Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Christian Plonka

aus Herne/Westfalen

Januar 2000

Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II

Die Diplomarbeit wurde von
Christian Plonka
ausgeführt am
Physikalischen Institut
Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Dirk Dubbers.

Improvement of the light collection for the measurement of the neutrino asymmetry with PERKEO II

The aim of this work is the improvement of the spectrometer PERKEO II. In order to measure the neutrino asymmetrie B we have to detect the proton in coincidence with the electron in the decay of free neutrons. For that purpose the proton is converted into secondary electrons, so that both particles can be detected by the same scintillation detector. To separate the proton signal from the background the efficiency of the light collection has to be increased.
First of all the light guiding system of PERKEO II was examined and the light attenuation of the components was determined. The conclusion was that an decisive improvement can only be made by direct coupling of the photomultipliers onto the scintillator. Therefore, photomultipliers are needed which can operate in high magnetic fields. The suitability of these devices was studied and a new detector design is introduced.

Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II

In dieser Arbeit werden Verbesserungen zum Spektrometer PERKEO II vorgestellt. Zur Messung der Neutrinoasymmetrie B müssen wir Proton und Elektron aus dem Zerfall freier Neutronen in Koinzidenz nachweisen. Dazu wird das Proton in Sekundärelektronen konvertiert, so dass beide Teilchen mit dem gleichen Szintillationsdetektor nachgewiesen werden können. Um das Protonensignal vom Untergrund zu trennen, muss die Lichtauskopplung verbessert werden.
Zunächst wurde das Lichtleitersystem von PERKEO II untersucht und die Lichtabschwächung der einzelnen Segmente bestimmt. Als Konsequenz stellte sich heraus, dass eine entscheidende Verbesserung nur durch die direkte Ankopplung der Photomultiplier an den Szintillator erzielt werden kann. Dazu müssen spezielle magnetfeldtaugliche Photomultiplier eingesetzt werden. Die Einsatzmöglichkeit dieser Multiplier wurde untersucht und ein neues Detektordesign wird vorgestellt.

Inhaltsverzeichnis

Abstracts **i**

1 Einleitung **1**

2 Zerfall des polarisierten Neutrons **3**

2.1 Korrelationskoeffizienten 5

2.2 Neutrinoasymmetrie 6

2.3 Rechtshändige Ströme 6

3 PERKEO II **9**

3.1 Die B-Messung 10

3.2 Lichtnachweis 13

4 Lichtleitersystem **15**

4.1 Detektoren 15

4.1.1 Szintillationsdetektoren 16

4.1.2 Halbleiterdetektoren 17

4.2 Der Szintillationsdetektor 18

4.3 Grundlage von Lichtleitern 20

4.3.1 Verhalten an Grenzflächen 21

4.3.2 Abschwächung im Lichtleitermaterial 22

4.4 Die Messungen zur Abschwächung 24

4.4.1 Aufbau und Elektronik 24

4.4.2 Messung der Abschwächungslänge 25

4.4.3 Messung von Übergangsverlusten 28

4.5 Monte-Carlo-Simulation 30

4.6 Zusammenfassung 33

5 Photomultiplier **35**

5.1 Grundlage von Photomultipliern 35

5.1.1 Aufbau 35

5.1.2 Quanteneffizienz und Verstärkung 36

5.1.3 Statistik eines Photomultipliers 37

5.2 Der Mesh-Photomultiplier HAM R5504 39

5.2.1 Aufbau des R5504 39

5.2.2 Verstärkung und Photoelektronen 41

5.2.3 Temperaturverhalten 42

5.2.4 Verstärkung und PE-Zahl im Magnetfeld 43

5.2.5 Winkelabhängigkeit im Magnetfeld 47

5.2.6 Ortsabhängigkeit im Magnetfeld 49

5.2.7 Zusammenfassung 51

5.3 Der Hybridphotomultiplier DEP PP350G 52

5.3.1 Aufbau 52

5.3.2 Verstärkung 52

5.3.3 Messungen 53

5.4 Beurteilung 57

6 Detektordesign **59**

6.1 Detektordesign 59

6.2 Monte-Carlo-Simulation 60

7 Zusammenfassung und Ausblick **65**

Literaturverzeichnis **67**

Kapitel 1

Einleitung

In der modernen Teilchenphysik hat sich das *Standardmodell* als sehr erfolgreich erwiesen. In den letzten Jahren konnten eine Vielzahl neuer Erkenntnisse integriert und viele richtige Vorhersagen getroffen werden. Es gibt einige elementare Systeme, die sehr genaue Tests des *Standardmodells* ermöglichen. Ein besonders einfaches System wird dabei mit Hilfe des Spektrometers PERKEO II untersucht: Der Zerfall freier Neutronen über die schwache Wechselwirkung. Obwohl bereits seit den frühen 30er Jahren genaue theoretische Vorhersagen existieren, sind die Messungen zu diesem Zerfall von besonderem Interesse, um Fragestellungen wie die Existenz rechtshändiger schwacher Ströme oder die Unitarität der *CKM-Matrix* zu untersuchen. In bisherigen Messungen mit PERKEO II wurde der Koeffizient A – die β-Asymmetrie – bestimmt. Ab Mitte 2000 soll mit dem Spektrometer auch die Neutrinoasymmetrie B gemessen werden.

In Kapitel 2 wird nach einer kurzen theoretischen Beschreibung des Neutronenzerfalls und der entsprechenden Messgrößen auf rechtshändige Ströme, die u.a. das Interesse an einer B-Messung motivieren, eingegangen.

Zur Messung des Koeffizienten B müssen Elektron und Proton aus dem Neutronenzerfall in zeitlicher Koinzidenz nachgewiesen werden. In Kapitel 3 wird daher zunächst das Messprinzip von PERKEO II erläutert und dann auf den Protonennachweis eingegangen. Weiter wird das während der letzten Messung mit PERKEO II verwendete Lichtleitersystem vorgestellt. Es erweist sich nach den Ausführungen als notwendig, die Lichtauskopplung entscheidend zu verbessern.

In Kapitel 4 werden daher Untersuchungen zur Abschwächung von Licht in optischen Leitern und an Übergangsstellen zwischen solchen vorgestellt. Dazu wird zunächst auf das Prinzip des für die Messungen verwendeten Szintillationsdetektors und auf die Lichtausbreitung in optischen Materialien eingegangen. Das Ziel der Messungen zu den Abschwächungsverlusten ist die Beschreibung der einzelnen Segmente des in PERKEO II bisher verwendeten Lichtleitersystems und eine Erklärung der Verluste von etwa 96 % [Rei99]. Dazu wird auch die Lichtauskopplung aus dem Szintillator selbst mit einer Monte-Carlo-Simulation berechnet. Ebenfalls wird untersucht, welche Verbesserungen in der Auskopplung man durch Modifikation des Lichtleitersystems erzielen kann.

Als Konsequenz aus den Messungen von Kapitel 4 ergibt sich, dass eine entscheidende Verbesserung nur durch direkte Ankopplung der Photomultiplier an die Szintillatoren erzielt werden kann, was den Betrieb der Detektoren bei einer Magnetfeldstärke von etwa 0.5 Tesla bedingt. Mit den bisher verwendeten Multipliern ist das nicht möglich. Daher wird in Kapitel 5 der Einsatz spezieller magnetfeldtauglicher Photomultiplier im Magnetfeld von PERKEO II untersucht. Nach einer allgemeinen Einführung in die Theorie eines Photomultipliers werden die Messungen mit dem zu Testzwecken zur Verfügung stehenden Mesh-Photomultiplier R5504 von HAMAMATSU und dem Hybrid-Photomulitplier PP350G von DELFT vorgestellt. Aufgrund der gewonnenen Messergebnisse fällt die Wahl auf den Photomultiplier R5504 von HAMAMATSU.

In Kapitel 6 wird dann das neue Detektordesign vorgestellt. Die Lichtauskopplung aus dem bei der B-Messung zum Einsatz kommenden Szintillator wird mit einer Monte-Carlo-Simulation berechnet und auf dieser Grundlage die Anordnung der Photomultiplier auf der Szintillatorfläche so verändert, dass eine optimale Ausleseeffizienz erreicht wird.

Kapitel 2

Zerfall des polarisierten Neutrons

Im Experiment PERKEO untersuchen wir den Zerfall freier Neutronen. Das freie Neutron hat eine Lebensdauer von 886.7(1.9) s [PDG98] und zerfällt danach in ein Proton, ein Elektron und ein Antielektronneutrino. Dabei wird eine Energie von 782.3 keV frei, die sich als kinetische Energie auf die Zerfallsprodukte aufteilt.

In der schwachen Wechselwirkung und damit auch beim Neutronenzerfall ist die Parität verletzt. Als eine Konsequenz daraus kommt es bezüglich der Spinrichtung des Neutrons zu einer Anisotropie in der Emission von Elektron und Antineutrino. Richtet man den Spin des Neutrons aus, werden Elektronen und Neutrinos also bevorzugt in eine bestimmte Richtung emittiert.

Paritätsverletzung wurde zum ersten Mal im berühmten Wu-Experiment anhand des Kern-β-Zerfalls von polarisierten ^{60}Co-Atomen nachgewiesen [WAH+57]. Beim Neutronenzerfall werden Elektronen bevorzugt entgegen der Spinrichtung des Neutrons emittiert. Das Neutrino wird ebenfalls anisotrop emittiert und zwar bevorzugt in Spinrichtung des Neutrons. Die Messung dieser Neutrinoasymmetrie ist das Ziel der nächsten Messung mit dem Spektrometer PERKEO II.

Informationen über den Zerfall ergibt die Betrachtung der differentiellen Wahrscheinlichkeit dw, dass pro Zeiteinheit ein Zerfall stattfindet, bei dem das Elektron eine kinetische Energie im Intervall $[E; E + dE]$ hat. Diese Wahrscheinlichkeit lässt sich mit der quantenmechanischen zeitabhängigen Störungtheorie berechnen. Die erste Ordnung dieser Rechnung wird als *Zweite Goldene Regel* von Fermi bezeichnet. Die Aussage dieser Regel ist, dass die Zerfallswahrscheinlichkeit dw proportional zu einem Phasenraumfaktor $\varphi(E)$ und zum Quadrat eines Matrixelementes ist. Das Matrixelement ist der Wechselwirkungsoperator zwischen dem Anfangszustand i und dem Endzustand f. Der Endzustand f ist dadurch charakterisiert, dass das Elektron eine Energie im Intervall $[E; E + dE]$ besitzt. Der Phasenraumfaktor beschreibt die Anzahl möglicher Endzustände im Intervall $[E; E + dE]$. Für dw gilt dann:

$$dw \propto |\langle f|H|i\rangle|^2 \; d\varphi(E). \tag{2.1}$$

Das Matrixelement $\langle f|H|i\rangle$ enthält die eigentliche Physik der schwachen Wechselwirkung.

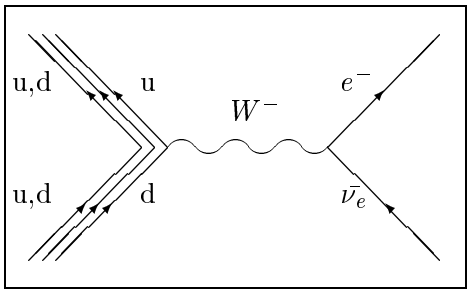

Abbildung 2.1: Feynman-Graph des Neutronen-Zerfalls.

Der Neutronenzerfall ist ein Prozess der schwachen Wechselwirkung. Die Kopplung zwischen Teilchen, die schwach miteinander wechselwirken, wird durch die schweren Vektorbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 vermittelt. Das Z^0-Boson ist elektrisch neutral und hat eine Masse von 80.41(10) GeV [PDG98]. Die $W^{\pm}$-Bosonen tragen eine elektrische Ladung und haben eine Masse von 91.187(7) GeV [PDG98]. Der Neutronenzerfall lässt sich durch den Feynman-Graphen in Abbildung 2.1 beschreiben. Der Prozess wird auf der Quark-Ebene dargestellt. Ein d-Quark des Neutrons tritt in den Graphen ein und koppelt an ein W^--Boson. Dabei wird eine Ladung ausgetauscht und das d-Quark in ein u-Quark umgewandelt. Das W^--Boson existiert aufgrund seiner großen Masse nach der *Unschärferelation* nur etwa 10^{-26} s und zerfällt dann in ein Elektron und ein Antielektronneutrino. Damit äquivalent ist die Aussage, dass ein Neutrino an das W^- koppelt und in ein Elektron umgewandelt wird. Das Matrixelement für diesen Prozess hat dann folgende Form:

$$M = -V_{ud}\ G_F^2 \cdot \bar{\psi}_p\ \gamma_\mu(g_V - g_A\gamma_5)\ \psi_n\ \frac{g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_W^2}}{q^2 - M_W^2}\ \bar{\psi}_e\ \gamma_\mu(1-\gamma_5)\ \psi_\nu. \tag{2.2}$$

In dieser Schreibweise wird durch die Operatoren $\gamma_\mu(1-\gamma_5)$, die das Neutrino in ein Elektron bzw. das Neutron in ein Proton überführen, maximale Paritätsverletzung induziert. Das die Wechselwirkung vermittelnde Vektorboson wird durch den Propagator

$$\frac{g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_W^2}}{q^2 - M_W^2} \tag{2.3}$$

beschrieben und eine unterschiedlich starke Ankopplung des W^- an das d-Quark durch V_{ud} – dem ersten Term der *Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix* – berücksichtigt. Weiter wird der Einfluss der hadronischen Wechselwirkung durch die Einführung der empirischen Konstanten g_V und g_A in das Matrixelement aufgenommen. Eine ausführliche Herleitung findet man z.B. bei [WAH+57] und [Sch88].

Zur Bestimmung der differentiellen Zerfallswahrscheinlichkeit im Fall von unpolarisierten Neutronen mittelt man $|M|^2$ über alle Spinzustände im Anfangszustand und summiert über alle Spinzustände im Endzustand, wenn diese nicht gemessen werden. Man erhält

$$|M|^2 \propto V_{ud}^2 \cdot (g_V^2 + 3g_A^2). \tag{2.4}$$

Die Lebensdauer ist proportional zum Inversen der Zerfallswahrscheinlichkeit

$$\tau \propto \frac{1}{V_{ud}^2 \cdot (g_V^2 + 3g_A^2)}. \tag{2.5}$$

Damit wird der Zusammenhang zwischen der Lebensdauer τ, den Kopplungskonstanten g_A und g_V und dem V_{ud}-Term der *CKM-Matrix* deutlich. Auf diese Zusammenhänge wird Abschnitt noch weiter eingegangen.

Das Matrixelement in (2.4) wurde für den Fall unpolarisierter Neutronen berechnet. Ist der Spin des Neutrons polarisiert, kann die Zerfallswahrscheinlichkeit nach den unabhängigen Variablen Neutronenspin $\vec{\sigma_n}$, Elektronenimpuls $\vec{p_e}$ und Neutrinoimpuls $\vec{p_\nu}/E_\nu$ parametrisiert werden. Nach Jackson [JTW57] folgt dann

$$dw \propto (g_V^2 + 3g_A^2)\{1 + a\frac{\vec{p_e}\vec{p_\nu}}{E\ E_\nu} + \langle\vec{\sigma_n}\rangle\ [A\frac{\vec{p_e}}{E} + B\frac{\vec{p_\nu}}{E_\nu} + D\frac{\vec{p_e}\times\vec{p_\nu}}{E\ E_\nu}]\}F(E). \tag{2.6}$$

Der Koeffizient a bezeichnet die Korrelation zwischen Elektron- und Neutrinoimpuls, A und B sind die beiden Koeffizienten der Korrelation zwischen Neutronenspin und Elektron- bzw. Neutrinoimpuls. D ist der Tripel-Koeffizient der Korrelation zwischen Neutronenspin und Elektron- und Neutrinoimpuls.

D verletzt die Zeitumkehrinvarianz, A und B sind paritätsverletzend. A – die β-Asymmetrie – wurde mit PERKEO II bereits zweimal gemessen [Bae96] und [Rei99], die Bestimmung der Neutrinoasymmetrie B ist Ziel der nächsten Messung.

2.1 Korrelationskoeffizienten

Das Interesse an einer Messung der Korrelationskoeffizienten kommt daher, dass sie im Zusammenhang mit fundamentalen Problemen in der Physik stehen. Ein aktuelles Beispiel ist die Unitarität der *CKM-Matrix* oder rechtshändige Neutrinobeimischungen. In Gleichung (2.7) ist aufgeführt, in welchem Zusammenhang die Koeffizienten im Rahmen der V-A Theorie mit λ stehen. λ ist dabei das Verhältnis von axialer zu vektorieller Kopplungskonstante: $\lambda = g_A/g_V$.

$$a = \frac{1-|\lambda|^2}{1+3|\lambda^2|} \quad A = -2\frac{|\lambda|^2 + \Re(\lambda)}{1+3|\lambda^2|} \quad B = 2\frac{|\lambda|^2 - \Re(\lambda)}{1+3|\lambda^2|} \quad D = 2\frac{\Im(\lambda)}{1+3|\lambda^2|} \tag{2.7}$$

Nach dem *Standardmodell* ist $g_V = 1$, der Wert für g_A kann im Prinzip berechnet werden. Die Rechnugen sind aber nur zu 30 % genau, so dass g_A experimentell bestimmt werden muss. Die Messung des Korrelationskoeffizienten A ist dabei besonders auf λ sensitiv. Mit einer Messung von A und $g_V = 1$ nach dem Standardmodell schließt man auf g_A. Weiter kann man nach Gleichung (2.5) mit dem Wert der Neutronenlebensdauer auf den Wert von V_{ud} schließen. Die Messung des Koeffizienten D ist hinsichtlich der Zeitumkehrverletzung von Interesse. Die Messung des Koeffizienten B wird hauptsächlich dadurch motiviert, dass Grenzen für die Existenz von rechtshändigen Strömen gesetzt werden können. Darauf wird in Abschnitt 2.3 genauer eingegangen.

2.2 Neutrinoasymmetrie

Man unterscheidet beim Neutronenzerfall, ob auf die Leptonen ein Spin Δ I übertragen wurde und spricht bei

- $\Delta I = 0$ von einem Fermi-Übergang
- $\Delta I = 1$ von einem Gamov-Teller-Übergang.

Beim *Fermi-Übergang* stehen Neutron- und Protonspin parallel zueinander. Beim *Gamov-Teller-Übergang* können sie parallel oder antiparallel zueinander stehen.

Nach Gleichung (2.7) ist die Wahrscheinlichkeit, dass das Neutrino in Spinrichtung des Neutrons emittiert wird größer als entgegen der Spinrichtung. Diese Asymmetrie kann anschaulich - wenn auch physikalisch nicht erschöpfend - verstanden werden für den Fall, dass die Spins von Neutron und Proton antiparallel zueinander stehen. Wegen Drehimpulshaltung müssen die Spins von Elektron (e^-) und Antineutrino ($\bar{\nu_e}$) dann parallel zum Neutronenspin stehen. Das (Anti-)Neutrino wird im Standardmodell als masseloses Spin-1/2-Teilchen mit Helizität (+1) bzw. (-1) beschrieben. Das heißt, dass die z-Komponente des Neutrinospins immer antiparallel, die des Antineutrinospins immer parallel zur jeweiligen Impulsrichtung steht. α bezeichnet die Impulsrichtung des $\bar{\nu_e}$, β eine im Winkel θ dazu stehende Richtung, die im Weiteren als z-Richtung bezeichnet wird. Eine Messung der z-Komponete des $\bar{\nu_e}$-Spins in α-Richtung ergibt mit 100 % Wahrscheinlichkeit den Wert $\frac{1}{2}$. Misst man in β-Richtung, findet man den Wert $\frac{1}{2}$ mit einer kleineren Wahrscheinlichkeit W(θ), die gegeben ist durch den Faktor, um den das Absolutquadrat der Projektion von β auf α im Spinraum abnimmt:

$$W(\theta) = \left(\frac{\alpha \cdot \beta}{|\alpha| \cdot |\beta|}\right)^2 = \cos(\frac{\theta}{2})^2 = \frac{1}{2}(1 + \cos(\theta)). \tag{2.8}$$

Anschaulich entspricht der Drehung um den Winkel θ im Euklid-Raum eine Drehung des Spins um den Winkel $\frac{\theta}{2}$ im Hilbert-Raum. Das Absolutquadrat des Faktors, um den die Projektion abnimmt, ist daher $\cos(\frac{\theta}{2})^2$.

Die Richtung von β sei nun die ausgezeichnete Richtung des Neutronenspins und man misst in β-Richtung den Wert $\frac{1}{2}$, wie es wegen Spinerhaltung gefordert ist. Nach Gleichung (2.8) ist es dann wahrscheinlicher, dass das $\bar{\nu_e}$ unter kleinen Winkeln θ emittiert wurde als unter großen. Genau entgegengesetzt zu β kann es gar nicht emittiert werden, die Projektion auf die z-Achse ist dann genau 0. Die $\bar{\nu_e}$ werden in diesem Bild bevorzugt in Richtung der positiven z-Achse emittiert.

2.3 Rechtshändige Ströme

Das Interesse an einer Messung von B rührt unter anderem aus der Suche nach rechtshändigen Strömen. Die Paritätverletzung in der schwachen Wechselwirkung wird von Hand in die Theorie eingefügt, ohne dass ihre eigentliche Ursache bekannt ist. Große Vereinheitlichungstheorien gehen von einer links-rechts Symmetrie im frühen Universum aus. Diese Symmetrie wird spontan gebrochen, was zur

Paritätsverletzung führt. Beträgt die Paritätsverletzung dann nicht 100 %, sollten rechtshängige Ströme gefunden werden. Man spricht bei Modellen von manifest links-rechts-händigen Theorien, wenn die Struktur der rechtshändigen Ströme analog zur *V-A Theorie* mit einer *V+A Theorie* beschrieben wird. Dabei vermittelt ein W_L-Boson die linkshändige, ein W_R-Boson die rechtshändige Wechselwirkung. Analog zu der Quarkmischung, die durch die *CKM-Matrix* beschrieben wird, müssen die Masseneigenzustände nicht notwendig gleich den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung sein. Die Verknüpfung mit den Massenzuständen W_1 und W_2 geschieht dann über eine Drehmatrix

$$\begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\zeta & \sin\zeta \\ -\sin\zeta & \cos\zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

mit einem Mischungswinkel ζ. Der Grund dafür, dass in Experimenten bisher nur der linkshändige Anteil der Wechselwirkung gemessen wurde, ist nach diesen Modellen eine Massendifferenz zwischen dem W_1- und dem W_2-Boson, da die Kopplungsstärke proportional zum Inversen der Massen der Vektorbosonen ist. Die Symmetrie zwischen dem links- und dem rechtshändigen Anteil der Wechselwirkung wird dadurch spontan gebrochen. Aufgrund eines kleinen Mischungswinkels ist das leichte W_1-Boson dem W_L-Boson sehr ähnlich.

Man bezeichnet mit δ das quadratische Verhältnis der Bosonenmassen

$$\delta = \left(\frac{M_{W_1}}{M_{W_2}}\right)^2 \tag{2.10}$$

und hat damit drei unbekannte Parameter: δ, ζ und λ, der in diesem Modell vom Wert des Standardmodells abweichen kann. Zu ihrer Bestimmung braucht man drei Messgrößen wie etwa A, B und τ und kann mit den Messdaten Ausschließungsplots für die Parameter δ und ζ angeben [ABD+97]. Die Sensitivität auf die Masse des hypothetischen W_2-Bosons wird dabei vor allem durch den Koeffizienten B bestimmt, was das Interesse an einer Präzisionsmessung für diesen Koeffizienten erklärt.

Kapitel 3

PERKEO II

Mit dem Spektrometer PERKEO II wird in der nächsten Messung der B-Koeffizient aus Gleichung (2.7) bestimmt. Das Experiment dazu wird am neuen Strahlplatz PF1 des Instituts Laue Langevin (ILL) in Grenoble aufgebaut. Der Aufbau entspricht im Wesentlichen dem der letzten Strahlzeit zur Messung der β-Asymmetrie A, weswegen zunächst auf diesen Aufbau eingegangen und weiter das Messprinzip von PERKEO II erläutert werden soll.

Zur Messung von B muss das Detektorsystem dahingehend erweitert werden, dass mit dem Elektron auch das Proton aus dem Neutronenzerfall nachgewiesen werden kann. In Abschnitt 3.1 wird daher auf das Prinzip zum Nachweis der Protonen eingegangen und erläutert, wie es bei PERKEO II zum Einsatz kommt. Die Diskussion der Lichtauskopplung im Hinblick auf die B-Messung ist Inhalt des Abschnitts 3.2.

