2000.
- [GJL95] F. Glück, K. Joo, and J. Last. *Phys. Rev.*, 593(125), 1995.
- [JTJ57] J.D. Jackson, S.B. Treiman, and H. Wyld Jr. Possible tests of time reversal invariance in beta decay. *Phys. Rev.*, 106(3):517, 1957.
- [Kre99] M. Kreuz. *Test und Einbau eines Presampler-Kalorimeters für das Kleinwinkel-Neutronenkalorimeters FNC des H1-Experiments*. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, 1999.
- [Leo94] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, Berlin Heidelberg New York, 1994.
- [LY56] T.D. Lee and C.N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Physical Review*, 104(1):254, 1956.
- [May01] U. Mayer. *Ein Spektrometer zur Untersuchung der Neutrinoasymmetrie im Zerfall freier Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, März 2001.
- [Met95] C. Metz. *Messung zur Bestimmung der β -Asymmetrie im Neutronenzerfall mit PERKEO II*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1995.
- [MK70] T. Mayer-Kuckuk. *Physik der Atomkerne*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1970.
- [Mun00] D. Mund. *Aufbau eines Experiments zur Messung der Neutrinoasymmetrie im Zerfall freier Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Dezember 2000.
- [Plo00] C. Plonka. *Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Januar 2000.
- [Pov97] B. Povh. *Teilchen und Kerne*. Springer, Berlin Heidelberg New York, 4th edition, 1997.
- [Rei99] J. Reich. *Winkelkorrelationen im Zerfall polarisierter Neutronen*. PhD thesis, Universität Heidelberg, November 1999.

- [Sol01] T. Soldner. *Test der Zeitumkehrinvarianz am D-Koeffizienten des freien Neutronenzerfalls mit Trine*. PhD thesis, Technische Universität München, März 2001.

Danksagung

Mit dem Experiment PERKEO bot sich mir die Gelegenheit, ein Jahr lang am Institut Laue Langevin in Grenoble die Wirklichkeit der Arbeit in der Experimentalphysik kennenzulernen. Ich danke allen, die meine Zeit hier und die meines Studiums zu einer interessanten und auch aufregenden Erfahrung gemacht haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Priv. Doz. Dr. Hartmut Abele, der mir die Möglichkeit gab, ein Jahr Frankreich und ein Jahr interessante Physik zu erleben.
- Michael Kreuz für seinen herzlichen Umgang mit mir, seinem sicher bisher anstrengsten Diplomanten.
- Michael Schneider und Uli Mayer, die von Mitdiplomanten zu guten Freunden wurden.
- Dr. Torsten Soldner, der mich vor vorübergehender Obdachlosigkeit bewahrt und in der Zeit des Zusammenschreibens einen großen Teil meiner Betreuung übernommen hat.
- meinem Mitstudenten und langjährigen Freund Jan Kleinert, ohne den mein Studium sicher nicht annähernd so schnell und erfolgreich verlaufen wäre.
- Viola Schmidt-Schäffer, deren Umgang mit ihren Mitmenschen immer ein Vorbild für mich sein wird.
- Didier Berruyer, der mir einen besonderen Einblick in die französische Sprache bot und mir meine Mobilität bewahrt hat.
- meinen Eltern für die finanzielle Unterstützung und ihr Vertrauen darin, daß die fünf Jahre Studium von mir nicht ungenutzt bleiben würden.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den