Bei der letzten Strahlzeit kamen die Neutronen aus der kalten Deuterium-moderierten Quelle des 57 MW-Hochflussreaktors des ILL und wurden durch einen Nickel-Neutronenleiter zum alten Strahlplatz PF1 geführt. Der Neutronenfluss am PF1 betrug etwa $1.7\times10^{8}\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$. In der nächsten Strahlzeit tritt hier eine entscheidende Änderung auf. Das Experiment zur B-Messung wird am neuen Strahlplatz PF1 aufgebaut. Der Neutronenleiter, der zu diesem Strahlplatz führt, besteht aus Supermirror-Segmenten, die von der Firma Sputter-Dünnschichttechnik Heidelberg (SDH) gefertigt und montiert werden. Man erwartet mit dem neuen Neutronenleiter einen drei- bis viermal höheren Fluss an Neutronen, was im Hinblick auf die Neutronenzerfallsrate in PERKEO II von Interesse sein wird.

Die weiteren Ausführungen beziehen sich auf Abbildung 3.1, die den Aufbau des Experimentes zur Messung der β-Asymmetrie zeigt. Die Neutronen waren nach Verlassen des Neutronenleiters zunächst unpolarisiert und hatten eine Wellenlänge zwischen 2-13 Å. Sie durchquerten einen Polarisator, der ein hohes Absorptionsvermögen für Neutronen einer Spinkomponte besaß, die andere Komponente dagegen transmittierte. Der Neutronenstrahl war damit polarisiert und ein Magnetfeld um die Strahlführung verhinderte, dass die Neutronen wieder depolarisiert wurden. Mit einem Spinflipper konnte der Neutronenspin bezüglich der Richtung des Magnetfeldes geflippt und somit systematische Tests des Detektorsystems durchgeführt werden. Die beiden in PERKEO II eingesetzten Detektoren konnten mit sich selbst verglichen werden, statt zwei verschiedene Detektoren mit unterschiedlicher Systematik vergleichen zu müssen.

Die Neutronen gelangten in das Spektrometer PERKEO II, dessen Aufbau in Abbildung 3.2 zu sehen ist. Ein supraleitendes Spulenpaar erzeugt ein starkes Magnetfeld innerhalb des Spektrometers. Die beiden Spulen des Magneten haben einen Durchmesser von 95 cm und einen Abstand von 36,4 cm. Die Stärke des Feldes im Symmetriezentrum beträgt 1 Tesla und fällt nach aussen zu den Detektoren ab. Zur Vermeidung von Streufeldern ausserhalb der Experimentierzone ist das Spektrometer von einer 17 t schweren in der Abbildung 3.2 nicht eingezeichneten Eisenabschirmung umgeben. Die Neutronen durchflogen das Spektrometer und ihr Spin war je nach Stellung des Spinflippers parallel oder antiparallel zum PERKEO-Magnetfeld ausgerichtet. Die Geometrie des Spektrometers ist damit bezüglich des Neutronenspins in zwei Halbräume aufgeteilt, einem Halbraum in Spinrichtung und einem Halbraum entgegengesetzt.

Zerfiel ein Neutron innerhalb eines definierten Zerfallsvolumens, gelangte das Elektron entsprechend seiner transversalen Impulskomponente in den einen oder in den anderen Halbraum. Mit seiner longitudinalen Komponente gyrierte es um die Magnetfeldlinien und durchquerte den Halbraum, bis es auf einen Szintillator traf und seine Energie deponierte. Das Licht aus den Szintillatoren wurde über Lichtleiter aus dem Magnetfeld geführt und mit Photomultipliern nachgewiesen. Das Zerfallsvolumen hatte eine Größe von etwa $(25.5\times8\times8)\,\mathrm{cm}^3$. Innerhalb dieses Volumens wurden etwa 300 Zerfälle pro Sekunde beobachtet. Für die B-Mesung muss das Zerfallsvolumen aus systematischen Gründen verkleinert werden, was die Zerfallsrate am alten Strahlplatz PF1 vermindern würde. Aufgrund des höheren Neutronenflusses am neuen Strahlplatz PF1 erwartet man trotzdem eine Rate von etwa 150-200 Zerfällen pro Sekunde.

Der Aufbau des Spektrometers entspricht einem $2\times2\pi$ Detektor, bei dem die Halbräume auf jeweils einen Szintillator abgebildet werden. Es besitzt damit eine hohe Nachweiseffizienz und eine gute Statistik in der Nachweisrate der Zerfallsteilchen.

3.1 Die B-Messung

Nach der Beschreibung des Strahlaufbaus wird auf die eigentliche Messung von B eingegangen. Der Koeffizient B beschreibt nach Gleichung (2.7) die Korrelation zwischen Neutronenspin und (Anti)-Neutrinoimpulsrichtung. Zur Messung von B muss im Detektor nachgewiesen werden, in welchen Halbraum ein im Neutronenzerfall

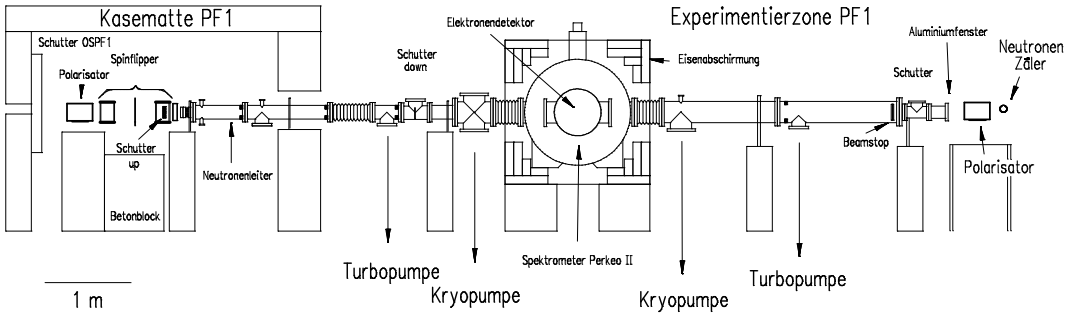

Abbildung 3.1: Der Aufbau des Experimentes zur Bestimmung der β-Asymmetrie.

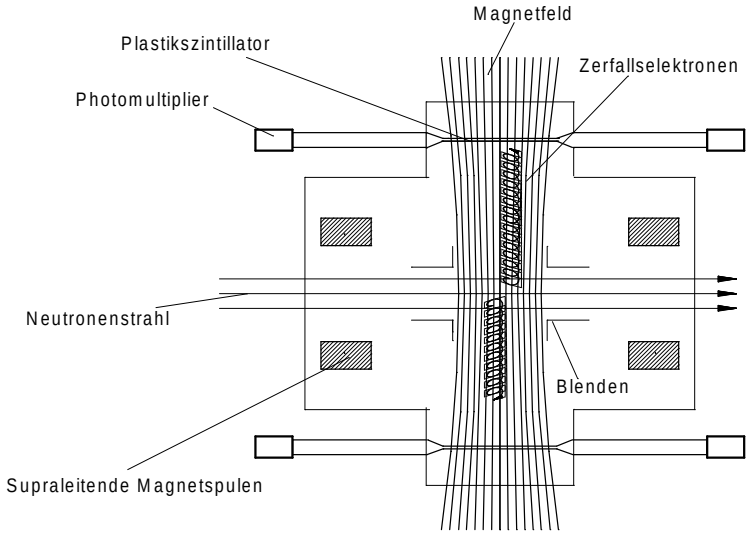

Abbildung 3.2: Der Aufbau des Spektrometers PERKEO II – Es sind nur die Zerfallselektronen dargestellt.

entstandenes Neutrino gelangt ist. Aufgrund der geringen Wechselwirkung der Neutrinos mit Materie ist ihr Nachweis nicht ohne Weiteres möglich. Durch den Nachweis von Elektron und Proton in Koinzidenz wird daher indirekt auf den Verbleib des Antineutrinos geschlossen.

Es soll zunächst angenommen werden, dass das Proton detektiert wird - auf die Methode wird später im Text eingegangen. Dann können in PERKEO II prinzipiell Elektron und Proton im gleichen Halbraum oder in entgegengesetzten Halbräumen nachgewiesen werden. Entsprechend kann man zwei experimentelle Asymmetrien definieren:

$$\alpha_1 = \frac{N^{\downarrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\downarrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \tag{3.1}$$

$$\alpha_2 = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\downarrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\downarrow}} \tag{3.2}$$

Die Pfeile symbolisieren die Richtung der Elektronen- und der Protonenemission bezüglich des Neutronenspins. Die so definierten Messgrößen bezeichnen die Differenz zwischen gemessenen Koinzidenzen von Elektron und Proton in den Halbräumen, normiert auf alle Koinzidenzen. Der Nachweis im gleichen Halbraum ist dabei vom systematischen Standpunkt her zu bevorzugen, da dann aufgrund der Impulserhaltung das Neutrino in den anderen Halbraum emittiert worden ist. Daher ist diese Messmethode – also die Bestimmung der experimentellen Asymmetrie α_1 – weniger sensitiv auf die Energie der Elektronen, was bei [GJL95] ausgeführt wird. Für Elektronenenergien $E_e > 230\,\text{keV}$ besteht zwischen der experimentellen Asymmetrie und B näherungsweise [Rei99] folgender Zusammenhang:

$$\alpha_1 \approx \frac{2}{3} B \tag{3.3}$$

Der vollständige Zusammenhang ist ebenfalls bei [GJL95] dargestellt.

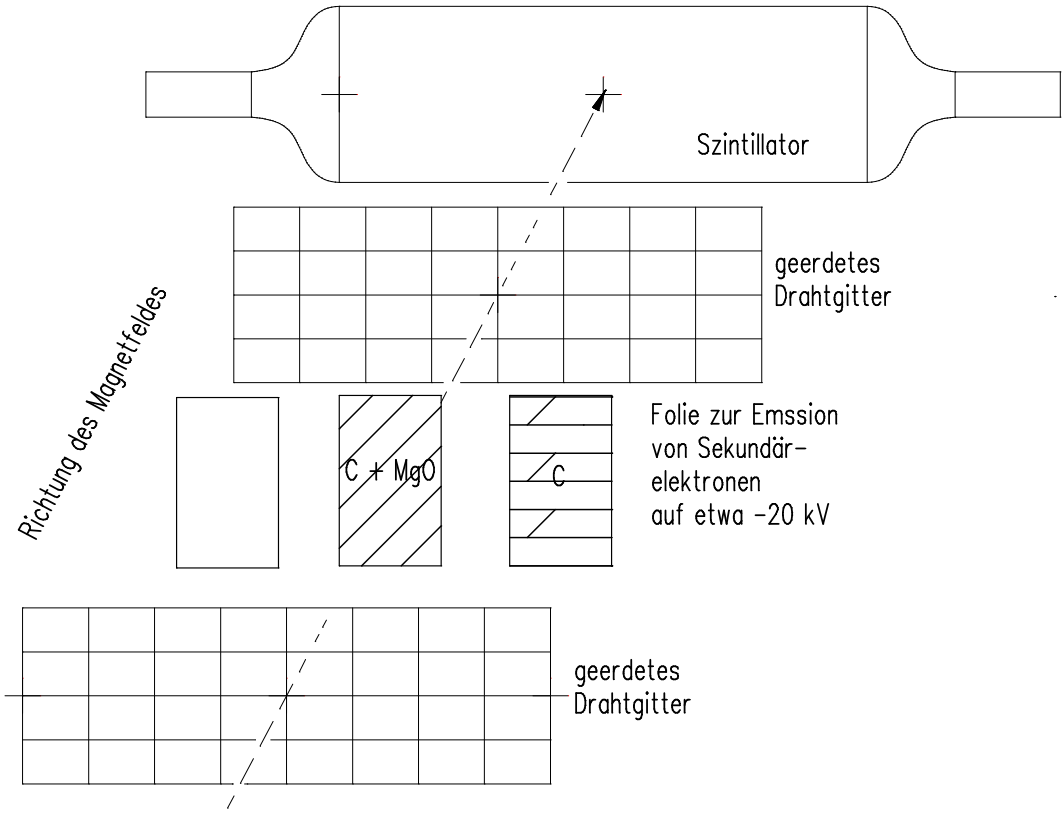

Abbildung 3.3: Prinzip des Protonennachweises – Die Protonen werden auf eine Folie beschleunigt und lösen Sekundärelektronen aus. Die Drahtgitter liegen auf Erdpotential. Die Abbildung ist entnommen aus [Ast97].

Die Frage nach dem Protonennachweis steht aus: Die Protonen aus dem Neutronenzerfall haben nur eine sehr kleine Energie. PiN-Dioden (auf diese Halbleiterdetektoren wird in Kapitel 5 eingegangen) oder Multi-Channel-Plates kommen als Detektoren nicht in Frage, da sie entweder nur eine geringe effektive Nachweisfläche oder eine zu geringe Nachweiseffizienz für Elektronen haben. Um die Protonen nachzuweisen, wird eine Methode verwendet, die in [DKM+75] und [SDW78] beschrieben ist. Man weist die Protonen durch Sekundärelektronen nach, die sie aus einer dünnen Folie auslösen. Abbildung 3.3 zeigt ein Schema dieses Prinzip, wie es bei PERKEO II zum Einsatz kommt. Zwischen Zerfallsvolumen und Szintillator wird eine dünne Folie plaziert und auf ein negatives Potential von etwa 20 kV gelegt. Die Drahtgitter definieren das Erdpotential. Protonen werden auf die Folie beschleunigt und lösen beim Durchtritt Sekundärelektronen aus, die vom gleichen Potential weiter auf den Szintillator beschleunigt werden und dort ihre Energie deponieren. Die Elektronen aus dem Neutronenzerfall passieren ohne großen Energieverlust die Folie. Die Zerfallsprodukte werden damit in verzögerter Koinzidenz mit dem gleichen Detektorsystem nachgewiesen.

Für Testmessungen werden Protonen durch Restgasionisation erzeugt [vB98] und auf eine Folie aus Kohlenstoff beschleunigt. Die Folie hat eine Dicke von einigen μ-Gramm pro cm^2 und wird auf ein Potential von bis zu 30 kV gelegt. Die Protonen treffen auf die Folie und lösen Sekundärelektronen aus, die von der Folie weg

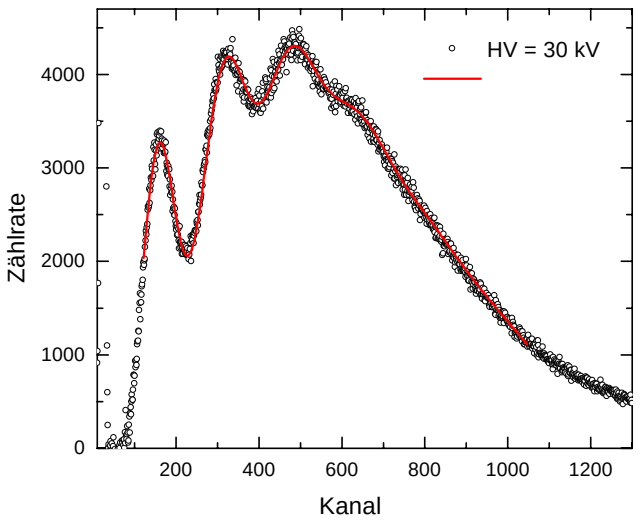

Abbildung 3.4: Gemessenes Protonenspektrum [Rei99] – Die ersten drei Sekundärelektronen werden deutlich aufgelöst.

auf einen geerdeten Szintillator beschleunigt werden. Der Szintillator ist direkt auf einem Photomultiplier angebracht, der das Licht nachweist. Abbildung 3.4 zeigt das Pulshöhenspektrum einer solche Messung. Die einzelnen Peaks können mit der Anzahl n der vom Proton jeweils erzeugten Sekundärelektronen identifiziert werden. Die ersten drei Sekundärelektronen sind in dieser Messung deutlich aufgelöst. Die Messkurve kann man damit verstehen als Überlagerung der Spektren von monoenergetischen Elektronen der Energie $n \cdot e \cdot U$ und unterschiedlicher Emissionswahrscheinlichkeit für jedes n, was ausführlich bei [Rei99] erläutert wird. In Abbildung 3.3 ist weiter angedeutet, dass neben reinen Kohlenstofffolien auch solche mit einer Schicht aus Magnesiumoxid eingesetzt werden. Dies hat zum Ziel, durch eine niedrigere Austrittsarbeit der Elektronen aus der Folie die Ausbeute an Sekundärelektronen zu erhöhen. Die damit erzielten Verbesserungen werden ebenfalls bei [Rei99] vorgestellt.

3.2 Lichtnachweis

Die Zerfalls- und Sekundärelektronen werden in Perkeo II mit Plastikszintillatoren nachgewiesen. Um das Szintillationslicht nachzuweisen, wurde es mit adiabatischen Übergangsstücken – Fish-Tails genannt – an den Seitenflächen aus dem Szintillator ausgekoppelt und auf einen runden Querschnitt überführt. Das Licht wurde weiter über einen Lichtleiter aus dem Magnetfeld geführt und durch ein Vakuumfenster von einem Photomultiplier nachgewiesen. Abbildung 3.5 zeigt diesen Aufbau. Die Übergänge zwischen den Segmenten im Vakuum sind mit Sekundenkleber realisiert, außerhalb des Vakuums mit optischem Gel. Der Aufbau in dieser Art war notwendig, um die Photomultiplier an einem Ort plazieren zu können, an dem das Magnetfeld die Funktion der Photomultiplier nicht beeinträchtigt. Bei diesem Lichtleitersystem erreichte etwa 4 % des im Szintillator erzeugten Lichtes die Photomultiplier [Rei99]. Das ist im Hinblick auf die Anforderungen der Auskopplung für die B-Messung nicht

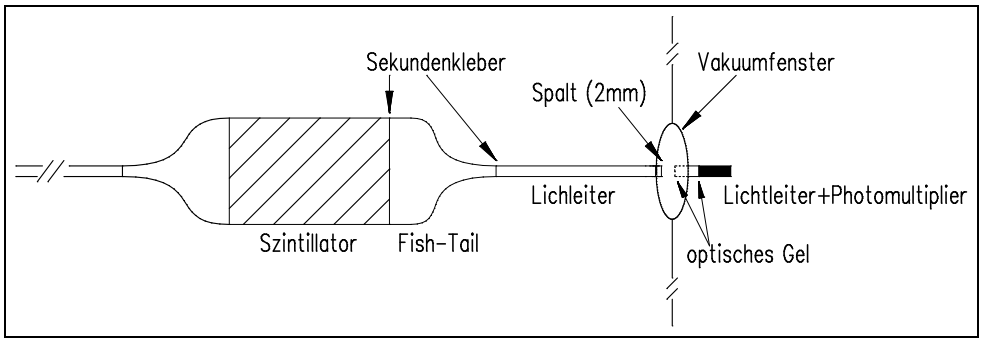

Abbildung 3.5: Das bei der letzten Strahlzeit verwendete Lichtleitersystem – Die adiabatischen Übergänge sind nur schematisch eingezeichnet.

ausreichend. Darauf wird weiter eingegangen.

Bei der Konvertierung des Protons in Sekundärelektronen entstehen im Mittel 4 Elektronen [Rei99], die bei einer Beschleunigungsspannung von etwa 20 keV eine Energie von 80 keV im Szintillator deponieren – es entstehen etwa 800 Szintillationsphotonen. Bei Verwendung des in Abbildung 3.5 dargestellten Lichtleitersystems und einer Quanteneffizienz der Photomultiplier von 20 % würden etwa 6 Photoelektronen ausgelöst. Mit einer deponierten Energie von 80 keV läge man zwar oberhalb der Nachweisschwelle der Detektoren in der letzten Strahlzeit [Rei99]. Die Anzahl an Sekundärelektronen ist aber statistisch verteilt, was dazu führen kann, dass auch nur 1-2 Photoelektronen erzeugt werden. Um auch in diesem Fall das Signal eindeutig vom Untergrund trennen zu können, ist eine Verbesserung der Lichtauskopplung notwendig. Dazu müssen die Verluste im verwendeten Lichtleitersystem untersucht und verstanden werden. Treten die Verluste bei der Lichtleitung im Material auf, ist für ein verbessertes Detektordesign möglichst ganz auf Lichtleiter zu verzichten. Die Photomultiplier müssten direkt an die Szintillatoren angekoppelt werden und dann in einem Magnetfeld von etwa 0.5 Tesla arbeiten, weswegen in diesem Fall spezielle magnetfeldtaugliche Photomultiplier eingesetzt werden müssen. Stammen die Verluste hauptsächlich aus den Übergängen, ist hier eine Optimierung vorzunehmen. Das Lichtleitersystem mit den Multipliern außerhalb des Magnetfeldes könnte im Wesentlichen bestehen bleiben.

Kapitel 4

Lichtleitersystem

In diesem Kapitel wird die Abschwächung von Licht bei Transmission durch einen Lichtleiter und an Übergängen gemessen mit dem Ziel, die Verluste des Lichtleitersystems in Abbildung 3.5 zu verstehen und mögliche Verbesserungen anzubringen. Auf die Grundlagen der Ausbreitung und der Abschwächung von Licht in einem Material wird daher zunächst in Abschnitt 4.3 eingegangen. Der Aufbau und die Messergebnisse zu den Abschwächungen werden in Abschnitt 4.4 vorgestellt.

Eine weitere Fragestellung betrifft die Lichtauskopplung aus dem Szintillator selbst. Bei der letzten Messung mit PERKEO II wurden die seitlichen Flächen des Szintillators ausgelesen. Das Fish-Tail bildete dabei den rechteckigen Szintillatorquerschnitt auf den runden Lichtleiter ab. Zum Nachweis des Lichtes kam man mit jeweils zwei Photomultipliern für einen Szintillator aus. Ginge ein Großteil des Lichtes durch die große Szintillatorfläche, auf die das Zerfallsvolumen abgebildet wird, verloren, wäre eine Ankopplung der Photomultiplier direkt auf diese Fläche ohne ein Übergangsstück die optimale Lösung. Mit einer Monte-Carlo-Simulation wird die Effizienz der Lichtauskopplung aus den Szintillatorflächen untersucht. Eine Beurteilung des Lichtleitersystems wird dann in Abschnitt 4.6 vorgenommen.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden mit Szintillations- und Halbleiterdetektoren durchgeführt. Es soll daher zunächst kurz auf die Grundlagen beider Detektortypen eingegangen und dann der zur Messung der Lichtabschwächung verwendete Szintillationsdetektor genauer besprochen werden.

4.1 Detektoren

Detektoren zum Teilchennachweis nutzen aus, dass Teilchen mit dem Detektormaterial wechselwirken und einen Teil ihrer Energie verlieren oder ganz im Material absorbiert werden. Die deponierte Energie wird in ein auswertbares Signal umgewandelt. Die Generierung dieses Signals ist eine wesentliche Eigenschaft des Detektormaterials.

4.1.1 Szintillationsdetektoren

Ein Material, das eine durch ionisierende Strahlung deponierte Energie in sichtbares Licht umwandelt und transmittiert, wird als Szintillator bezeichnet. Der Nachweis des Lichtes erfolgt durch optische Ankopplung eines Photomultipliers. Man unterscheidet organische und anorganische Szintillatoren, für die sich der Prozess der Lichterzeugung grundlegend unterscheidet. Anorganische Szintillatoren sind aufgrund ihrer Kristallstruktur mit großer Ordnungszahl Z gut geeignet für den Nachweis von γ-Strahlung, wogegen organische Szintillatoren u.a. für den Elektronennachweis verwendet werden. Beide Szintillatortypen werden in unserer Arbeitsgruppe je nach Anwendung eingesetzt und daher im Folgenden kurz beschrieben.

Ein typischer anorganischer Szintillator ist Natrium-Iodid (NaI), ein kristalliner Stoff, welcher von seiner Bandstruktur Isolatoreigenschaften aufweist. Durch gezielte Dotierung - bei NaI vorzugsweise mit Thallium - bilden sich in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband Zwischenzustände (Abbildung 4.1). Der dotierte

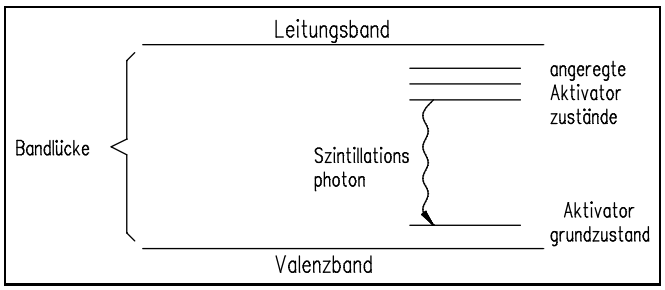

Abbildung 4.1: Bandstruktur eines dotierten Kristall-Szintillators – Die Bandlücke hat eine typische Größe von einigen eV.

Stoff wird als Aktivator bezeichnet. Werden durch ionisierende Strahlung Ladungs-Loch-Paare im Kristall erzeugt, diffundieren die Löcher im Valenzband durch die Kristallstruktur, bis sie auf eine Dotierung stoßen und das Atom ionisieren. Die frei beweglichen Elektronen im Leitungsband neutralisieren das ionisierte Atom. Unter Emission eines Szintillationsphotons geht es in den Grundzustand zurück.

Während in einem anorganischen Szintillator wie NaI der Szintillationsprozess durch die Bandstruktur des Materials bedingt ist, sind in einem organischen Szintillator Übergänge zwischen Molekülzuständen für die Emission von Licht verantwortlich. Ein Beispiel für einen organischen Szintillator ist der bei PERKEO zum Einsatz kommende Plastikszintillator BC404 von BICRON. BC404 besteht aus einer Mischung von 96 % Polyvinyltoluol (PVT) mit einer 4 % Beimischung von POPOP[1]. Diese Beimischung dient als Wellenlängenschieber und hat die Aufgabe, durch das Verschieben des Emissionspektrums zu größeren Wellenlängen eine Reabsorption der Photonen zu verhindern.

In Tabelle 4.1 sind einige Eigenschaften von organischen und anorganischen Szintillatoren aufgelistet. Die Werte sind aus [Leo87] entnommen. Eine wichtige Größe ist die Lichtausbeute. Sie bestimmt im Wesentlichen die Statistik des Szintillationsdetektors. Stoffe wie NaI haben mit 10^4 Photonen pro MeV deponierter Energie

[1] 1,4-di[2-(5-phenyloxazolyl)]-benzol

Szintillator	NaI(Tl)	CI(Tl)	Anthracene	BC404
Material	Kristall	Kristall	Kristall	Plastik
Dichte / [g/cm^3]	3.67	4.51	1.25	1.03
Brechungsindex	1.77	1.78	1.62	1.58
Lichtausbeute	230	95	100	68
Anstiegszeit / [ns]	k.A.	k.A.	k.A.	0.7
Abklingzeit / [ns]	230	1100	30	1.9
Anwendung	γ, Röntgen	γ	α, β, γ, schnelle n	β, hohe Zählraten

Tabelle 4.1: Charakteristische Daten einiger Szintillatoren – Die Lichtausbeute ist in Prozent von Anthracene angegeben.

eine hohe Lichtausbeute. Die Zeit, in der die Lichtemission auf $1/e$ des Maximalwertes absinkt, ist die charakteristische Abklingzeit τ des Szintillators. Organische Szintillatoren haben schnelle Abklingzeiten im Bereich von einigen Nanosekunden, was sie für Experimente mit hohen Zählraten attraktiv macht. Bei PERKEO werden aufgrund der Koinzidenzmessungen und der Forderung nach hoher Zeitauflösung schnelle Szintillatoren eingesetzt, die zum Nachweis von Elektronen geeignet und zudem wenig sensitiv auf γ-Untergrund sind. Es kommen deshalb Plastikszintillatoren zum Einsatz.

4.1.2 Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren bestehen aus einem dünnen Halbleiterplättchen, das einen p-n-Übergang enthält. Es kommt zu einer Verarmung an Ladungsträgern in einem Bereich zwischen der n- und der p-Schicht, der durch das Anlegen einer Sperrspannung noch vergrößert wird. Eine ionisierende Strahlung erzeugt Elektron-Loch-Paare, die in der p- und in der n-Schicht rekombinieren, während sie in der Übergangsschicht durch das starke Raumladungsfeld getrennt werden. Durch Anlegen einer Spannung an die Stirnflächen des Halbleiters fließen die Ladungsträger über einen Widerstand ab und erzeugen einen Strompuls. Dieser wird von einer Elektronik ausgewertet.

Zur Bildung eines Ladungs-Loch-Paares ist typischerweise eine Energie von einigen Elektronenvolt nötig, für Silizium beträgt der Wert 3.6 eV, für Germanium 3 eV. Eine deponierte Energie von 1 MeV erzeugt damit im Germanium-Detektor etwa 3×10^5 Ladungsträger, die die Varianz des Signals im Wesentlichen bestimmen. Im Vergleich zum Szintillationsdetektor kann die Statistik um etwa eine Größenordnung besser sein, was noch durch den Fano-Faktor F begünstigt wird. Dieser Faktor berücksichtigt, dass die Entstehung von Ladungsträgern im Halbleiter nur näherungsweise eine Folge von unabhängigen Prozessen ist. Der Prozess der Entstehung von Ladungsträgern kann daher nur näherungsweise durch eine Poisson-Statistik beschrieben werden. Der Fano-Faktor ist dann definiert als das Verhältnis von beobachteter zu nach Poisson-Statistik erwarteter Varianz der Ladungsträger:

$$F = \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{Poisson}}}. \tag{4.1}$$

Für Silizium beträgt der Fano-Faktor 0.143, für Germanium 0.129 [Kno79]. Die große Anzahl an Ladungsträgern, die pro deponierter Energie in einem Halbleiter

entstehen, macht diese Elemente sehr attraktiv für den Einsatz als Detektoren. Aufgrund der kleinen effektiven Nachweisfläche von Halbleiterdetektoren und der großen Rückstreuwahrscheinlichkeit sind sie für den Einsatz bei PERKEO weniger geeignet als Plastikszintillatoren.

4.2 Der Szintillationsdetektor

Für die Messungen zur Lichtabschwächung hat sich ein NaI-Szintillationsdetektor in Kombination mit einer monoenergetischen γ-Quelle als geeignet erwiesen. NaI weist aufgrund der großen Ordnungszahl von Iod ($Z = 53$) einen großen Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt auf. Dabei handelt es sich um einen Effekt, durch den γ-Strahlung im Szintillator absorbiert wird. Ein Szintillationsdetektor ist damit eine konstante Lichtquelle, die weder Alterungserscheinungen noch elektronischen Drifts bzw. Temperaturschwankungen unterliegt. Hier liegen die Vorteile gegenüber einer Leuchtdiode als Lichtquelle, bei der sich Schwankungen in der Elektronik und Alterungsprozesse der LED als störend erweisen können.

Zur Messung der Lichtabschwächung eines Materials wird dieses zwischen Szintillator und Photomultiplier eingebracht. Um eine Aussage darüber zu treffen, wie sehr das Licht durch das Material abgeschwächt wird, müssen die Werte eine Messgröße, die proportional zur Lichtintensität ist, miteinander verglichen werden. In Spektren, wie sie der Szintillationsdetektor liefert (Abbildung 4.3), ist diese Messgröße z.B. die Lage des Photopeaks im rechten Bereich des Spektrums. Es wird im Folgenden auf die Prozesse eingegangen, die diesem Spektrum und damit auch dem Photopeak zu Grunde liegen.

Ein Szintillator werde mit monoenergetischen γ-Quanten bestrahlt. Diese wechselwirken mit dem Szintillatormaterial, wobei es zu folgenden Prozessen kommt:

Photoeffekt Ein einfallendes γ-Quant der Energie $E_\gamma = h\nu$ wird von einem Atom unter Emission eines Elektrons aus der K- oder L-Schale eingefangen. Das Elektron regt die Zuständen im Leitungsband an (Abbildung 4.1), seine Energie wird in Szintillationsphotonen umgewandelt. Dies führt zum Photopeak im Spektrum. Die Energie des Photoelektrons ist

$$E_{\mathrm{pe}} = h\nu - E_{\mathrm{b}}, \tag{4.2}$$

wobei E_{b} die Bindungsenergie des Elektrons bezeichnet. Der Photopeak hat mehrere Komponenten, je nach der Schale, aus der das Elektron stammt. Die angeregte Hülle des Atoms geht in den Grundzustand durch Emission eines Auger-Elektrons oder eines charakteristischen Röntgenquants zurück. Dieses kann wiederum durch Photoeffekt absorbiert werden. Das Auger-Elektron wird aufgrund seiner geringen Energie im Szintillator gestoppt. Je nach Anteil der Bindungsenergie, die noch im Szintillator deponiert wird, spalten die Komponenten weiter auf. Da die Bindungsenergien – verglichen mit E_γ – in der Regel klein sind, können die einzelnen Beiträge mit einem NaI-Szintillator nicht nachgewiesen werden.

Compton-Streuung Das γ-Quant streut an einem Elektron und gibt einen Teil seiner Energie ab. Die auf das Elektron übertragene Energie E_c hängt nach

$$E_c = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)}\right) \tag{4.3}$$

vom Winkel θ zwischen einfallendem und gestreutem Photon ab. m_e bezeichnet die Masse des Elektrons. Die übertragene Energie wird maximal für $\theta = \pi$ mit

$$E_{c_{\max}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}. \tag{4.4}$$

Der Compton-Effekt bildet ein kontinuierliches Spektrum bis zur Maximalenergie $E_{c_{\max}}$. Dieser Punkt im Spektrum wird als *Compton-Kante* bezeichnet. Das gestreute γ-Quant kann durch Photoeffekt ebenfalls im Szintillator absorbiert werden, womit die gesamte Energie des γ-Quants im Szintillator deponiert ist. Es kommt dann zu einem Beitrag zum Photopeak.

Paarbildung Hat das γ-Quant eine größere Energie als $2m_e c^2$, kann es zur Paarproduktion im Feld einer Kernladung kommen. Dabei entstehen ein Elektron und ein Positron, wobei die Energie des γ-Quants vollständig an die Teilchen abgegeben wird. Elektron und Positron geben ihre Energie im Szintillator ab. Das Positron ist in Materie nicht stabil, sondern annihiliert bei kleiner kinetischer Energie. Es entstehen zwei γ-Quanten. Je nachdem, ob beide γ-Quanten den Szintillator verlassen oder in ihm gestoppt werden, kommt es zu einem Peak bei einer Energie von

$$h\nu - 2m_e c^2, \quad h\nu - m_e c^2, \quad \text{oder} \quad h\nu. \tag{4.5}$$

Die Beiträge werden als double- bzw. single escape-Peak bezeichnet, bzw. geben einen Beitrag zum Photopeak.

Abbildung 4.3 zeigt das Pulshöhenspektrum eines NaI-Szintillationsdetektors, der mit einer ^{137}Cs-Quelle bestrahlt wird. Das Pulshöhenspektrum ist die Auftragung der Zählrate gegen eine Größe, die proportional zur nachgewiesenen Lichtintensität ist. Nach dem Termschema 4.2 emittiert ^{137}Cs ein 662 keV γ-Quant, dessen Energie nicht zur Paarbildung im Szintillator reicht. Der Photopeak liegt bei Kanalzahl 1596, was mit der Energie 662 keV gleichgesetzt werden kann. Die Korrektur für die Bindungsenergien E_b wird dabei vernachlässigt. Bezogen auf den Photopeak liegt die Compton-Kante bei 464±8 keV, nach Gleichung (4.3) wird sie bei 477 keV erwartet. Die γ-Quanten streuen auch am Material, welches den Szintillator einschließt. Gelangen sie dann in den Szintillator, kommt es zu einem Rückstreupeak bei kleinen

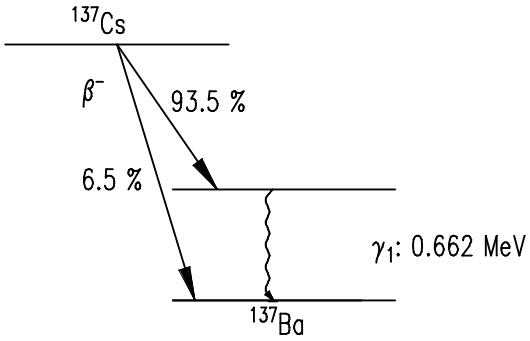

Abbildung 4.2: Termschema von ^{137}Cs.

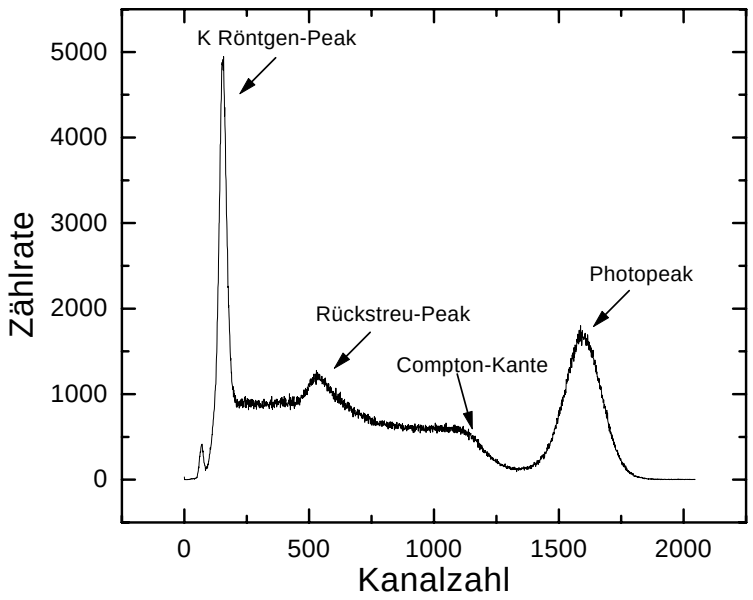

Abbildung 4.3: Pulshöhenspektrum von NaI in Verbindung mit einer ^{137}Cs-Quelle – gemessen mit dem Photomultiplier R5504.

Energien. Im Spektrum liegt der Rückstreupeak bei 222 keV. Nach Gleichung (4.3) ist die Energie eines γ-Quants, das unter einem Winkel $\theta = \pi$ gestreut wurde, gegeben durch

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_e c^2}. \tag{4.6}$$

Unter der Annahme, dass die Energie des einfallenden γ-Quant groß ist ($h\nu \gg m_e c^2/2$), wird aus Gleichung (4.6)

$$h\nu' = m_e c^2/2. \tag{4.7}$$

Der Rückstreupeak wird daher bei Energien von 255 keV oder kleiner (für $\theta < \pi$) erwartet, was der Beobachtung entspricht. Bei dem Peak bei Kanalzahl 155 handelt es sich um einen Photopeak einer charakteristischen Röntgen-Linie des Szintillators.

Man betrachtet nun die Kanalzahl des Photopeaks. Sie ist zunächst proportional zur deponierten Energie im Szintillator (also zur Anzahl an Szintillationsquanten, die durch den Photoeffekt entstehen) und damit auch zur Anzahl an Photonen, die am Photomultiplier ankommen. Wird der Lichtstrom durch ein Material zwischen Photomultiplier und Szintillator abgeschwächt, führt das zu einer niedrigeren Kanalzahl des Photopeaks. Es ist somit eine Aussage darüber möglich, wie sehr das Material die Lichtintensität abschwächt.

4.3 Grundlage von Lichtleitern

Bestimmte Detektoreigenschaften oder die Geometrie des Experimentes können verhindern, dass der Photomultiplier unmittelbar am Ort der Lichtentstehung eingesetzt werden kann. So konnten z.B. bei der letzten Messung mit PERKEO II die Photomultiplier aufgrund ihrer Magnetfeldempfindlichkeit nicht direkt an die Szintillatoren

angekoppelt werden. Das Licht wurde über ein geeignetes Material aus dem Magnetfeld geleitet und von einem rechteckigen auf einen runden Querschnitt überführt (Abbildung 3.5). Materialien, die Licht über eine Entfernung ohne große Verluste leiten, werden als Lichtleiter bezeichnet. Sie sind aus transparenten Materialien wie Glas oder Acryl gefertigt. Zur mechanischen Verarbeitung ist insbesondere Plexiglas GS geeignet, ein Acrylglas mit der chemischen Bezeichnung Polymethylmethacrylat (PMMA). Im Folgenden wird auf die Lichtausbreitung und die Abschwächung in einem solchen Material eingegangen.

4.3.1 Verhalten an Grenzflächen

Das Verhalten von Licht an der Grenzfläche zweier Medien mit optischen Dichten n_1 und n_2 wird durch das Snellsche Gesetz beschrieben. α_1 bezeichnet den Winkel zum Lot, unter dem das Licht auf die Grenzfläche fällt, α_2 den Winkel, unter dem es in das Medium 2 eintritt (Abbildung 4.4). Dann gilt nach dem Snellschen Gesetz

$$n_1 \sin\alpha_1 = n_2 \sin\alpha_2. \tag{4.8}$$

Für den Fall, dass der Strahl T parallel zur Grenzfläche austritt ($\alpha_2 = 90$ Grad), gilt für den Einfallswinkel

$$\alpha_1 = \alpha_R = \arcsin(\frac{n_2}{n_1}),\ n_1 > n_2. \tag{4.9}$$

Für Winkel größer als der kritische Winkel α_R kommt es also nicht zu einem Übergang von Licht in das optisch dünnere Medium. Dieses Verhalten wird als Totalreflexion bezeichnet und ausgenutzt, um Licht durch ein geeignetes Medium wie z.B. Plexiglas ($n_1 = 1.49$) zu leiten. Der Grenzwinkel für Totalreflexion gegen Vakuum ($n_2 = 1$) beträgt 42.15 Grad. Licht, das unter größeren Winkeln auf die Grenzfläche fällt, wird totalreflektiert und verbleibt im Lichtleitermaterial.

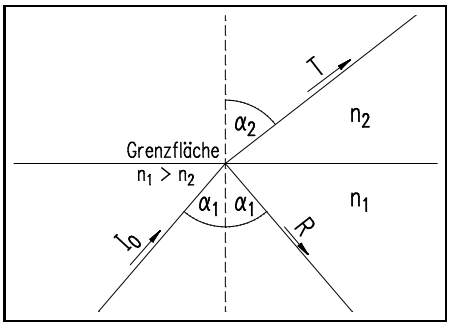

Abbildung 4.4: Verhalten von Licht an einer Grenzfläche zwischen zwei Materialien – Mit I_0 wird der auf die Grenzfläche treffende Strahl bezeichnet.

Das Snellsche Gesetz beschreibt qualitativ, dass es ab einem bestimmten Winkel zur Totalreflexion kommt. Die Wahrscheinlichkeit der Reflexion unter einem beliebigen Winkel ist durch die Fresnel-Formeln gegeben. Mit der Unterscheidung, ob der einfallende Strahl parallel (R_p) oder senkrecht (R_s) zur Einfallssebene polarisiert ist, gilt für die Wahrscheinlichkeit der Reflexion an der Grenzfläche

$$R_s = \left(\frac{\sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{\sin(\alpha_2 + \alpha_1)}\right)^2, \quad R_p = \left(\frac{\tan(\alpha_2 - \alpha_1)}{\tan(\alpha_2 + \alpha_1)}\right)^2. \tag{4.10}$$

Abbildung 4.5 zeigt R_s und R_p aufgetragen gegen den Einfallswinkel für den Übergang Plexiglas $\rightarrow$ Vakuum. Ab einem Winkel von 42.15 Grad tritt Totalreflexion auf ($R = 1$). Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit kommt es auch schon unter kleineren Winkeln zur Reflexion. Die Wahrscheinlichkeit jedoch, dass ein Photon z.B.

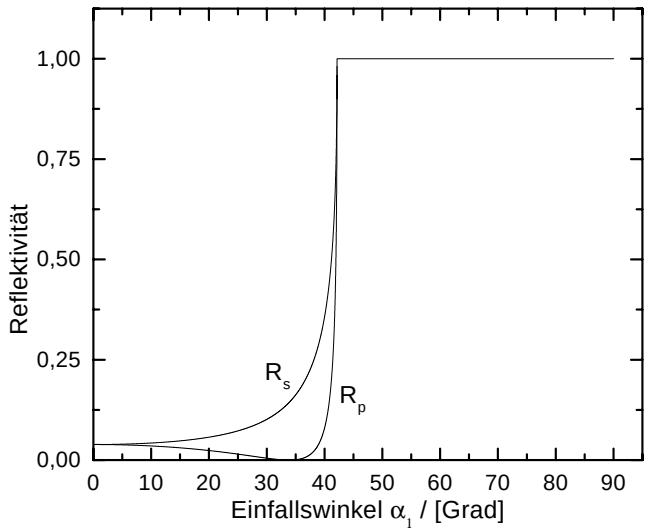

Abbildung 4.5: Fresnel-Formeln – Für $n = 1.49$ tritt ab einem Winkel von 42.15 Grad Totalreflexion ein.

unter einem Winkel von 30 Grad nach 3 Reflexionen im Lichtleiter verbleibt, ist mit $R = 0.2^3 < 1\,\%$ sehr gering.

4.3.2 Abschwächung im Lichtleitermaterial

Man betrachtet ein Spektrum, das durch den Lichtleiter transmittiert wird. Dann sind die wesentlichen Abschwächungseffekte:

1. Licht, das unter kleinerem Winkel als dem der Totalreflexion auf die Grenzfläche trifft, geht nach einigen Reflexionen verloren.
2. Das Licht wird kontinuierlich im Material gestreut.
3. Durch schlechte Oberflächenbeschaffenheit wird das Licht an der Grenzfläche herausgestreut, obwohl es der Totalreflexion genügt.

Bei der Beschreibung von Verlusten in einem Material muss berücksichtigt werden, dass der Brechungsindex des Materials (und damit die Bedingung für Totalreflexion) wie auch das Transmissionsvermögen abhängig von der Wellenlänge ist.

In Abbildung 4.6 und 4.7 sind die Transmission und der Brechungsindex von GS-Plexiglas gegen die Wellenlänge aufgetragen. Licht mit kleineren Wellenlängen als 320 nm wird nach wenigen Zentimetern im Lichtleiter absorbiert, während die größeren Wellenlängen durch den Lichtleiter transmittiert werden. Für große Wellenlängen fällt der Brechungsindex nach Abbildung 4.7 nicht mehr so stark ab.

Das Ziel der Messungen ist, einen allgemeinen Abschwächungskoeffizienten für lange Lichtleiter anzugegeben. Es wird dazu angenommen, dass das nach einigen Zentimetern im Lichtleiter verbleibende Wellenlängenspektrum eine konstante Abschwächung erfährt und mit einem konstanten Brechungsindex beschrieben werden kann. Man

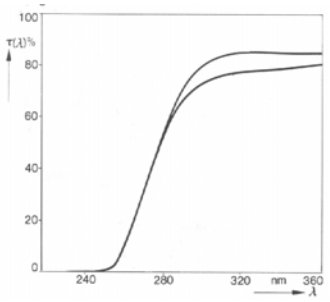

Abbildung 4.6: Transmissionsvermögen von Plexiglas GS2458 bei Bestrahlung mit unterschiedlichen Lichtquellen – Das Material ist speziell für die Anforderung der UV-Durchlässigkeit entwickelt worden [RÖ95].

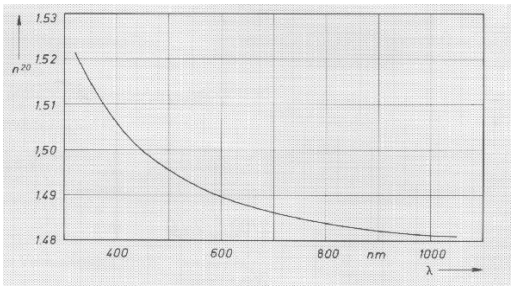

Abbildung 4.7: Brechungsindex von Plexiglas GS [RÖ98].

geht zur Beschreibung der Effekte 1-3 vereinfachend von einer punktförmigen zentralen Lichtquelle am Anfang eines zylindrischen Lichtleiters der Länge L und des Durchmessers d aus (Abbildung 4.8). Der Brechungsindex des Materials gegen Vakuum sei n, der Winkel der Totalreflexion sei α_R. Der Winkel der Lichtausbreitung bezüglich der Längsachse des Lichtleiters sei θ. Dann ist der Anteil des Lichtes, der an der Grenzfläche nicht der Totalreflexion genügt (schraffiert dargestellt), gegeben durch

$$I_{\text{Verlust}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2-\alpha_R}^{\pi/2} \sin\theta \; d\theta = \frac{1}{n}. \tag{4.11}$$

Bei Verwendung eines Lichtleiters wird das Licht danach um den Faktor n – gegeben durch den Brechungsindex – abgeschwächt.

Die konstante Abschwächung durch Streuverluste in einem Material wird beschrieben durch einen exponentiellen Ansatz

$$I_{\text{streu}} = I_0 \cdot e^{-\bar{L}/\lambda_{\text{streu}}}, \tag{4.12}$$

wobei λ_{streu} ein Abschwächungsparameter bei einer festen Wellenlänge und $\bar{L}$ der vom Licht im Leiter zurückgelegte mittlere Weg ist. I_0 ist die Lichtintensität am Entstehungsort. Zur Berechnung des mittleren Lichtweges wird über alle Winkel innerhalb des Bereichs der Totalreflexion gemittelt. Dann gilt für den mittleren Winkel

$$\bar{\theta} = \frac{\int_0^{\pi/2-\alpha_R} \theta \sin\theta \; d\theta}{\int_0^{\pi/2-\alpha_R} \theta \; d\theta}. \tag{4.13}$$

Z.B. beträgt für $n = 1.49$ der Winkel $\bar{\theta}$ etwa 30 Grad. Der mittlere Weg ist dann gegeben durch

$$\bar{L} = \frac{L}{\cos\bar{\theta}}. \tag{4.14}$$

und wird in Gleichung (4.12) eingesetzt.

Die Verluste infolge schlechter Oberflächenbeschaffenheit werden durch einen empirischen Parameter κ beschrieben, der angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit es

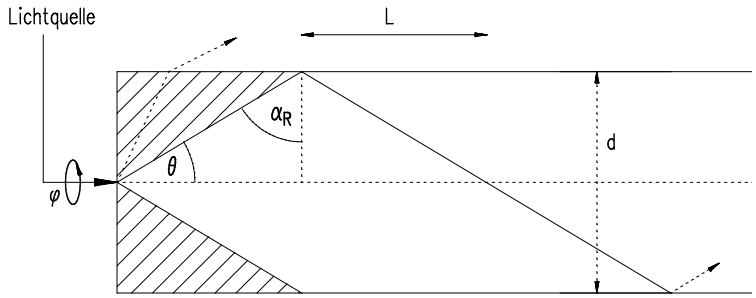

Abbildung 4.8: Transmission durch einen Lichtleiter der Länge L mit Durchmesser d – Schraffiert dargestellt ist der Teil des Lichtes, der an der Grenzfläche verloren geht.

trotz Totalreflexion zu einem Verlust an der Grenzfläche kommt. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Photon nach $\bar{N}$ Reflexionen noch im Lichtleiter befindet, ist dann gegeben durch

$$I_{\text{refl}} = I_0 \cdot (1-\kappa)^{\bar{N}} = I_0 \cdot e^{\bar{N} \cdot \ln(1-\kappa)}. \tag{4.15}$$

Aus geometrischer Überlegung folgt, dass das Licht im Mittel $\bar{N}$-mal reflektiert wird mit

$$\bar{N} = \frac{L \tan \bar{\theta}}{d}. \tag{4.16}$$

Die Abschwächung lässt sich dann mit einem allgemeinen Parameter λ beschreiben, der die Effekte 1-3 zusammenfasst:

$$I = I_0 \cdot e^{-L/\lambda}, \qquad \lambda^{(-1)} = \left(\frac{1}{\lambda_{\text{streu}} \cdot \cos \bar{\theta}} - \frac{\tan \bar{\theta}}{d} \cdot \ln(1-\kappa) \right). \tag{4.17}$$

λ ist damit ein kombiniertes Maß für die Materialeigenschaft und die Güte der Oberfläche. Ein vom Durchmesser d größerer Lichtleiter wird das Licht weniger oft reflektieren, die Abschwächungslänge wird daher größer. Durch eine gute Oberflächenbeschaffenheit des Materials kann die Transmission ebenfalls verbessert werden. Auf die Messung von λ wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

4.4 Die Messungen zur Abschwächung

4.4.1 Aufbau und Elektronik

Abbildung 4.9 zeigt den Aufbau zur Bestimmung der Abschwächungslänge. Das Prinzip der Messung ist die Bestimmung der Lichtintensität bei verschiedenen Materiallängen. Der Szintillator wird mit einer ^{241}Am-Quelle bestrahlt, die u.a. ein 59.6 keV γ-Quant emittiert. Die Lichtleiter[2] sind mit sogenannten Silikon-Cookies[3] an den Szintillator und an den Photomultiplier gekoppelt. Alle optischen Komponenten sind in einer schwarzen Box untergebracht, die das Umgebungslicht abschirmt und eine Rückstreuung von Photonen in das Material verhindert. Das vom Detektor kommende Signal wird zur weiteren Auswertung in der Elektronik verarbeitet. Ein Linear-Fan

[2] Als Lichtleitermaterial wird Acryglas-GS der Firma König GmbH verwendet.
[3] Silikon-Cookies werden in Abschnitt 4.4.3 vorgestellt.

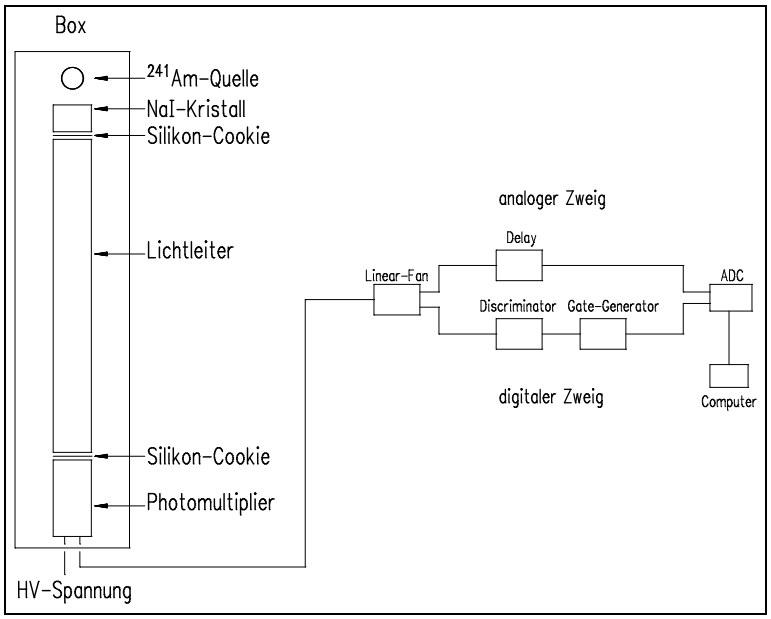

Abbildung 4.9: Aufbau zur Messung der Abschwächungslänge.

spaltet das Signal auf in einen digitalen und einen analogen Zweig. Im digitalen Zweig wird ein Gate von $1\,\mu$s Länge erzeugt, das mit dem verzögerten analogen Signal auf einen ladungssensitiven Analog-Digital-Converter (ADC) gegeben wird. Der ADC integriert ein solches Signal innerhalb der Gatezeit[4] und erzeugt einen Eintrag bei einer Kanalzahl, die proportional zur integrierten Fläche F ist. Die Fläche ist wiederum proportional zur Anzahl PE_2 an Elektronen, die an der Anode des Photomultipliers ankommen:

$$F = \int_0^{1\ \mu\ s} U\ dt \propto \int_0^{1\ \mu\ s} I\ dt = PE_2. \tag{4.18}$$

Bei einer konstanten Verstärkung des Photomultipliers ist die Kanalzahl damit ein Maß für die Lichtintensität, die auf die Photokathode des Multipliers trifft[5]. Ein zwischen Szintillator und Photomultiplier eingebauter Lichtleiter wird die Lichtintensität abschwächen. Damit verschiebt sich das Spektrum von ^{241}Am zu kleineren Kanalzahlen. Aus der relativen Lage des Photopeaks bei verschiedenen Längen kann dann auf λ geschlossen werden.

4.4.2 Messung der Abschwächungslänge

Abbildung 4.10 zeigt das ADC-Spektrum einer Messung, bei der ein 3 cm langer Lichtleiter mit 5 cm Durchmesser zwischen Szintillator und Photomultiplier eingebaut wurde. Die Lage des Photopeaks ist aus der Mittelung der Kanaleinträge 547-799 bestimmt und liegt bei Kanalzahl 661. Der statistische Fehler des Wertes beträgt 0.33. Es werden 5 Pulshöhenspektren direkt hintereinander aufgenommen. Mittelt man über alle 5 Werte für die Kanalzahl, ist die Standard-Abweichung der Einzelmessung vom Mittelwert kleiner als 0.5 %. Die Fehler durch Schwankung der

[4] In $1\,\mu$s fällt die Intensität des Szintillationslichtes vom NaI-Kristall auf 2 %.
[5] Darauf wird im Detail in Kapitel 4 eingegangen.

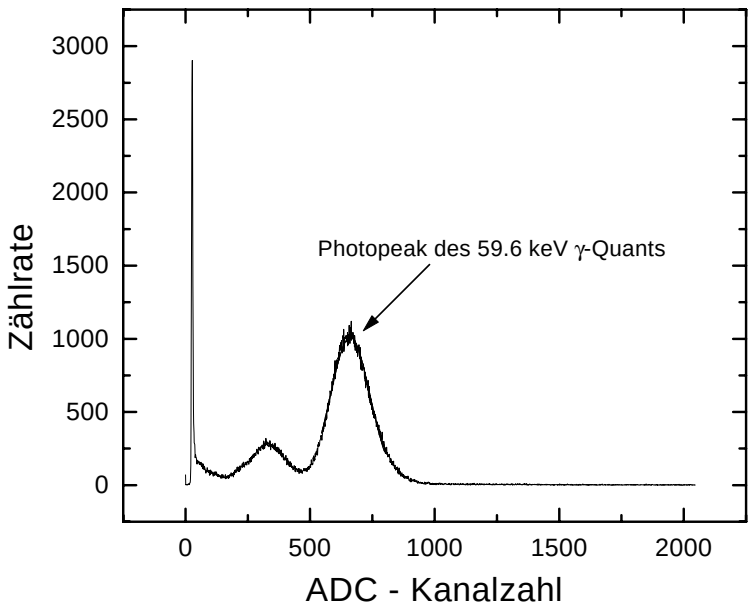

Abbildung 4.10: ADC-Spektrum für eine Lichtleiterlänge von 3 cm – Der Photopeak liegt bei Kanalzahl 661. Ebenfalls zu sehen sind weitere Photopeaks der beim Zerfall von ^{241}Am emittierten γ-Quanten.

Temperatur ($\Delta T < 0.1°$C) und der Hochspannung ($\Delta V < 1$ Volt) sind ebenfalls kleiner als 0.5 %, wie noch in Abschnitt 5.2.3 gezeigt wird. Der maßgebliche Fehler bei der Messung ist dadurch gegeben, wie genau beim Einbau des Lichtleiters die entsprechende Kanalzahl ‚reproduziert' werden kann. Um ein Maß dafür zu finden, wird der 25 cm lange Lichtleiter mit 5 cm Durchmesser mehrmals aus- und eingebaut und jeweils ein Pulshöhenspektrum gemessen. Die mittlere Lage des Photopeaks bei 6 Messungen beträgt 559.9, die Standard-Abweichung der Einzelmessung vom Mittelwert 13.1, also etwa 2.5 %. Im Folgenden wird daher für jede Kanalzahl des Photopeaks eine systematische Unsicherheit von 2.5 % angenommen.

In einer ersten Messreihe werden Lichtleiter mit einem Durchmesser von 5 cm und Längen zwischen 3 cm und 100 cm verwendet. Der Logarithmus der Kanalzahl des Photopeaks wird gegen die Lichtleiterlänge aufgetragen (Abbildung 4.11) und eine Gerade an die Messpunkte angefittet. Aus der Steigung der Geraden folgt nach Gleichung (4.17) eine Abschwächungslänge von

$$\boxed{\lambda_{5\,\mathrm{cm}} = (151 \pm 7.5)\,\mathrm{cm}.} \tag{4.19}$$

Die Messung ohne Lichtleiter (0 cm) wird mit den zwei zur Kopplung benutzten Silikon-Cookies durchgeführt und ist ebenfalls in Abbildung 4.11 eingezeichnet. Der Wert ist größer als nach der Extrapolation der Geraden auf 0 cm erwartet. Die Gerade schneidet die Ordinate bei 6.46±0.42, während die Messung für 0 cm den Wert 6.93±0.02 ergibt. Der Lichtstrom wird demnach auf den ersten Zentimetern um einen Faktor 1.6±0.6 abgeschwächt. Dieser Faktor ist nach Abschnitt 4.3.2 als Verlust des

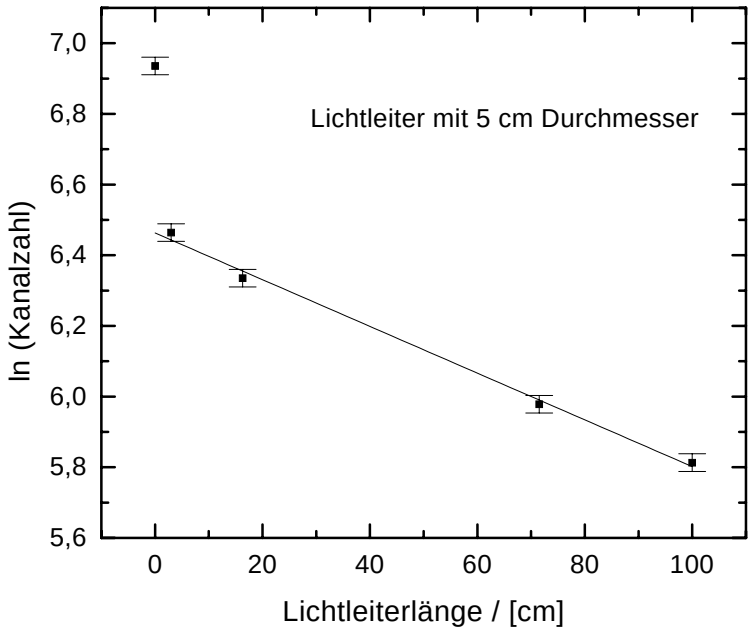

Abbildung 4.11: Logarithmus der Kanalzahl, aufgetragen gegen die Länge für Lichtleiter mit 5 cm Durchmesser – An die Messpunkte wird eine Gerade gefittet. Der Wert für die Länge 0 cm wird nicht zur Bestimmung der Abschwächungslänge verwendet.

Teils des Spektrums zu verstehen, der nicht der Bedingung der Totalreflexion genügt. Nach (4.11) ist der erwartete Faktor gerade durch den Brechungsindex des verwendeten Materials ($n = 1.49$) gegeben, was den beobachteten Verlust erklärt.

In einer weiteren Messreihe werden Lichtleiter mit einem Durchmesser von 4 cm und Längen zwischen 3 cm und 100 cm verwendet. Abbildung 4.12 zeigt das Ergebnis dieser Messreihe. Aus der Steigung der Geraden folgt eine Abschwächungslänge von

$$\boxed{\lambda_{4\,\mathrm{cm}} = (137 \pm 6)\,\mathrm{cm}.} \tag{4.20}$$

Die Messpunkte, für die wieder ein systematischer Fehler von 2.5 % angenommen wird, weichen um bis zu $2\,\sigma$ von der Geraden ab. Die Lichtleiter sind aus einem Stück gefertigt, weisen jedoch unterschiedliche Transmissionsvermögen auf als aufgrund einer konstanten Abschwächungslänge erwartet. Ein Grund könnten Dichtefluktuationen im Material aufgrund des Fertigungsprozesses sein oder eine unterschiedliche Oberflächenbeschaffenheit aufgrund von Lagerung und Gebrauch.

Die Gerade schneidet die Ordinate bei 6.05 ± 0.36, während die Messung für 0 cm den Wert 6.87 ± 0.02 ergibt. Die Lichtintensität wird auf den ersten Zentimetern um einen Faktor 2.2 ± 0.8 abgeschwächt, was wieder mit einer Abschwächung nach Gleichung (4.11) um einen Faktor $n = 1.49$ verträglich ist.

Nach (4.16) wird Licht in einem Leiter mit kleinerem Durchmesser im Mittel häufiger reflektiert. Daraus resultiert nach Gleichung (4.17) eine kleinere Abschwächungslänge.

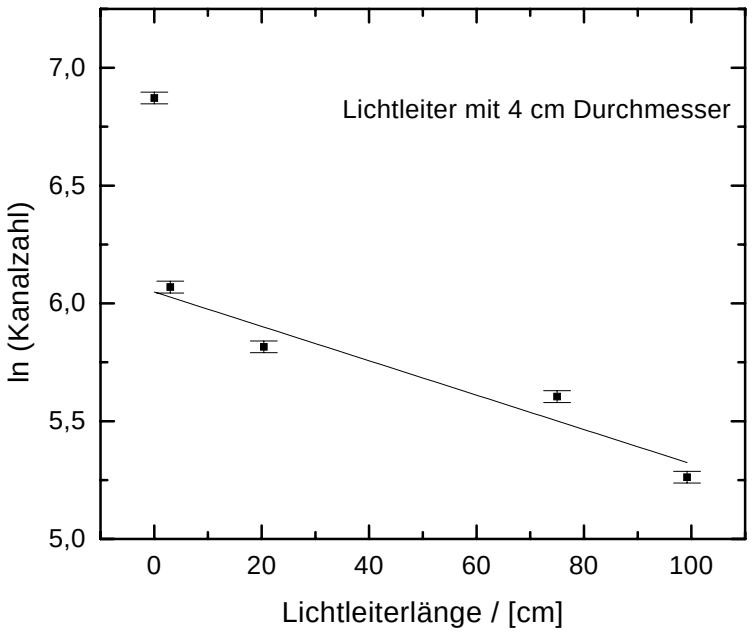

Abbildung 4.12: Logarithmus der Kanalzahl, aufgetragen gegen die Länge für Lichtleiter mit 4 cm Durchmesser – An die Messpunkte wird eine Gerade gefittet. Der Wert für die Länge 0 cm wird nicht zur Bestimmung der Abschwächungslänge verwendet.

Die Ergebnisse der Messungen zu unterschiedlichen Durchmessern bestätigen diese Erwartung.

Die Angaben der Hersteller zu den Abschwächungslängen variieren von 2 m bis 6 m. Gemessen wird dabei die Transmission eines Laserstrahls, der ohne Reflexionen das Material durchquert. Die in diesem Abschnitt gemessenen Abschwächungslängen sind realistischer, wenn das Material als Lichtleiter wie bei PERKEO verwendet wird. Danach wird das Licht auf einem Meter Länge etwa um die Hälfte abgeschwächt.

4.4.3 Messung von Übergangsverlusten

Die Kopplung von optischen Elementen geschieht durch Stoffe, die einen ähnlichen Brechungsindex wie die Materialien selbst haben. Neben optischen Gelen haben sich auch Sekundenkleber oder Vakuumschmiermittel als geeignet erwiesen. Werden unterschiedliche Materialien mit Brechungsindizes n_1 und n_2 miteinander verbunden, sollte der Brechungsindex des Verbindungsstoffes zwischen n_1 und n_2 liegen, um einen kontinuierlichen Lichtübergang zu ermöglichen. Lufteinschlüsse verschlechtern die Güte der Ankopplung und sind je nach Material vermeidbar.

Mit dem gleichen Aufbau wie zuvor bei der Bestimmung der Abschwächungslänge werden die Übergangsverluste durch eine Vergleichsmessung bestimmt. Dafür werden die Lichtleiterstücke mit 5 cm Durchmesser aus der Bestimmung der Abschwächungslänge verwendet. Der 100 cm langer Lichtleiter wird über Silikon-Cookies an den Szintillatonsdetektor gekoppelt und die Lage des Photopeaks gemessen. Nun werden zwei Lichtleiter mit einer Gesamtlänge von 87.8 cm eingebaut. Zwischen die Licht-

Material	Abschwächung / [%]
Silikon-Cookies	12.9±3.1
Paste Dow Corning	11.0±2.9
Paste Graisse (pour vide)	8.5±3.0
Optisches Gel	4.5±2.0
Diffusionspumpenöl	3.2±3.1
Sekundenkleber	3.2±2.5
Spalt	19.9±2.8

Tabelle 4.2: Gemessene Übergangsverluste von verschiedenen Materialien – Die verwendeten Stoffe werden im Text beschrieben.

leiter wird das zu untersuchende Material eingebracht. Es wird darauf geachtet, durch planparalleles Andrücken und Drehen der Lichtleiter Lufteinschlüsse zu vermeiden. Ein Vergleich der Positionen der Photopeaks gibt Aufschluss, wie groß die Abschwächung durch den eingebrachten Stoff ist. Für die Lage des Photopeaks wird wie bei der Lichtleitermessung ein systematischer Fehler von 2.5 % angenommen. Aufgrund der unterschiedlichen Gesamtlängen von 100 cm und 87.8 cm wird die Lage des Photopeaks für die 100 cm Messung mit der bekannten Abschwächungslänge aus (4.19) auf 87.8 cm extrapoliert. Das erhöht den Wert um 8.4 %. In Tabelle 4.2 sind die gemessenen Abschwächungen für verschiedene Materialien in Prozent angegeben.

- Das verwendete optische Gel hat einen Brechungsindex von 1.46. Es ist gut zu verarbeiten und weist wenig Lufteinschlüsse auf. Bei Durchsicht erscheint es von allen verwendeten Gelstoffen am klarsten, was die Messung bestätigt.

- Die verwendeten Cookies sind speziell angefertigte Silikon-Plättchen von BICRON mit einer Dicke von 2 mm. Sie sind empfindlich gegenüber mechanischer Beanspruchung und Schmutz, lassen sich aber mit Methanol säubern. Lufteinschlüsse sind durch Druck auf den Lichtleiter nur bedingt vermeidbar.

- Die Paste von Dow Corning wird speziell für Lichtleiterübergänge angeboten und kann nach Herstellerangaben im Vakuum verwendet werden. Die Paste ist sehr zäh, was es schwierig macht, Lufteinschlüsse herauszudrücken.

- Bei der Paste Graisse von Rhone-Poulenc handelt es sich um ein vakuumtaugliches Schmiermittel, das beim Durchblick etwas klarer erscheint als die Paste von Dow Corning. Lufteinschlüsse lassen sich leichter herausdrücken.

- Das Diffusionspumpenöl von Balzers (Oil 71) ist aufgrund seiner Viskosität schwierig zu verarbeiten, hat jedoch den Vorteil, dass es so gut wie keine Lufteinschlüsse nach dem Einbringen aufweist.

- Sekundenkleber dürfen keine Lösungsmittel enthalten. Sie sind gut zu verarbeiten, wobei der Lichtleiter bis zum Trocknen des Klebers keinen Spannungen ausgesetzt werden darf.

- Neben verschiedenen optischen Materialien wird die Abschwächung durch einen 2 mm breiten Spalt untersucht. Die Lichtleiter sind wie bei allen Messungen

an beiden Enden poliert und der Spalt zwischen den Lichtleitern wird durch zwei 3 mm lange 2 mm dicke Drähte hergestellt. Die Korrektur bezüglich der Drahtfläche ist kleiner als 1 % und damit vernachlässigbar. Ein Teil des Lichtes wird reflektiert beim Übergang in Luft bzw. Wiedereintritt in den Lichtleiter. Aus den Fresnel-Formeln (Gleichung 4.10) folgt für $n = 1.49$ nur jeweils 4 % Reflexion, also ein Verlust von etwa 8 %. Der Anteil des aus dem Spalt herausgestreuten Lichtes beträgt etwa 2 % was nicht den gemessenen Verlust erklärt. Ein ähnlich hoher Verlust (21 %) an einem Spalt wurde auch schon bei [Kei70] gemessen und dort durch zusätzliche Reflexionsprozesse wie etwa diffuse Reflexion an der Oberfläche erklärt.

Nach diesen Untersuchungen ist für eine dauerhafte Verbindung zweier Segmente Sekundenkleber sehr geeignet. Die Verbindung z.B. zwischen einem Photomultiplier und einem Lichtleiter wird man mit optischem Gel herstellen, um das Glasfenster des Multipliers zu schonen. Mit den verwendeten Stoffen zur Kopplung der Segmente des Lichtleitersystems in Abbildung 3.5 ist damit nach den Untersuchungen die optimale Wahl getroffen.

4.5 Monte-Carlo-Simulation

Zur weiteren Untersuchung des Lichleitersystems wird die Lichtauskopplung aus der Szintillatorgeometrie in Abbildung 3.5 mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation berechnet. Diese basiert auf dem Prinzip der Strahlverfolgung durch das Material. Die MC-Simulation wird zunächst als Test mit einer analytischen Lösung zur Lichtauskopplung verglichen. Dazu betrachtet man den Quader in Abbildung 4.13. Er besteht aus einem Material mit Brechungsindex n. Wieviel Licht durch Totalreflexion in diesem Material eingeschlossen wird, ergibt folgende Überlegung: In dem Quader wird Licht in der Mitte nach allen Seiten abgestrahlt. Der Strahl A innerhalb der weißen

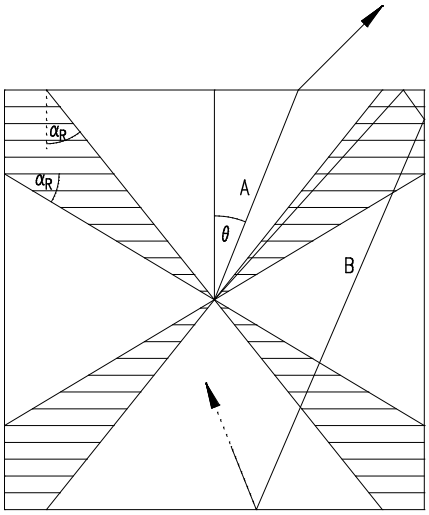

Abbildung 4.13: Lichteinschluss in einem Quader – Innerhalb der schraffierten Flächen wird das Licht im Quader eingeschlossen.

Fläche verlässt das Material, weil er nicht der Bedingung für Totalreflexion genügt.

Der Strahl B innerhalb der schraffierten Fläche bleibt im Quader vermöge Totalreflexion an allen Flächen. Die Koni, innerhalb derer das Licht den Quader verlässt, überlappen nicht, wenn für den Brechungsindex des Materials $n \geq \sqrt{2}$ gilt. α_R bezeichnet den Winkel der Totalreflexion im Material. Der Anteil innerhalb der weißen Flächen, der aus dem Quader austritt, ist - in drei Dimensionen gerechnet – gegeben durch

$$I_V = 6 \cdot \frac{2\pi \cdot \int_0^{\alpha_R} \sin\theta \; d\theta}{4\pi} = 3\left(1 - \frac{\sqrt{n^2-1}}{n}\right). \tag{4.21}$$

Ein Anteil

$$I_T = 1 - I_V = 3\frac{\sqrt{n^2-1}}{n} - 2 \tag{4.22}$$

wird somit vermöge Totalreflexion im Quader gefangen. Dieser Anteil ist gleich für jede Quadergeometrie und unabhängig vom Ort der Lichtentstehung. Für $n = 1.58$ (Plastikszintillator) beträgt $I_T = 32.3\,\%$.

Wird das Licht verlustfrei an einer Fläche des Quader in Abbildung 4.13 ausgekoppelt, beträgt der nachgewiesene Anteil

$$I_\Sigma = I_T + \frac{1}{6} \cdot I_V = 43.6\,\% \quad (n = 1.58). \tag{4.23}$$

Zum Test der MC-Simulation wird ein Material mit einem Brechungsindex von $n = 1.58$ ohne Abschwächung der Lichtintensität angenommen. Der Quader hat die Abmessung 10×10×10 in beliebiger Einheit. Das Licht wird im Mittelpunkt isotrop emittiert. Man erhält für den Anteil des Lichtes, der durch Totalreflexion im Material verbleibt

$$I_T = (32.6 \pm 0.3)\,\%. \tag{4.24}$$

Das entspricht der Erwartung nach (4.22). Der angegebene Fehler ist die Standardabweichung vom Mittelwert bei 10 Durchläufen mit jeweils 10000 Photonen. Der in (4.22) berechnete Anteil des durch Totalreflexion im Quader eingeschlossenen Lichtes sollte in der Simulation konstant bleiben, wenn die Quaderform beliebig verändert und das Licht isotrop im Quader erzeugt wird. Die MC-Simulation mit diesen Voraussetzungen bestätigt diese Erwartung.

Zusätzlich wird jetzt der Anteil des Lichtes berücksichtigt, der durch die Quaderflächen entweicht, an einer (beliebigen) Fläche jedoch nachgewiesen wird. Das Licht entsteht wieder im Mittelpunkt. Der nachgewiesenen Anteil beträgt

$$I_\Sigma = (43.4 \pm 0.4)\,\%, \tag{4.25}$$

was der Erwartung nach (4.23) entspricht. Diese Tests zeigen, dass die MC-Simulation die analytisch berechneten Ergebnisse repoduziert. Der Anteil der Auskopplung ändert sich unter der Annahme, dass das Licht isotrop im Material erzeugt wird. Dann beträgt der nachgewiesene Anteil

$$(47.4 \pm 0.5)\,\%. \tag{4.26}$$

Es wird also mehr Licht nachgewiesen als nach der analytischen Betrachtung erwartet. Licht, das bei Entstehung im Mittelpunkt aus den Seitenflächen austräte, kann

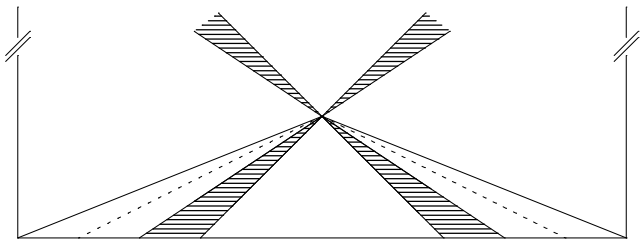

Abbildung 4.14: Der weißgezeichnete Anteil wird nachgewiesen, wenn das Licht dicht vor der Detektionsfläche entsteht.

noch auf die Detektionsfläche treffen, wenn es dicht vor ihr erzeugt wird. In Abbildung 4.14 ist das veranschaulicht. Die Lichtauskopplung in einem beliebig geformten Quader mit einer isotropen Lichterzeugung ist daher analytisch nicht mehr einfach lösbar. Sie muss in der MC-Simulation berechnet werden. In der letzten Messung mit PERKEO II kam ein Szintillator mit den Abmessungen $(44\times16\times0.5)\,\mathrm{cm}^3$ zum Einsatz, der an den seitlichen Flächen $(16\times0.5)\,\mathrm{cm}^2$ über Fish-Tails ausgelesen wurde.

Das Zerfallsvolumen wurde auf eine Länge von etwa 40 cm und eine Höhe von etwa 12 cm auf die Szintillatorfläche abgebildet. Zur Berechnung der Lichtauskopplung werden folgende Annahmen gemacht:

- Es wird nur eine Wellenlänge im Material berücksichtigt, für die der Brechungsindex $n = 1.58$ beträgt.
- Die Abschwächungslänge des Materials beträgt 20 cm [Rei99].
- Entsprechend der Abbildung des Zerfallsvolumens auf die Szintillatorfläche wird davon ausgegangen, dass nur eine Lichterzeugung innerhalb der Fläche des abgebildeten Zerfallsvolumens stattfindet. Hier wird das Licht isotrop erzeugt und emittiert. Für die Lichtausbreitung wird das Gesamtvolumen des Szintillators berücksichtigt.
- Die Reflektivität für ein Photon, das mit einem Winkel größer bzw. kleiner als dem der Totalreflexion auf die Grenzfläche trifft, ist 100 % bzw. 0 %. Dies ist im Hinblick auf die Fresnel-Formeln (4.10) nur eine Näherung.
- Das Licht wird verlustfrei an den Seiten mit Fish-Tails ausgekoppelt und gilt damit als detektiert. Streng genommen muss der Übergang zu einem optisch dünneren Material berücksichtigt werden, worauf hier verzichtet wird.

Unter diesen Annahmen beträgt der Anteil des an beiden Seiten nachgewiesenen Lichtes

$$\boxed{I_{20\,\mathrm{cm}} = (15.6 \pm 0.4)\,\%} \tag{4.27}$$

Dieser Wert ist im Wesentlichen auf die große Abschwächungslänge im Material zurückzuführen. Unabgeschwächt wird nach der MC-Simulation ein Anteil von etwa 55 % aus den Seitenflächen nachgewiesen. Nimmt man an, dass das Licht im Mittelpunkt des Szintillators erzeugt wird, muss es eine Strecke von etwa 23-25 cm zu den Ausleseflächen zurücklegen und wird bei einer Abschwächungslänge von 20 cm um 50-70 % abgeschwächt, was den hohen Verlust erklärt.

Der Anteil, der durch eine große $44\times16\,\mathrm{cm}^2$ Fläche verloren geht, beträgt nach der Simulation etwa 11 %. Das ist im Wesentlichen das Licht, das unter einem kleineren Winkel als dem der Totalreflexion auf die große Fläche trifft. Der Anteil für eine Fläche ohne Berücksichtigung der Abschwächung beträgt

$$I_{\mathrm{Verlust}} = \frac{1}{2}\int_0^{\alpha_R} \sin\theta \; d\theta = 11.3\,\%. \tag{4.28}$$

Der Anteil des an den schmalen nicht ausgelesenen Flächen austretenden Lichtes beträgt nach der Simulation zusammen etwa 14 %.

Zum Vergleich wird die MC-Simulation mit einer Abschwächungslänge von 80 cm durchgeführt. Dieser Wert wurde bei [Met95] für den Szintillator BC404 von BICRON gemessen. Der Anteil des an beiden Seiten nachgewiesenen Lichtes beträgt

$$I_{80\,\mathrm{cm}} = (36.3 \pm 0.3)\,\%. \tag{4.29}$$

Das ist mehr als die doppelte Lichtausbeute im Vergleich zum vorher verwendeten Material. Trotzdem erscheint es aufgrund der hohen Verluste infolge der Abschwächung im Material vorteilhafter, das Licht direkt aus der großen Szintillatorfläche auszukoppeln. Man gewinnt bei idealer Auskopplung den Anteil, der durch Totalreflektion immer im Material eingeschlossen wird und den Anteil, der durch eine große Fläche verloren ginge. Das entspräche einem Anteil von etwa 43 % (Anteil der Totalreflektion aus (4.22) und Verlust nach (4.28)).

4.6 Zusammenfassung

Mit den Ergebnissen dieses Kapitels kann die Transmission des Lichtleitersystems aus Abbildung 3.5 beschrieben werden. Für das Lichtleitermaterial mit 5 cm Durchmesser wird nach (4.19) eine Abschwächungslänge von 151 cm angenommen. Das verwendete Fish-Tail zusammen mit dem Lichtleiter wird dabei als Lichtleiter mit einer Länge von 1 m angenommen, was der Abmessung aus Abbildung 3.5 entspricht. Das kleine Lichtleiterstück war etwa 5 cm lang. Jedes Element und jeder Übergang des Lichtleitersystems erhält eine Bezeichnung, die für die jeweilige Transmission steht. Der Verlust durch das Glasfenster wird nicht berücksichtigt. Die Transmission für diese Anordnung beträgt

$$T_\Sigma = T_{\mathrm{Szintillator}} \times T_{\mathrm{Lichtleiter}_1} T_{\mathrm{Lichtleiter}_2} \times T_{\mathrm{Spalt}} \times T^2_{\mathrm{Sek.Kleber}} \times T^2_{\mathrm{Gel}} \approx 6\,\%, \tag{4.30}$$

was den beobachteten 96 % Verlusten bei der letzten Strahlzeit nahe kommt.

Eine Verbesserung des Systems wäre die Ankopplung des Photomultipliers direkt an den langen Lichtleiter. Der zweite Lichtleiter und der Übergang mit Glasfenster und Spalt fielen somit weg. Die Transmission beträgt dann

$$T_\Sigma = T_{\mathrm{Szintillator}} \times T_{\mathrm{Lichtleiter}_1} \times T^2_{\mathrm{Sek.Kleber}} \times T_{\mathrm{Gel}} \approx 7\,\%. \tag{4.31}$$

Der Gewinn durch das Weglassen der Übergänge und des Spalts ist unwesentlich.

Der Photomultiplier wird nun direkt an das Fish-Tail gekoppelt. Dieses hat ohne anschließenden Lichtleiter eine Länge von etwa 25 cm und wird als Lichtleiter dieser Länge behandelt. Die Transmission beträgt

$$T_\Sigma = T_{\mathrm{Szintillator}} \times T_{\mathrm{Fish-Tail}} \times T_{\mathrm{Gel}} \approx 13\,\%. \tag{4.32}$$

Die Lichtausbeute wird damit verdoppelt durch das Weglassen der Lichtleiter, die danach – nimmt man zunächst die Verluste im Szintillator als gegeben an – die wesentlichen Verluste hervorrufen. Es liegt nahe, in einem neuen Detektordesign auf den Gebrauch von Lichtleitern ganz zu verzichten und gleichzeitig die Photomultiplier direkt an die Szintillatoren zu koppeln. Damit reduzieren sich zunächst die Abschwächungsverluste im Szintillator, da das Licht bei Ankopplung von mehreren Photomultipliern auf die Auslesefläche einen viel kleineren Weg innerhalb des Szintillators zurücklegen würde. Alle Übergänge bis auf den direkten zwischen Szintillator und Photomultiplier fielen weg und damit auch die Übergangssegmente des Lichtleitersystems. Das führt jedoch dazu, dass die Photomultiplier in einem starken Magnetfeld von etwa 0.5 Tesla arbeiten müssen. Die u.a. verwendeten Modelle R1332 von HAMAMATSU sind dafür nicht ausgelegt. Aufgrund der Attraktivität dieser Möglichkeit werden daher im nächsten Kapitel weiterentwickelte magnetfeldtaugliche Detektoren vorgestellt und untersucht, ob sie für die Ankopplung direkt an den Szintillator und damit für den Betrieb im PERKEO-Magnetfeld geeignet sind.

Kapitel 5

Photomultiplier

Die direkte Ankopplung der Photomultiplier an den Szintillator ist nach den Ausführungen von Kapitel 4 die effektivste Möglichkeit zur Verbesserung der Lichtauskopplung bei PERKEO II. Die Detektoren müssen dazu jedoch in einem Magnetfeld von 0.5 Tesla arbeiten. Für diese Anforderungen sind spezielle Photodetektoren entwickelt worden. Im Rahmen dieses Kapitels werden der magnetfeldresistente Photomultiplier R5504 von HAMAMATSU und der Hybridphotomultiplier PP350G von DEP[1] untersucht.

In Abschnitt 5.1 wird auf das allgemeine Prinzip eines Photomultipliers eingegangen. Der Aufbau und die charakteristischen Größen – insbesondere die Photoelektronenzahl – werden vorgestellt sowie im Detail die Statistik des Verstärkungsprozesses untersucht. Der Aufbau für die Messungen zu den Photomultipliern wurde zunächst am 2 Tesla NMR-Magneten des DKFZ[2] Heidelberg getestet, die in den Abschnitten 5.2 und 5.3 vorgestellten Messungen dann im Magnetfeld von PERKEO II in Grenoble durchgeführt.

5.1 Grundlage von Photomultipliern

Das Prinzip eines Photomultipliers ist es, Lichtquanten in Elektronen zu konvertieren und diese Elektronen zu einem messbaren Signal zu verstärken. Man nutzt dabei aus, dass Materialien unter Einstrahlung von Licht Elektronen emittieren (Photoeffekt), bzw. dieses durch Beschuss mit Elektronen tun (Sekundärelektronenemission).

5.1.1 Aufbau

Ein Photomultiplier besteht im Wesentlichen aus einer Photokathode und einer Anordnung von Verstärkungsstufen – Dynoden genannt – zwischen denen ein elektrisches Feld anliegt (Abbildung 5.1). Trifft ein Lichtquant auf die Photokathode, kann es durch Photoeffekt ein Elektron herauslösen, das dann im elektrischen Feld auf die erste Dynode beschleunigt wird. Dort löst dieses mehrere Elektronen aus dem

[1] Delft Electronics
[2] Deutsches Krebsforschungszentrum

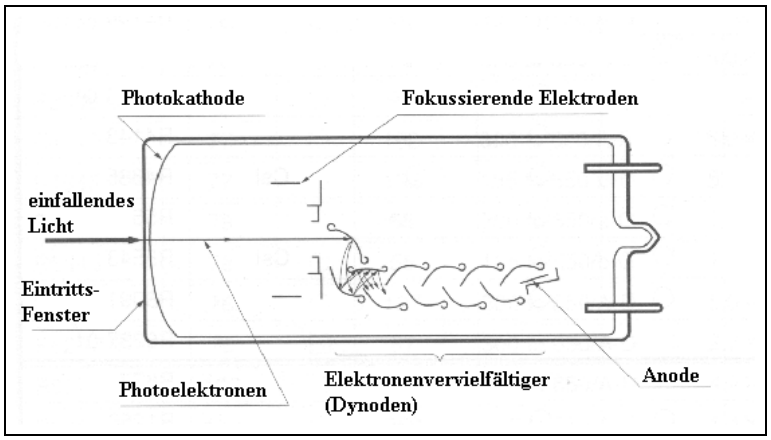

Abbildung 5.1: Schema des Aufbaus eines Photomultipliers [HAM96].

Material heraus, die auf die nächste Dynode beschleunigt werden. Es entsteht eine Elektronenlawine, die von der Anode aufgesammelt wird. Der Strompuls wird von einer Elektronik ausgewertet.

5.1.2 Quanteneffizienz und Verstärkung

Die charakteristischen Größen eines Photomultipliers sind die Quanteneffizienz QE und die Verstärkung V. Die Quanteneffizienz gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein auf die Photokathode treffendes Lichtquant ein Photoelektron auslöst:

$$QE = \frac{\text{Anzahl der Photoelektronen}}{\text{Anzahl der Photonen}} \times 100(\%) = \frac{PE_1}{N_{ph}} \times 100(\%). \tag{5.1}$$

Die Quanteneffizienz ist eine Eigenschaft des verwendeten Materials für die Photokathode. Sie ist abhängig von der Wellenlänge des auftreffenden Photons und beträgt maximal etwa 25 % für Bialkali-Kathoden bei einer Wellenlänge von 420 nm [Leo87].

Die Verstärkung wird definiert als

$$V = \lambda^N, \tag{5.2}$$

wobei λ die mittlere Anzahl der Elektronen angibt, die an einer Dynode durch ein auftreffendes Elektron emittiert werden, und N die Dynodenanzahl bezeichnet. λ ist abhängig von der Spannung zwischen den Dynoden. Typischerweise ist der Wert für λ=4-6 [Leo87] bei einer Spannung von 150 Volt zwischen zwei Dynoden, so dass bei 12 Stufen eine Verstärkung von etwa 10^7-10^9 erreicht wird. Für die Anzahl PE_2 der Elektronen, die an der Anode des Photomultipliers ankommen, gilt dann

$$PE_2 = V \cdot PE_1 = \lambda^N \cdot PE_1. \tag{5.3}$$

Die Größe PE_1 wird im Folgenden als Photoelektronenzahl (PE-Zahl), die Größe PE_2 als Signal bezeichnet. PE_2 kann z.B. mit der Kanalzahl des Photopeaks in den Untersuchungen von Kapitel 4 gleichgesetzt werden.

Die Prozesse an der Photokathode und an den Dynoden sollen der Poissonstatistik genügen. Dann ist die Varianz des einzelnen Prozesses gegeben durch

$$\sigma_i = \sqrt{n_i}. \tag{5.4}$$

Die kleinste Anzahl an Teilchen ensteht an der Photokathode. Die Anzahl an Photoelektronen ist damit der dominante Beitrag zur Breite des Signals PE_2. Unter Vernachlässigung aller weiteren Beiträge gilt dann für die Varianz des Signals

$$\sigma_{PE_2} = V \cdot \sqrt{PE_1}. \tag{5.5}$$

Eine Verminderung der auf die Photokathode fallenden Lichtintensität bedeutet weniger Photoelektronen und damit ein kleineres Signal PE_2. Nach Gleichung (5.3) kann die Abschwächung des Signals jedoch durch eine Erhöhung der Verstärkung wieder kompensiert werden. Die Energieauflösung, die durch

$$\frac{\Delta\ E}{E} \sim \frac{\sigma_{PE_2}}{PE_2} = \frac{1}{\sqrt{PE_1}} \tag{5.6}$$

gegeben ist, wird aber bei niedriger Photoelektronenzahl schlechter, was durch eine Erhöhung der Verstärkung nicht ausgeglichen werden kann. Man ist daher aufgrund der Energieauflösung besonders an einer hohen Photoelektronenzahl interessiert.

In einem äußeren Magnetfeld können die Bahnlinien der Elektronen so stark verändert werden, dass sie nicht auf die nächste Dynode treffen. Dies führt ebenfalls zu einer Abschwächung des Signals PE_2. Die Entstehung von Photoelektronen ist davon nicht betroffen, da dass Magnetfeld keinen Einfluss auf den Photoeffekt hat. Nach Gleichung (5.6) ist daher keine Verschlechterung der Energieauflösung zu erwarten und durch eine Erhöhung der Verstärkung kann die Signalabschwächung wieder kompensiert werden. Die Photoelektronen können jedoch die erste Dynode verfehlen und damit zur Signalabschwächung führen, was auch eine Verbreiterung des Signals bedeuten kann, da die Annahme, dass die Varianz des Signals von der Varianz der PE-Zahl dominiert wird, nicht mehr gelten muss. Im Extremfall treffen keine Photoelektronen mehr auf die erste Dynode, was in einem Zusammenbruch der Verstärkung resultiert.

Die Photoelektronenzahl kann nach Gleichung (5.6) aus dem Verhältnis von Signal und Varianz bestimmt werden:

$$\left(\frac{PE_2}{\sigma_{PE_2}}\right)^2 = \frac{(V \cdot PE_1)^2}{V^2 \cdot PE_1} = PE_1. \tag{5.7}$$

Aus der Lage und Varianz des Photopeaks z.B. in Abbildung 4.3 ist die Bestimmung der PE-Zahl nach (5.7) möglich unter der Annahme, dass die Breite des Signals nach (5.5) im Wesentlichen von der Varianz der Photoelektronenzahl bestimmt wird. Streng genommen ist die Größe $(\frac{PE_2}{\sigma_{PE_2}})^2$ jedoch von der Verstärkung abhängig, wenn die Statistik an den einzelnen Dynoden mit berücksichtigt wird. Darauf wird im Folgenden eingegangen.

5.1.3 Statistik eines Photomultipliers

Eine genaue Beschreibung der Statistik eines Photomultipliers schließt ein, dass die Prozesse an jeder Dynode mit einrechnet werden, anstatt von einem einzigen

Verstärkungsprozess auszugehen. Man kann einen statistischen Prozess mit einer sogenannten generierenden Funktion $g(s)$ beschreiben. Auf den Begriff der generierenden Funktion wird bei [Eng80] eingegangen. Diese Funktion ist eine Reihenentwicklung nach Potenzen von s, deren Koeffizienten P_n die Wahrscheinlichkeit für das Ereignis n wiedergeben

$$g(s) = \sum_{n=0}^{N} s^n \; P_n. \tag{5.8}$$

Mittelwert $\bar{N}$ und Varianz σ berechnen sich dann wie folgt:

$$\bar{N} = \frac{\partial g(s)}{\partial s}|_{s=1} = \sum_{n=0}^{N} n s^{n-1} \; P_n|_{s=1} = \sum_{n=1}^{N} n \; P_n. \tag{5.9}$$

$$\sigma^2 = \left(\frac{\partial^2 g(s)}{\partial s^2} - \left(\frac{\partial g(s)}{\partial s} \right)^2 + \frac{\partial g(s)}{\partial s} \right) |_{s=1} = \sum_{n=0}^{N} (n - \bar{N})^2 \cdot P_n. \tag{5.10}$$

Die Verstärkung der Elektronen im Photomultiplier stellt eine Folge von statistischen Prozessen dar. Die generierende Funktion dafür lautet

$$G(s) = g_{PK}[g_1[g_2[\ldots g_N(s)]]], \tag{5.11}$$

wobei $g_{PK}(s)$ die generierende Funktion der Photokathode und $g_i(s)$ die der i-ten Dynode ist. N bezeichnet die Dynodenanzahl. Die Prozesse an den einzelnen Dynoden sollen der Poissonstatistik genügen. λ_i bezeichnet den Mittelwert der an der i-ten Dynode erzeugten Elektronen. Dann gilt für die Koeffizienten $P_{n,i}$

$$P_{n,i} = \frac{\lambda_i^n}{n!} \cdot e^{-\lambda_i} \tag{5.12}$$

und für die generierende Funktion der i-ten Dynode

$$g_i(s) = \sum_{n=0}^{N} s^n \; \frac{\lambda_i^n}{n!} \cdot e^{-\lambda_i} = e^{-\lambda_i + \lambda_i s}. \tag{5.13}$$

Mittelwert und Varianz sind nach Gleichung (5.9) und (5.10)

$$\bar{N} = \frac{\partial g_i(s)}{\partial s}|_{s=1} = \lambda_i \quad \sigma = \sqrt{\lambda_i}, \tag{5.14}$$

wie für einen einzelnen Prozess mit Poisson-Statistik erwartet. N_{ph} bezeichne die Anzahl an Lichtquanten, die auf die Photokathode eines Photomultipliers treffen, QE die Quanteneffizienz der Photokathode. Man nimmt an, dass λ_i für jede Dynode gleich ist. Dann ist die generierende Funktion für N Dynoden nach 5.11

$$G(s) = e^{-N_{ph} \cdot QE + N_{ph} \cdot QE \cdot e^{-\lambda + \lambda \cdot \ldots e^{-\lambda + \lambda \cdot s}}}. \tag{5.15}$$

Der Mittelwert entspricht dem Signal PE_2 aus Gleichung (5.3), die Varianz des Signals ist σ_{PE_2}. Bildet man wie in Gleichung 5.7 das quadratische Verhältnis von Mittelwert zu Varianz, ergibt sich

$$\left(\frac{PE_2}{\sigma_{PE_2}} \right)^2 = \left(\frac{\bar{N}}{\sigma} \right)^2 = \frac{N_{ph} \cdot QE(\lambda - 1)}{\lambda} = \frac{PE_1(\lambda - 1)}{\lambda}. \tag{5.16}$$

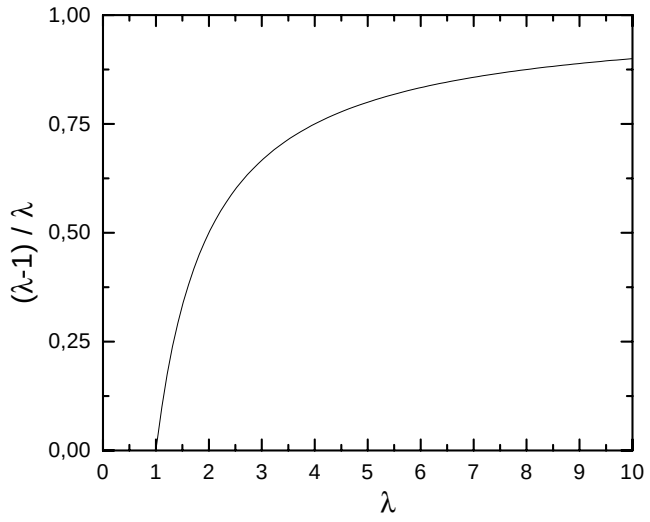

Abbildung 5.2: Erwartetes Verhalten der PE_2-Zahl bei Erhöhen der Verstärkung nach Gleichung 5.16 – Die Photoelektronenzahl PE_1 wurde 1 gesetzt.

Die Größe $(\frac{\bar{N}}{\sigma})^2$ ist damit abhängig von λ. Diese Abhängigkeit wird jedoch für wachsendes λ klein. Dann ist die Statistik des gesamten Prozesses durch die Statistik an der Photokathode bestimmt. Nach Gleichung (5.16) nähert sich die Photoelektronenzahl asymptotisch dem Wert PE_1, wenn man die Spannung am Photomultiplier – und damit λ – erhöht. Abbildung 5.2 gibt diesen Sachverhalt wieder. Im Plateau-Bereich kann die Photoelektronenzahl dann näherungsweise nach Gleichung (5.7) bestimmt werden.

5.2 Der Mesh-Photomultiplier HAM R5504

Im Folgenden wird der magnetfeldtaugliche Photomultiplier R5504 von HAMAMATSU vorgestellt. Zunächst wird auf das Prinzip der Mesh-Dynoden eingegangen. Anschließend werden die Messungen zur Temperatur- und Verstärkungscharakteristik sowie zum Verhalten im Magnetfeld diskutiert.

5.2.1 Aufbau des R5504

In einem Photomultiplier werden die Elektronen durch elektrische Felder auf die einzelnen Dynoden fokussiert und verstärkt. Bei dem in Abbildung 5.1 beschriebenen Aufbau ist die Entfernung zwischen den Dynoden groß im Vergleich zu den Dynoden selbst. Eine geringfügige Änderung der Bahnlinien der Elektronen durch ein äußeres magnetischen Feld führt bei diesem Aufbau daher sofort zum Zusammenbruch der Verstärkung, weswegen diese Photomultiplier nicht magnetfeldtauglich sind.

Mesh-Photomultiplier wurden speziell für den Einsatz in starken Magnetfeldern entwickelt. Die Dynoden bestehen aus feinen Drahtgittern, die in sehr kleinen Abständen voneinander angeordnet sind. Sie haben in etwa den gleichen Durchmesser wie die

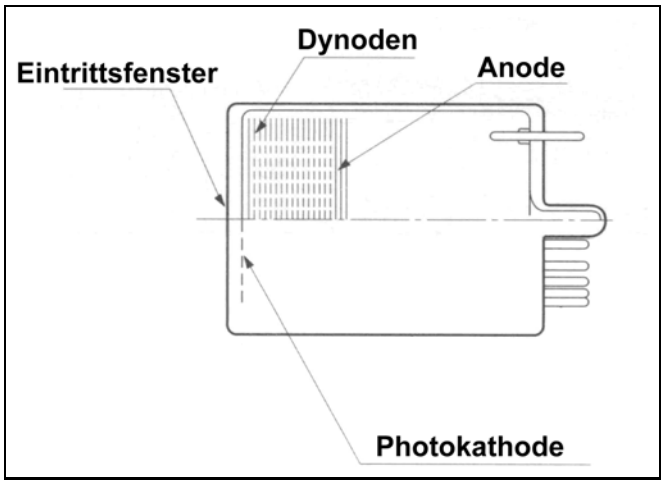

Abbildung 5.3: Schema des Aufbaus eines Mesh-Photomultipliers [HAM96] – Die Dynoden sind nur teilweise zu sehen.

Photokathode. Das elektrische Feld zwischen den Dynoden beschleunigt die Elektronen, die aus einer auf das Mesh-Gitter aufgetragenen Schicht Sekundärelektronen auslösen (Abbildung 5.3). Ein axiales Magnetfeld hat daher kaum Auswirkungen auf die Flugbahn der Elektronen, weil diese durch die Größe der Mesh-Gitter und ihrem geringen Abstand immer auf die Dynoden fokussiert werden. Bei einem beliebig gerichteten Magnetfeld hängt die Verstärkung und die Photoelektronenzahl von der Magnetfeldstärke und der Ausrichtung des Detektors zu den Magnetfeldlinien ab. Mesh-Photomultiplier können in Magnetfeldern von bis zu 2 Tesla betrieben werden.

Zu Testzwecken stand das Modell R5504 von HAMAMATSU zur Verfügung, dessen technischen Daten in Tabelle 5.1 aufgeführt sind. Für die Spannungsversorgung wurde die Basis H6614-01 [HAM96] im Nachbau verwendet.

Parameter	Beschreibung	Einheit
spektrale Empfindlichkeit	300 bis 650	nm
maximale Empfindlichkeit	420±50	nm
Anzahl der Dynodenstufen	19	-
effektiver Durchmesser	52.4	mm
typ. Empfindlichkeit	60	μA/lumen
Beschichtung Photokathode	Bialkali	-
Verstärkung bei 0 Tesla	1×10^7	-
Verstärkung bei 1 Tesla	2.5×10^5	-
typ. Betriebsspannung [HAM95]	2000	Volt
max. Betriebsspannung	2300	Volt
Anstiegszeit	2.5	ns
Durchgangszeit	9.5	ns
FWHM	0.44	ns
typ. Dunkelanodenstrom	30	nA

Tabelle 5.1: Technische Daten des Photomultipliers R5504 - entnommen aus [HAM94].

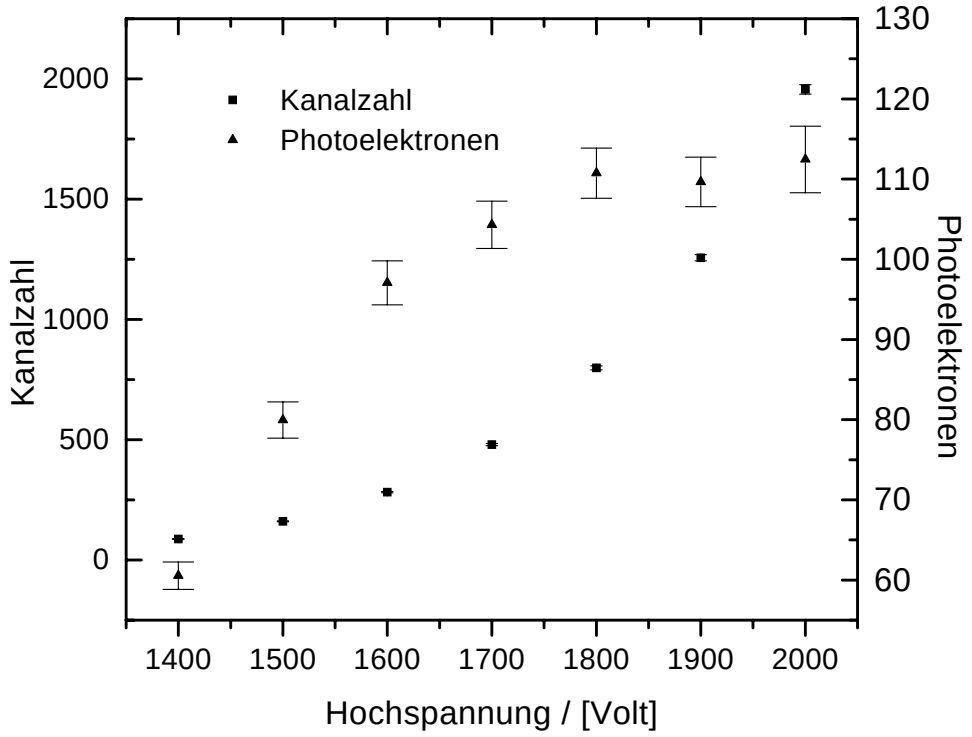

Abbildung 5.4: Messung mit dem R5504 – Kanalzahl und PE-Zahl des Photopeaks sind aufgetragen gegen die Hochspannung. Die Kanalzahl steigt potenzförmig an, die PE-Zahl geht in ein Plateau über.

5.2.2 Verstärkung und Photoelektronen

Nach Abschnitt 5.1.2 steigt die Verstärkung eines Photomultipliers potenzförmig mit der Hochspannung an, während die PE-Zahl in ein Plateau übergeht. Zur Untersuchung dieses Verhaltens wird der Photomultiplier R5504 an einen NaI-Szintillator mit einer ^{241}Am-Quelle gekoppelt. Es werden Pulshöhenspektren bei ansteigender Hochspannung aufgenommen und aus einem Gauss-Fit an den Photopeak jeweils die Kanalzahl und die Varianz des Photopeaks bestimmt. Die Kanalzahl kann mit dem Signal PE_2 aus Gleichung (5.3) und damit bei konstanter PE-Zahl mit einer relativen Verstärkung gleichgesetzt werden, die PE-Zahl wird nach Gleichung (5.7) bestimmt. Beide Größen sind in Abbildung 5.4 gegen die Hochspannung aufgetragen. Die Steigung der Kanalzahl bei 1900 Volt (Kanal 1256) beträgt etwa

$$\frac{\Delta \text{ Kanal}}{\Delta \text{ HV}}\Big|_{1900 \text{ Volt}} = \frac{6 \text{ Kanäle}}{\text{Volt}}, \tag{5.17}$$

was bezogen auf die Kanalzahl bei 1900 Volt einer Steigung von 0.5 % pro Volt entspricht (Der Fit zur Bestimmung dieses Wertes ist in Abbildung 5.4 nicht eingezeichnet). Die Schwankung der eingestellten Hochspannung für das verwendete Netzgerät ist laut Herstellerangabe kleiner als 1.5 Volt. Das entspricht einer Stabilität der Verstärkung von unter einem Prozent. Die Anforderung an die Stabilität der Verstärkung ist bei der B-Messung nicht so hoch wie bei der Messung der β-Asymmetrie, da man weniger sensitiv auf die Energie der Elektronen ist. Die mit den verwendeten Netzgeräten erreichte Stabilität ist daher ausreichend.

Die PE-Zahl in Abbildung 5.4 steigt zunächst an und geht ab einer Hochspannung von 1800 Volt in ein Plateau über. Qualitativ ist dies das nach Gleichung (5.16) erwartete Verhalten: Die PE-Zahl nähert sich asymptotisch dem Wert PE_1. Der Mittelwert der drei Messwerte im Plateaubereich liegt bei (111±6) Photoelektronen. Ein Fit der Funktion 5.16 an die Kurve ist wegen des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen λ und der Hochspannung nicht einfach möglich.

Die Anzahl an Photoelektronen ab 1800 Volt kann man nach folgender Überlegung verstehen: Pro MeV deponierter Energie entstehen etwa 10^4 Photonen in NaI (Abschnitt 4.1.1). Das 59.6 keV γ-Quant von ^{241}Am produziert danach etwa 600 Photonen im Szintillator. Mit einem Übergangsverlust von 4.5 % durch die Ankopplung des Szintillators mit optischem Gel (Tabelle 4.2) und einer mit dem NaI-Spektrum gewichteten Quanteneffizienz von etwa 22 % der Photokathode des R5504 sollten etwa 125 Photoelektronen erzeugt werden. Das ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentell gefundenen Wert. Für die weiteren Messungen ist es für die Auswertung der Photoelektronenzahl wichtig, dass der Photomultiplier mindestens bei 1900 Volt betrieben wird, was der Herstellerangabe einer typischen Betriebsspannung von 2000 Volt in etwa entspricht.

5.2.3 Temperaturverhalten

Zur Untersuchung der temperaturabhängigen Änderung von PE-Zahl und Verstärkung wird der Photomultiplier in eine Kupferummantelung eingebaut, die durch einen Wasserkreislauf und einen angeschlossenen Thermostaten temperaturstabilisiert werden kann. Gemessen wird die Temperatur am Kupferkörper mit einem Halbleiterelement[3]. Der Photomultiplier ist an einen NaI-Szintillator mit einer ^{241}Am-Quelle gekoppelt. Zunächst wird die Temperatur von 5° C bis 30° C in 1 Grad-Schritten variiert und jeweils ein Pulshöhenspektrum aufgenommen. Abbildung 5.5 zeigt das Ergebnis dieser Messreihe. Die Kanalzahl ist normiert auf den gemessenen Wert bei 5° C (1318±3) und die Abweichung von diesem Wert in Prozent aufgetragen. Bis etwa 10° C driftet die Kanalzahl kaum, fällt dann ab 15° C linear mit steigender Temperatur ab. Ein Fit an den Bereich zwischen 15° C und 30° C Grad ergibt als Steigung

$$\frac{\Delta \text{ Kanal}}{\Delta \text{ T}} = \frac{5 \text{ Kanäle}}{\text{Grad C}}. \tag{5.18}$$

Bezogen auf die Kanalzahl bei 5° C driftet die Kanalzahl damit um 0.38 % pro Grad. Insgesamt nimmt die Kanalzahl im Bereich zwischen 10° C und 30° C um 6 % ab. Der Photomultiplier weist einen negativen Temperaturkoeffizienten auf. Für Photomultiplier mit Bialkali-Photokathode von HAHAMATSU wurde dieses Verhalten bereits von [Abe89] gefunden.

Die PE-Zahl ist in Abbildung 5.5 absolut aufgetragen. Der Mittelwert der PE-Zahl für den Bereich 5° C bis 10° C beträgt 125±4, bei 30° C beträgt er 119±2 und nimmt damit um etwa 6 % ab. Ein Betrieb des Photomultipliers bei niedriger Temperaturstabilisierung ist damit vorteilhafter.

Das Verhalten des Photomultipliers bei einer Stabilisierung der Temperatur wird in zwei Langzeitmessungen untersucht. Der R5504 wird über eine Zeitraum von

[3] Verwendet wird der Temperatursensor LM 135 von National Semiconductor Corporation

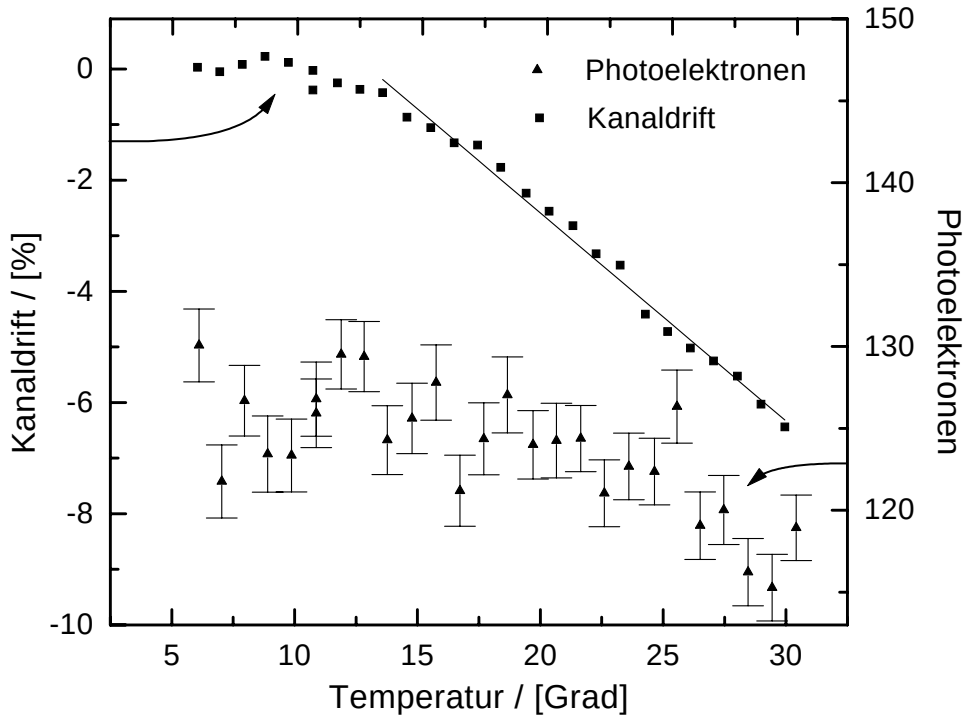

Abbildung 5.5: Drift von Kanal- und PE-Zahl bei Variation der Temperatur (gemessen mit dem R5504) – Die Fehler bei den Werten der Kanalzahl sind kleiner als die Messpunkte.

10 Stunden betrieben. Die Abbildungen 5.6 und 5.7 zeigen diese Messungen. Die Temperatur wird auf etwa 10.5° C bzw. 22.5° C konstant gehalten. Mit dem verwendeten Haake-Thermostaten ist eine Stabilisierung auf 0.2° C möglich. Es wird die mittlere Kanalzahl der jeweiligen Messreihe bestimmt und die Abweichung in Prozent von diesem Wert angegeben. (Die Fehler sind dabei kleiner als die aufgetragenen Messpunkte.) Die Abweichung ist für beide Messreihen kleiner als 0.25 %. Bei der Messung des A-Koeffizienten war die Anforderung an die Photomultiplier, dass die Kanaldrift innerhalb einer Messzeit von 24 Stunden kleiner als 1 % ist. Wie schon im letzten Abschnitt erwähnt ist die Anforderung für die B-Messung geringer. Die gemessene Stabilität der Verstärkung von 0.25 % ist damit ausreichend.

5.2.4 Verstärkung und PE-Zahl im Magnetfeld

Für die Messungen im Magnetfeld wird der Photomultiplier in einen drehbaren Aluminium-Zylinder eingebaut, um ihn vom Umgebungslicht abzuschirmen. Der Drehpunkt befindet sich 2.5 cm von der Photokathode entfernt. Der Zylinder wird an eine Aufhängung montiert und die Vorrichtung in das Magnetfeld zwischen PERKEO und der Eisenabschirmung gestellt. Abbildung 5.8 zeigt ein Schema des Aufbaus. Die weiteren Angaben zur Positionierung beziehen sich auf das dargestellte Koordinatensystem. Der Photomultiplier wird ohne Stabilisierung der Temperatur betrieben. Für die Daten wird daher ein systematischer Fehler von 1 % angenommen, was nach Gleichung (5.18) einer Temperaturschwankung von etwa 3° C entspricht. Es werden vor, während und nach den eigentlichen Magnetfeldmessungen Spektren

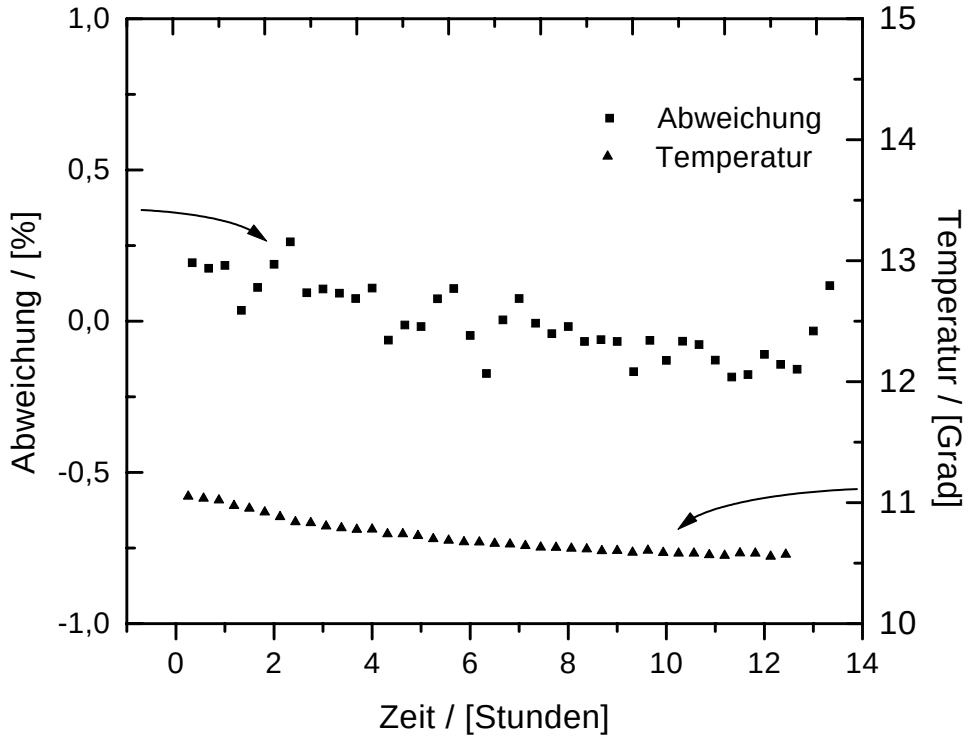

Abbildung 5.6: Messung mit dem R5504 – Schwankung der Kanalzahl bei T≈10.5° C.

ausserhalb des PERKEO-Magneten aufgenommen, um auf eine eventuelle Drift in der Verstärkung korrigieren zu können. Die mittlere Lage des Photopeaks dieser Messungen beträgt 1603±10, eine Drift ist nicht festzustellen. Für die mittlere PE-Zahl außerhalb des Magnetfeldes misst man den Wert 123±6. Alle gemessenen Kanalzahlen für die Lage des Photopeaks werden auf den Wert der Kanalzahl außerhalb des Magnetfeldes normiert und die Abweichung davon in Prozent angegeben. Der Fehler bei der Bestimmung der PE-Zahl nach Gleichung (5.7) beträgt etwa 5 %. Um Aussagen über das Verhalten der PE-Zahl zu treffen, wird diese daher nicht normiert, sondern absolut angegeben.

Zunächst wird die Kanal- und die PE-Zahl in Abhängigkeit von der Spannung am Photomultiplier gemessen. Der Photomultiplier ist auf und parallel zur x-Achse so positioniert, dass die Magnetfeldstärke an der Photokathode 0.6 Tesla beträgt (Die Stärke des Magnetfeldes wird mit einer Hall-Sonde bestimmt). Abbildung 5.9 zeigt diese Messreihe. Die Kanalzahl fällt bei 1900 Volt zunächst auf 20 %, die PE-Zahl nur auf 83 % des Wertes, der außerhalb des Magnetfeldes gemessen wird, ab. Wird die Spannung auf 2200 Volt, steigt die Kanalzahl wieder auf 83 %, die PE-Zahl auf 96 % des Wertes, der außerhalb des Magnetfeldes gemessen wird.

Man findet also einen starken Abfall der Kanalzahl, wenn der Photomultiplier im Magnetfeld betrieben wird. Die Bahnlinien der Elektronen werden so stark verändert, dass sie teilweise nicht mehr auf die nächste Dynode treffen. Durch eine Erhöhung der Spannung am Photomultiplier werden die Elektronen wieder auf die Dynoden fokussiert und die Signalabschwächung kompensiert. Der Einfluss der Magnetfeldes auf die Elektronen lässt sich dadurch beschreiben, dass die Verstärkung an jeder

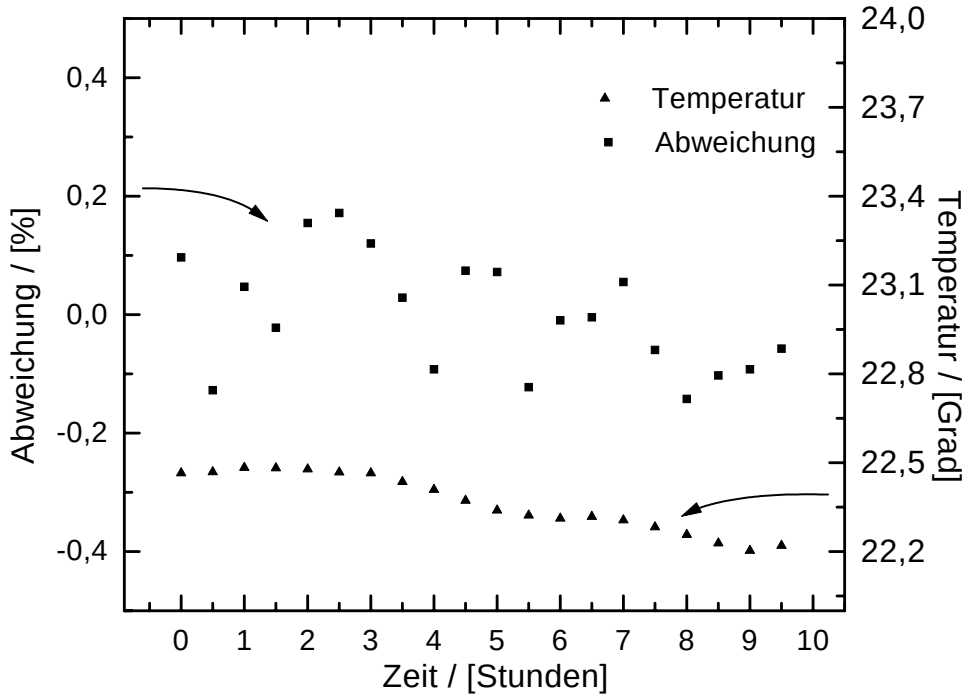

Abbildung 5.7: Messung mit dem R5504 – Schwankung der Kanalzahl bei T≈22.5° C.

Dynode um x_1 abgeschwächt wird ($x_1 < 1$) . Für die Größe $(\frac{\bar{N}}{\sigma})^2$ folgt dann nach Abschnitt 5.1.3

$$\left(\frac{\bar{N}}{\sigma}\right)^2 = \frac{PE_1(x_1 \cdot \lambda - 1)}{x_1 \cdot \lambda}. \tag{5.19}$$

Es wird vorausgesetzt, dass x_1 für jede Dynodenstufe gleich ist. Durch die Abschwächung verschiebt sich die Kurve mit dem Plateau-Bereich aus Abbildung 5.2 zu größeren Werten von λ. Bei der gleichen Hochspannung wird demzufolge im Magnetfeld ein kleinerer Wert für die Größe $(\frac{\bar{N}}{\sigma})^2$ gemessen als außerhalb des Magnetfeldes.

Bei einer Erhöhung der Verstärkung – und damit von λ – wird wieder der Plateau-Bereich erreicht, in dem sich $(\frac{\bar{N}}{\sigma})^2$ dem Wert PE_1 asymptotisch nähert. In Abbildung 5.9 ist das Plateau nicht eindeutig zu erkennen, die Spannung hätte weiter erhöht werden müssen. Jedoch wäre bei 2300 Volt die vom Hersteller angegebene maximale Betriebsspannung erreicht. Zumindest qualitativ erklärt das aber, warum die PE-Zahl bei gleicher Hochspannung abzunehmen scheint, auch wenn der Photoeffekt nicht vom Magnetfeld beeinflusst wird.

Die PE-Zahl steigt von 83 % bei 1900 Volt auf 96 % bei 2200 Volt an. Man kann die Größe $\left(\frac{\bar{N}}{\sigma}\right)^2$ auch als Maß für die Energieauflösung des Photomultipliers interpretieren. Eine größere PE-Zahl bedeutet nach Gleichung (5.6) eine bessere Energieauflösung.

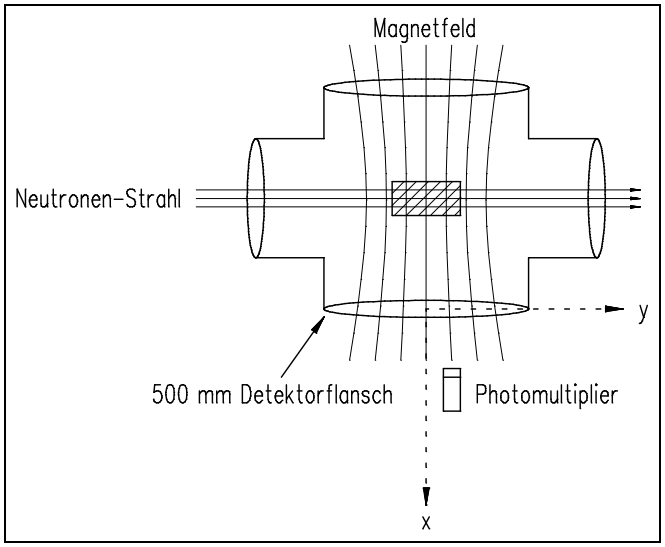

Abbildung 5.8: Aufbau der Messung im Magnetfeld von PERKEO – Der Neutronenstrahl sowie das Zerfallsvolumen (schraffiert) sind zur Veranschaulichung eingezeichnet, die Eisenabschirmung ist nicht eingezeichnet.

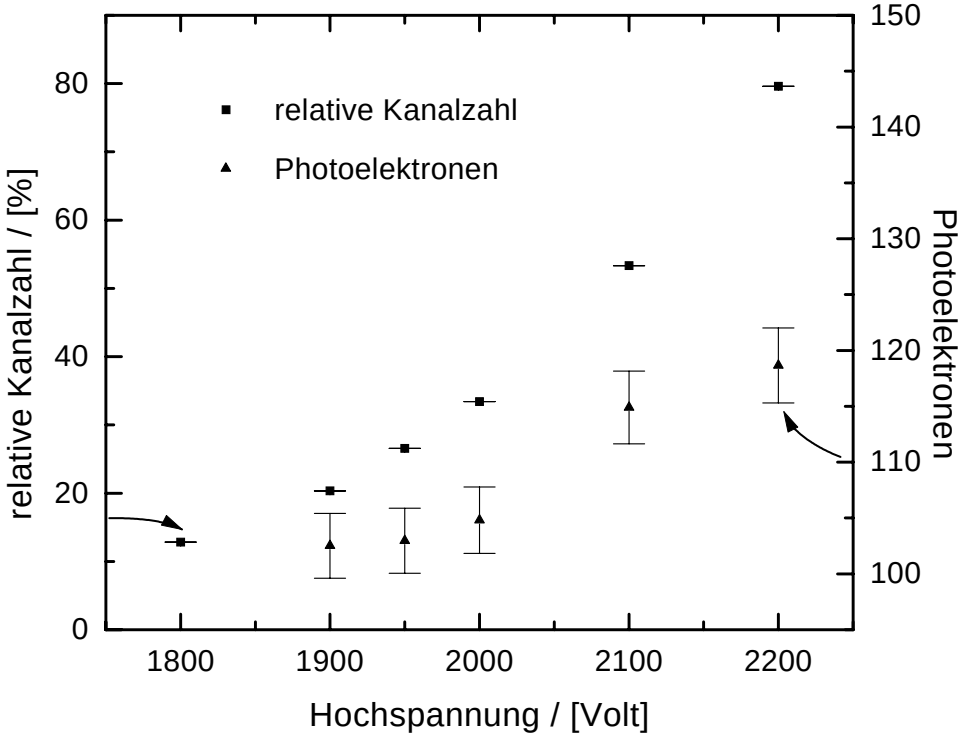

Abbildung 5.9: Abhängigkeit der Kanal- und PE-Zahl des R5504 von der Hochspannung bei 0.6 Tesla – Die Kanalzahl ist relativ zu der außerhalb des Magnetfeldes gemessenen Kanalzahl angeben, die PE-Zahl absolut.

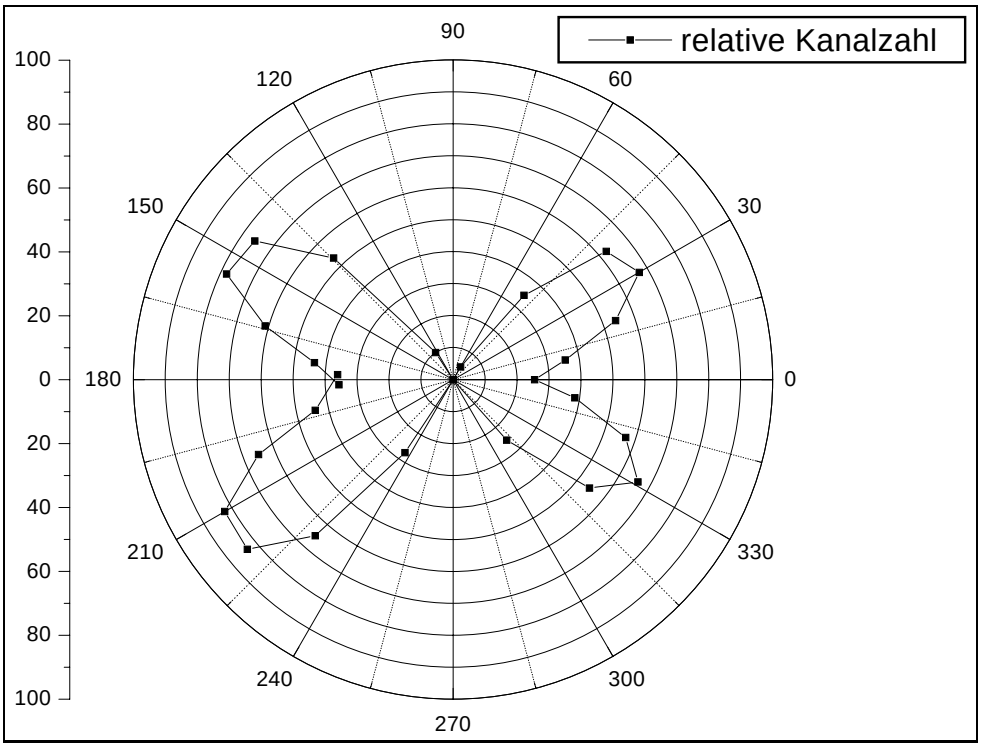

Abbildung 5.10: Winkelabhängigkeit der Verstärkung, dargestellt als Polarplot – Das Maximum liegt bei etwa 30 Grad.

5.2.5 Winkelabhängigkeit im Magnetfeld

Zur Messung der Winkelabhängigkeit des R5504 von der Einstellung zur Richtung des Magnetfeldes wird der Photomultiplier 5 cm vom Flansch entfernt positioniert. Bei einem Winkel von 0 Grad zwischen Multiplier- und x-Achse zeigt die Photokathode zum Flansch, das Magnetfeld hat am Ort der Photokathode eine Stärke von 0.55 Tesla. In dieser Position verlaufen die Magnetfeldlinien nahezu parallel zur x-Achse. Der Winkel wird in 10 Grad-Schritten in der Vertikalen verändert und jeweils ein Pulshöhenspektrum aufgenommen. Die relative Kanalzahl des Photopeaks (angegeben in Prozent und normiert auf den gemessenen Wert außerhalb des Magnetfeldes) und die PE-Zahl sind in den Polardiagrammen 5.10 und 5.11 aufgetragen.

Man findet, dass die Kanalzahl ein Maximum hat, wenn der Detektor in einem Winkel von 30 Grad zu den Magnetfeldlinien steht. Bei diesen Winkeln geht sie auf 65-85 % des Wertes, der außerhalb des Magnetfeldes gemessen wird, zurück. Bei etwa 60 Grad bricht die Verstärkung ab. Die PE-Zahl ist dagegen maximal für einen Winkel von 0 Grad zu den Feldlinien. In der Position, in der die Photokathode zum Flansch zeigt, beträgt sie 116, geht also auf 94 % des Wertes, der außerhalb des Magnetfeldes gemessen wird, zurück. Das Maximum der Verstärkung bei 30 Grad ist laut Herstellerangaben auf die Geometrie der Dynodenstruktur im Zusammenhang mit einem äußeren Magnetfeld zurückzuführen. Davon unabhängig ist die PE-Zahl maximal, wenn Detektor- und Magnetfeldachse parallel zueinander stehen. In dieser Position wirkt auf die Photoelektronen keine Lorentz-Kraft und sie erreichen unge-

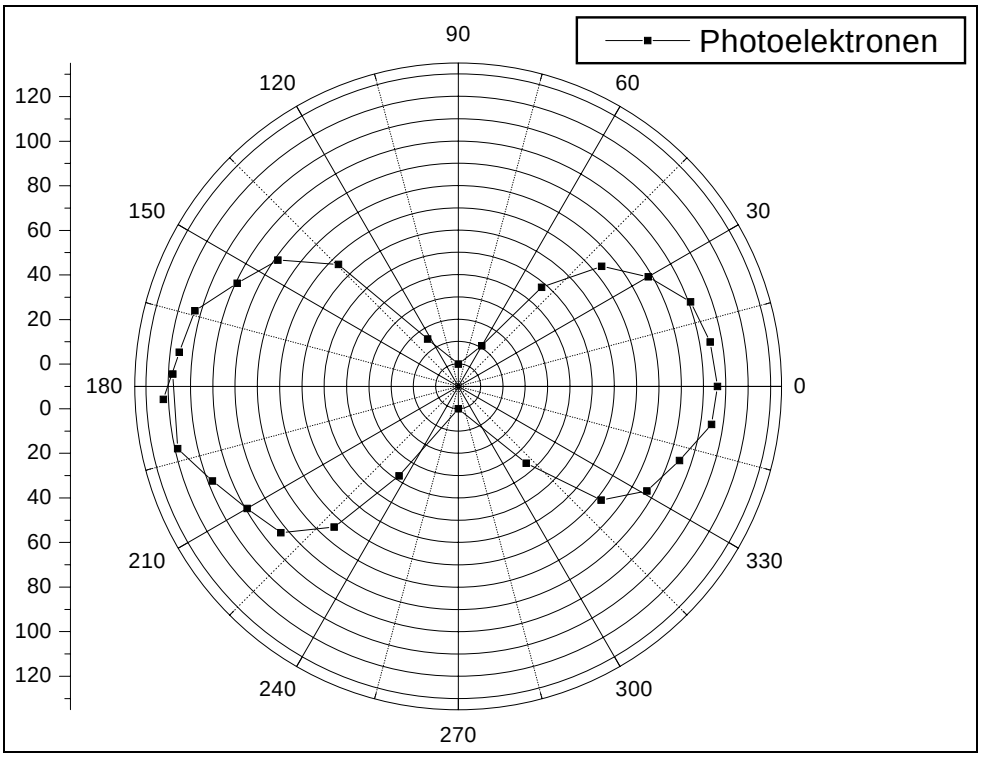

Abbildung 5.11: Winkelabhängigkeit der PE-Zahl, dargestellt als Polarplot – Das Maximum liegt bei 0 Grad.

hindert die erste Dynode. Stehen Detektor- und Magnetfeldachse in einem Winkel zueinander, treffen weniger Photoelektronen auf die erste Dynode.

Um diese Effekte analytisch zu beschreiben, werden zwei Faktoren x_1 und x_2 eingeführt. x_2 beschreibt den Verlust an Photoelektronen auf dem Weg zur ersten Dynode, x_1 den Verlust zwischen den nachfolgenden Dynoden wie in Gleichung (5.19). Für die Größe $(\frac{\bar{N}}{\sigma})^2$ folgt dann nach Abschnitt 5.1.3

$$\left(\frac{\bar{N}}{\sigma}\right)^2 = \frac{x_2 \cdot PE_1(x_1 \cdot \lambda - 1)}{x_1 \cdot \lambda}. \tag{5.20}$$

Der Faktor x_1 bewirkt wieder eine Verschiebung des Plateaus, die minimal ist, wenn die Verstärkung im Magnetfeld bei 30 Grad maximal ist. Durch den Faktor x_2 kommt es jetzt zusätzlich zu einer Absenkung des Plateaus, die die niedrigere PE-Zahl in den Messungen erklärt. Man misst damit bei gleicher Hochspannung effektiv weniger Photoelektronen, auch wenn die Verstärkung bei zunehmendem Winkel bis 30 Grad größer wird.

Bei den Messungen wurde der Photomultiplier um 360 Grad vertikal um seine Achse gedreht. Das erklärt die Asymmetrie der Polarplots bezüglich der Position in bzw. entgegengesetzt zur x-Achse aufgrund der unterschiedlich starken Magnetfeldstärke.

Die Verstärkung bricht bei einem Winkel von etwa 60 Grad ab. Auch durch Erhöhen der Spannung am Photomultiplier auf 2200 Volt kommt es zu keinem Signal mehr. Dieses Verhalten wird in einer weiteren Messung untersucht und ist in Abbildung

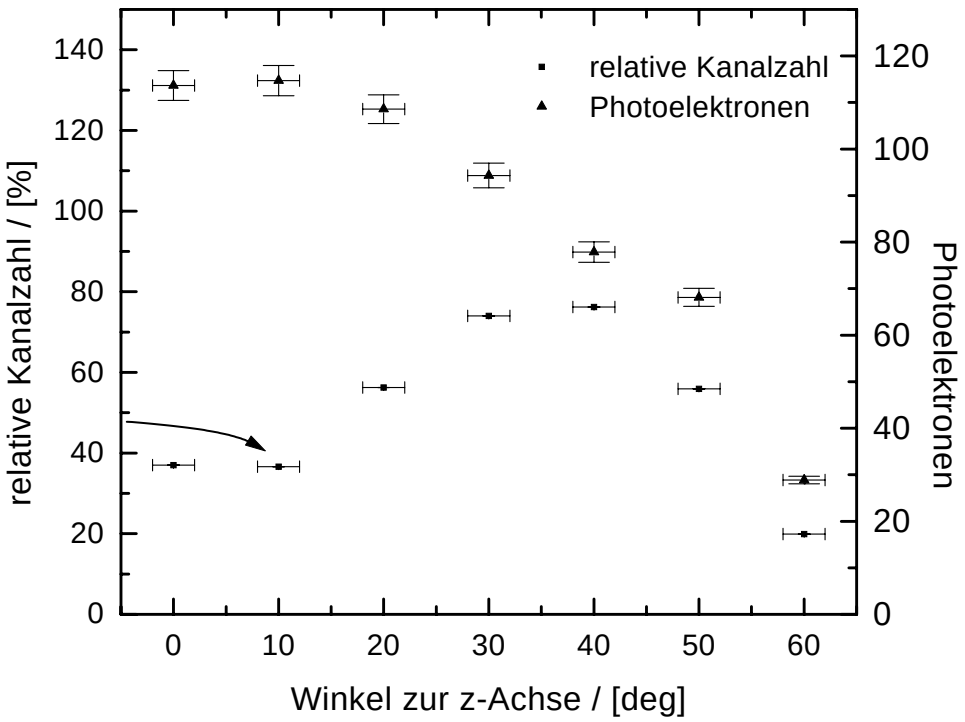

Abbildung 5.12: Winkelabhängigkeit der Kanal- und PE-Zahl des R5504 – Der Abstand des Photomultipliers zur x-Achse beträgt 5 cm.

5.12 genauer zu sehen. Die Kanalzahl steigt bis zu einem Maximum bei etwa 40 Grad und fällt danach ab. Die PE-Zahl ist maximal für 5-10 Grad und fällt zu größeren Winkeln kontinuierlich ab. Für größere Winkel als 60 Grad kommt es zu keinem Signal. Die Elektronen werden jetzt so stark vom Magnetfeld abgelenkt, dass sie auch bei Erhöhen der Spannung auf 2200 Volt nicht mehr die nächste Dynode erreichen. Nach den Polarplots 5.10 und 5.11 würde man die Maximalwerte der Verstärkung und der PE-Zahl bei 30 Grad bzw. 0 Grad erwarten. Die Abweichungen von diesen Werten ist damit zu erklären, dass bei der Messung in Abbildung 5.12 der Photomultiplier 5 cm auf der y-Achse vom Ursprung entfernt steht. Hier weitet sich das Magnetfeld bereits auf, was bedeutet, dass erst bei etwa 10 Grad Winkeleinstellung die Magnetfeldlinien parallel zu der Multiplierachse stehen.

5.2.6 Ortsabhängigkeit im Magnetfeld

Eine Möglichkeit, die Photomultiplier bei der nächsten Strahlzeit einzusetzen, wäre, sie direkt auf den Szintillator zu koppeln. In diesem Fall würden die Multiplier parallel zur x-Achse, aber auf unterschiedlichen Positionen auf der y-Achse eingesetzt. Zur Untersuchung dieser Möglichkeit wird der R5504 bei einem Winkel von 0 Grad zur x-Achse aufgestellt und bei verschiedenen y-Positionen betrieben. Bei zwei Entfernungen der Photokathode zum Flansch wird die y-Position des Photomultipliers in Schritten von 2 cm verändert und jeweils ein Spektrum aufgenommen.

Die Entfernung zum Flansch beträgt zunächst 3 cm, die Stärke des Magnetfeldes am Ort der Photokathode bei y=0 cm beträgt 0.59 Tesla. Die relative Kanalzahl und

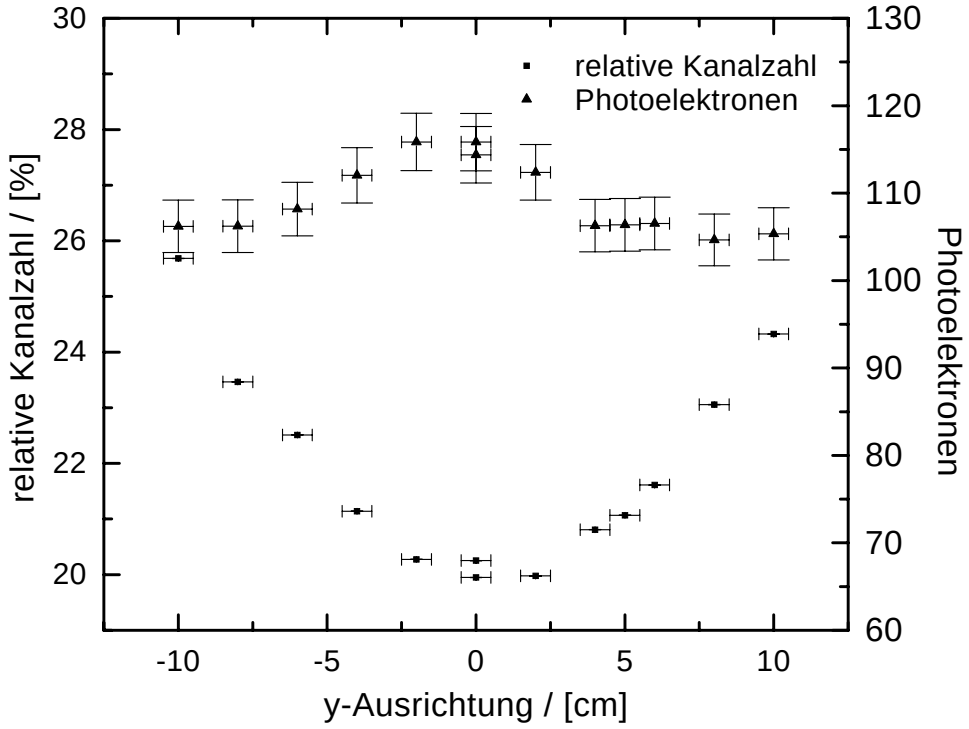

Abbildung 5.13: Abhängigkeit der Kanal- und PE-Zahl des R5504 von der y-Position – 3 cm vom Flansch entfernt.

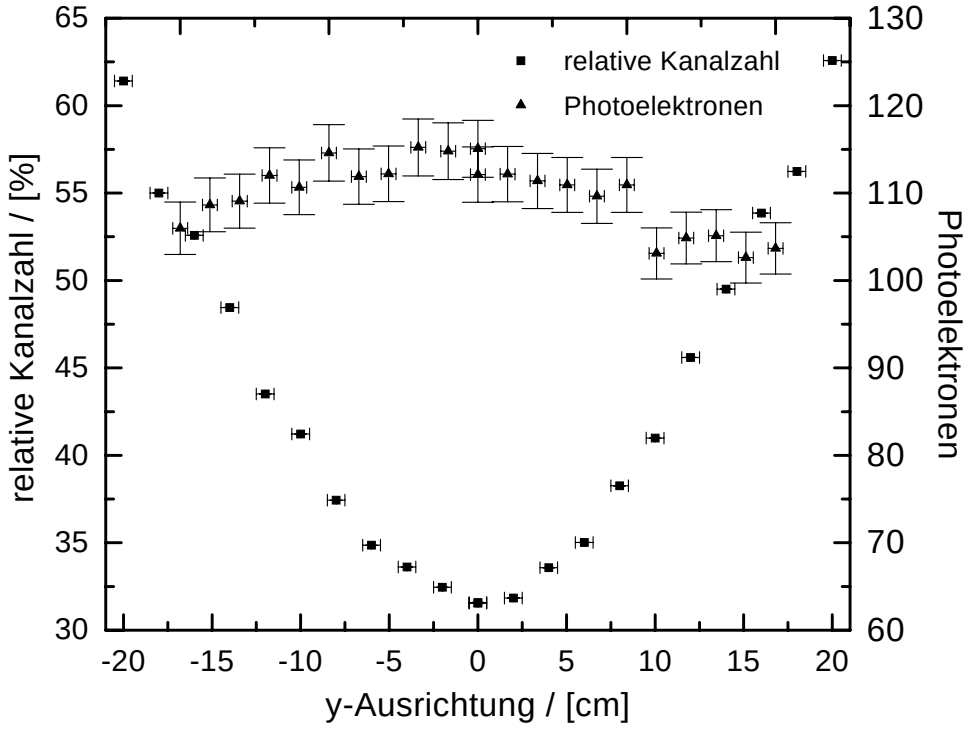

Abbildung 5.14: Abhängigkeit der Kanal- und PE-Zahl des R5504 von der y-Position – 8 cm vom Flansch entfernt.

die PE-Zahl ist in Abbildung 5.13 gegen die y-Position aufgetragen. Die Kanalzahl geht auf 20 % des Wertes zurück, der außerhalb des Magnetfeldes gemessen wird (bei y=0 cm). Sie steigt zu den Seiten wieder an. Die PE-Zahl ist dagegen maximal für y=0 cm. Man misst etwa 115±3 Photoelektronen. Dieser Wert nimmt zu den Seiten ab auf 106 Photoelektronen (bei y=±10 cm).

Der Photomultipler wird nun 8 cm vom Flansch entfernt positioniert, die Stärke des Magnetfelds am Ort der Photokathode bei y=0 cm beträgt 0.51 Tesla. Abbildung 5.14 zeigt die Messreihe. Die Kanalzahl geht für y=0 cm auf 32 % zurück. Die PE-Zahl ist wieder maximal für y=0 cm und beträgt 116±3.

Das Verhalten ist mit den Beobachtungen aus Abschnitt 5.2.5 und der Aufweitung des Magnetfeldes zu erklären. Wird der Photomultiplier in der y-Position verschoben, entsteht durch die Aufweitung des Magnetfeldes ein Winkel zwischen Detektorachse und Feldlinien. Daher nimmt die Kanalzahl zu den Seiten zu, was bereits in den vorherigen Messungen zur Winkelabhängigkeit festgestellt wurde. Die PE-Zahl ist wiederum maximal für eine parallele Stellung von Multiplier-Achse zu Magnetfeldlinien, also für y=0 cm. Weiterhin ist die Kanalzahl größer, wenn der R5504 weiter entfernt vom Flansch positioniert und damit einem schwächeren Magnetfeld ausgesetzt ist.

5.2.7 Zusammenfassung

Die Messergebnisse lassen sich zusammenfassen:

- Die optimale Betriebsspannung des R5504 liegt zwischen 1900 und 2200 Volt.
- Der R5504 kann mit einer Stabilität der Verstärkung von 0.25 % betrieben werden.
- Beim Betrieb im Magnetfeld ist die Kanalzahl maximal für einen Winkel zwischen Multiplier- und Magnetfeldachse von 30 Grad und geht bei einer Feldstärke von etwa 0.55 Tesla auf etwa 75 % des Wertes zurück, der außerhalb des Magnetfeldes gemessen wird.
- Die PE-Zahl ist maximal für parallele Stellung des Photomultipliers zu den Magnetfeldlinien und geht bei einer Feldstärke von 0.55 Tesla auf 94 % des Wertes zurück, der außerhalb des Magnetfeldes gemessen wird.
- Bei größeren Winkeln als 60 Grad bricht die Verstärkung des Photomultipliers bei den eingestellten HV-Spannungen ab.

Für den Einsatz im Magnetfeld ist es trotz des Verstärkungsmaximums bei 30 Grad im Hinblick auf die PE-Zahl sinnvoller, den R5504 bei 0 Grad zur x-Achse zu betreiben, zumal eine Erhöhung der Spannung einen großen Einfluss auf die Verstärkung des Photomultipliers hat. Die Abnahme der PE-Zahl von 123 außerhalb des Magnetfeldes auf 115 bei y=0 cm bzw. 106 bei y=±20 cm entspricht einer Verschlechterung der Energieauflösung um 0.3 % bzw. 0.7 % bei 1900 Volt. Der Photomultiplier R5504 ist damit geeignet für den Betrieb im PERKEO-Magnetfeld bei einer Feldstärke von 0.5-0.6 Tesla.

5.3 Der Hybridphotomultiplier DEP PP350G

Bei Hybridphotomultipliern handelt es sich um eine neue Generation von Photodetektoren. Sie bestehen aus einer Photokathode in Kombination mit einem Halbleiterelement und werden zusammen mit einem Szintillator eingesetzt. Dessen Szintillationsphotonen treffen auf die Photokathode und lösen dort Elektronen heraus. Diese werden in einem elektrischen Feld auf das Halbleiterelement beschleunigt und erzeugen durch Ionisation Ladungs-Lochpaare. Bei einer typischen Beschleunigungsspannung von 10 kV erzeugt ein Photoelektron etwa 3000 Ladungsträger. Die Statistik ist hier wieder durch die Anzahl der Photoelektronen gegeben. Aufgrund der Möglichkeit, Hybridphotomultiplier auf einen Szintillator anzukoppeln, lässt sich das Prinzip eines Halbleiterdetektors mit der großen durch den Szintillator gegebenen Auslesefläche kombinieren. In diesem Abschnitt wird der Hybrid-Photomultiplier PP350G von Delft Electronics untersucht. Auf den Aufbau dieses Modells wird zunächst eingegangen.

5.3.1 Aufbau

Abbildung 5.15 zeigt den Aufbau des Hybridphotomultipliers PP350G. Auf die Photokathode treffendes Licht löst Photoelektronen heraus, die in einem elektrischen Feld auf ein Halbleiterelement beschleunigt werden. Das Halbleiterelement ist eine PiN-Diode, also eine p- und eine n-dotierte Schicht Silizium, getrennt durch eine intrinsische Zone. Gelangen die Elektronen durch die p-Schicht in die intrinsische Zone, erzeugen sie dort Ladungs-Lochpaare, die durch das starke Raumladungsfeld zwischen p- und n-Schicht getrennt werden. An die Diode wird eine Spannung angelegt, um die intrinsische Schicht zu vergrößern. Die Ladungsträger driften zu den Elektroden und erzeugen über einen Widerstand einen kurzen Ladungspuls, der ausgewertet wird. Beim PP350G haben Photokathode und Halbleiterelement die gleiche aktive Fläche, der Abstand zwischen beiden beträgt etwa 6 mm. Die p-Schicht zeigt dabei zur Photokathode.

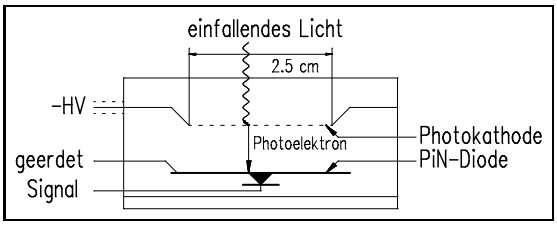

Abbildung 5.15: Aufbau des Hybridphotomultipliers PP350G.

5.3.2 Verstärkung

Die Energie zur Erzeugung eines Ladungs-Lochpaares in Silizium beträgt 3.6 eV [DEL95]. Die Verstärkung steigt im Gegensatz zur potenzförmigen Abhängigkeit der mehrstufigen Photomultiplier linear mit der Hochspannung, was einen Vorteil der Hybridphotomultiplier hinsichtlich der Stabilität gegenüber Hochspannungs- und Temperaturdrifts bedeutet. Für die Verstärkung V gilt

$$V = \frac{(U_{\text{Kath}} - U_{\text{Schwelle}})[\text{eV}]}{3.6}, \tag{5.21}$$

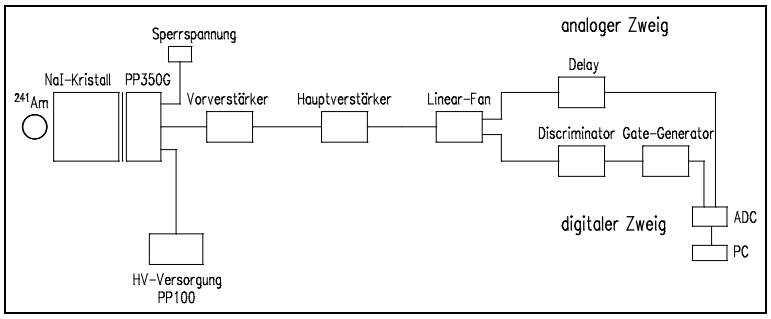

Abbildung 5.16: Schema des Aufbau der Messungen mit dem Hybrid-Photomultiplier PP350G.

mit einem Energieverlust U_{Schwelle} der Elektronen in der p-Schicht der PiN-Diode. Typischerweise wird an die Photokathode eine Hochspannung von 10 kV gelegt.

Die Driftzeit der Ladungs-Lochpaare zu den Elektroden beträgt typischerweise 2 ns, so dass bei $U_{\text{Kath}} = 15\,\text{kV}$ und $U_{\text{Schwelle}} = 2\,\text{kV}$ ein Strom von

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{3000 \cdot 1.6 \times 10^{-19}\,\text{C}}{2\,\text{ns}} \approx 3\,\mu\text{A} \tag{5.22}$$

pro Photoelektron fließt. Ein Elektron mit einer Energie U_{Kath} wird bis zu einer Tiefe

$$d = 3 \times 10^{-10} \cdot U_{\text{Kath}}^{1.4}[\text{cm}] \tag{5.23}$$

in den Siliziumchip eindringen [ABB+93]. Dies gilt für einen Einfallwinkel von 90 Grad zur Chipoberfläche. Ein Magnetfeld bewirkt, dass die Elektronen auf Spiralbahnen die Diode erreichen und unter einem anderen Winkel als 90 Grad auf die p-Schicht treffen. Daher ist der Energieverlust in der p-Schicht abhängig von Stärke und Ausrichtung des Magnetfeldes.

5.3.3 Messungen

Abbildung 5.16 zeigt den Aufbau für die Messungen mit dem Hybridphotomultiplier. Der PP350G wird über ein Netzgerät (PP100 von DEP) mit Hochspannung versorgt. Die PiN-Diode wird über ein weiteres Netzgerät mit einer Sperrspannung von 75 Volt betrieben. Der Detektor wird an einen NaI-Kristall mit einer ^{241}Am-Quelle gekoppelt und die Signale einem Vorverstärker zugeführt. Diese Signalstrecke sollte so kurz wie möglich sein, um einen Einfluss von äußeren elektrischen Strahlungsfeldern zu vermeiden. Es hat sich als geeignet erwiesen, den PP350G mit dem Vorverstärker in einem *Faradayschen Käfig* zu betreiben. Wegen des geringen Stromflusses nach (5.22) wurde in der nachgeschalteten Elektronik der rauscharme Vorverstärker PSC 762 von EURISYS verwendet. Die Amplitude des Ausgangssignals vom Vorverstärker ist proportional zur Ladung, die in der PiN-Diode erzeugt wurde. Die Pulse haben eine Zeitkonstante von 50 μs und eine Größe von etwa 100-300 mV. Sie werden in einem Hauptverstärker (ORTEC 572) zu Gauss-Pulsen geformt. Deren Amplitudenhöhe wird von einem peaksensitiven ADC (LeCroy 2259B) in eine dazu proportionale Kanalzahl umgewandelt.

Abbildung 5.17 zeigt ein mit dem PP350G aufgenommenes Pulshöhenspektrum. An den Photopeak des 59.6 keV γ-Quants wird eine Gauss-Kurve gefittet und Lage und Varianz bestimmt. Nach (5.7) ergibt sich eine PE-Zahl von 33±2. Diesen Wert kann

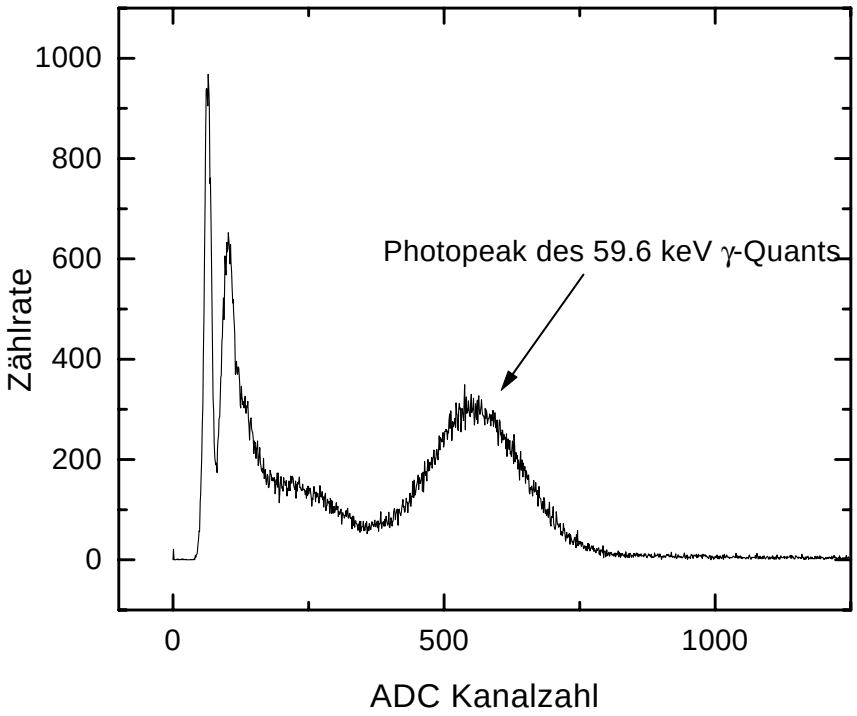

Abbildung 5.17: Pulshöhenspektrum von NaI in Verbindung mit einer ^{241}Am-Quelle, gemessen mit dem Hybrid-Photomultiplier PP350G – Der Photopeak liegt bei Kanalzahl 556. Es werden weitere Photopeaks der ^{241}Am-Quelle bei kleineren Energien aufgelöst.

man nach folgender Überlegung verstehen: Bei den Messungen mit dem R5504 von HAMAMATSU und dem PP350G von DEP wurde der gleiche Szintillator verwendet. Die sensitive Fläche des PP350G hat einen Durchmesser von 2.5 cm, entspricht also einem Viertel der sensitiven Fläche des R5504. Es handelt sich ebenso wie beim R5504 um eine Bialkali-Photokathode. Die PE-Zahl sollte also etwa um einen Faktor 4 zurückgehen, was der Beobachtung entspricht.

Die Kanalzahl des Photopeaks in Abhängigkeit von der angelegten Spannung zeigt Abbildung 5.18. Sie wächst linear mit der Hochspannung wie nach Gleichung (5.21) erwartet. Die Extrapolation eines Fits an den linearen Bereich schneidet die Abzisse bei 3611±65 Volt, was einen Energieverlust von etwa 3600 eV der Elektronen in der Totschicht der PiN-Diode bedeutet. DEP gibt einen Energieverlust von etwa 2000 eV an [DEL95]. Das deutet auf eine größere Totschicht bei dem verwendeten Modell PP350G hin.

Das Verhalten des PP350G bei verschiedenen Feldstärken wird im Folgenden untersucht. Zur Beschreibung der Position im Magnetfeld wird wieder das in Abbildung 5.8 verwendete Koordinatensystem benutzt. Die Position auf der x-Achse wird zunächst verschoben, auf der y-Achse wird der PP350G mittig positioniert. Das in Abb 5.17 gezeigte Spektrum ist außerhalb des Magnetfeldes aufgenommen. Der Photopeak liegt bei Kanalzahl 556. Für die Messreihe im Magnetfeld wurde eine etwas

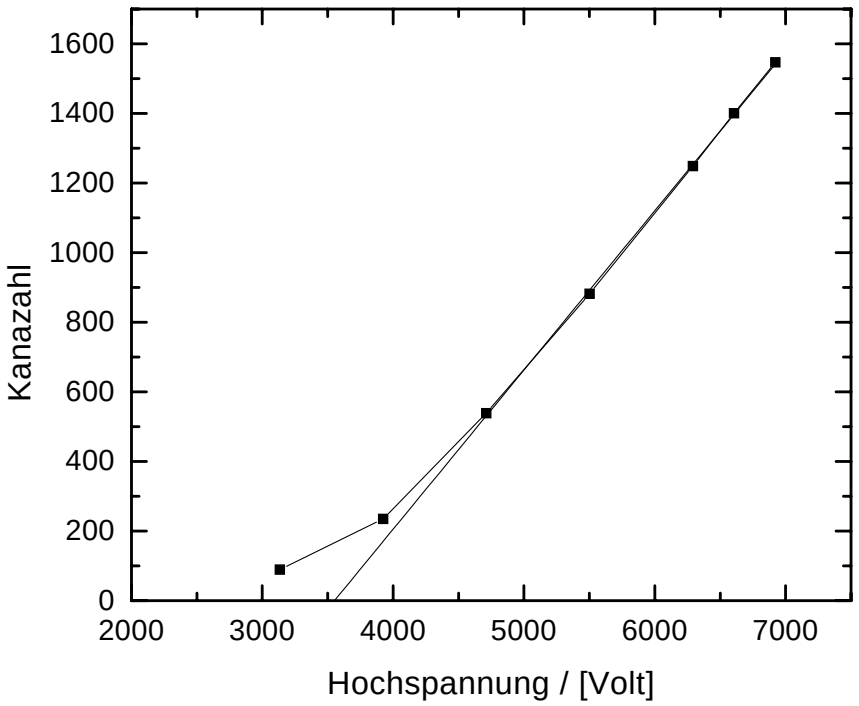

Abbildung 5.18: Auftragung der Kanalzahl des Photopeaks gegen die Hochspannung – Die Extrapolation des Fits an den linearen Bereich schneidet die Abzisse bei Kanalzahl 3611. Die Fehler sind kleiner als die Messpunkte.

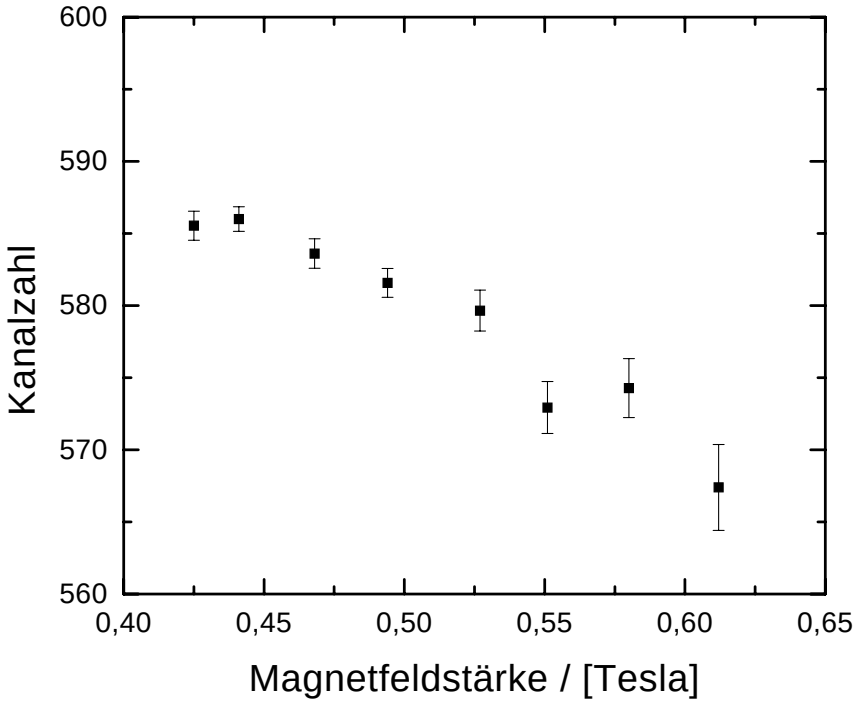

Abbildung 5.19: Kanalzahl des Photopeaks bei verschiedenen Magnetfeldstärken – gemessen mit dem PP350G.

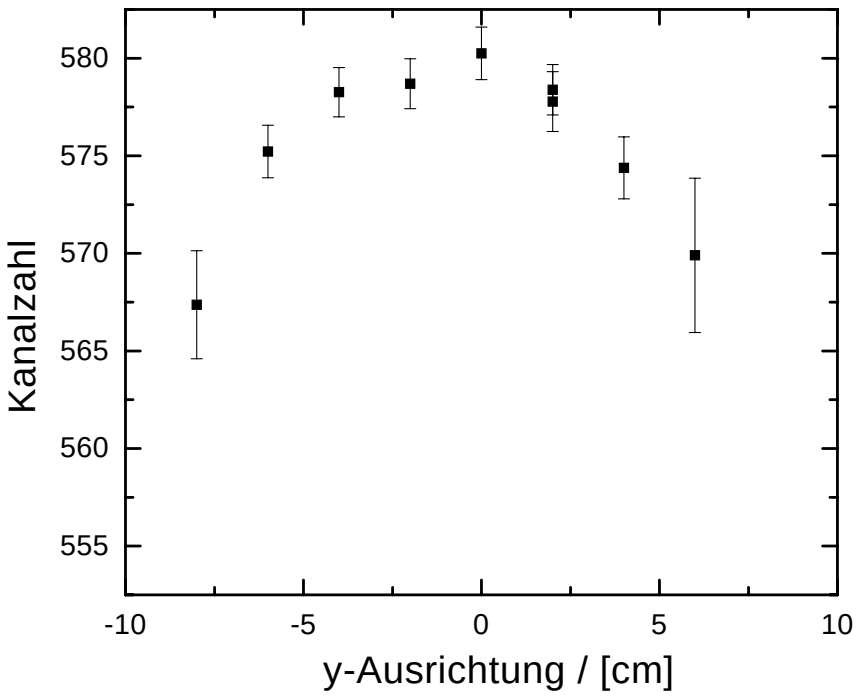

Abbildung 5.20: Kanalzahl des Photopeaks bei verschiedenen Positionen auf der y-Achse – gemessen mit dem PP350G.

niedrigere Sperrspannung an der PiN-Diode eingestellt als bei der Messung außerhalb des Magnetfeldes. Das führte zu einer Erhöhung der Kanalzahl des Photopeaks. Eine Normierung auf die Kanalzahl 556 außerhalb des Magnetfeldes ist daher nicht möglich.

Abbildung 5.19 zeigt das Verhalten der Kanalzahl des Photopeaks bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Da die Änderung der Kanalzahl durch die höhere Sperrspannung nicht mehr als 5 % beträgt (was im Nachhinein festgestellt wurde), geht die Verstärkung nur unwesentlich im Magnetfeld zurück. Die Kanalzahl fällt ab, wenn der PP350G einer größeren Feldstärke ausgesetzt wird. Sie geht zurück von 585 bei 0.42 Tesla auf 567 bei 0.62 Tesla, was einer Abnahme von 3 % entspricht.

Zur Messung der Ortsabhängigkeit wird der PP350G bei x=8 cm positioniert. Die Magnetfeldstärke beträgt 0.48 Tesla. In Schritten von 2 cm wird die y-Position verändert und jeweils ein Pulshöhenspektrum aufgenommen. Abbildung 5.20 zeigt das Ergebnis der Messung. Zu den Seiten nimmt die Kanalzahl um etwa 2 % ab (bei y=-8 cm).

Bei den Messungen stellte sich ein starker Untergrund ein, insbesondere dann, wenn der PP350G in einem Winkel zu den Magnetfeldlinien steht. Offensichtlich stammt der Untergrund vom Photomultiplier selbst und nicht vom Vorverstärker, da er abhängig von der Winkeleinstellung zum Magnetfeld ist. Das Signal des Photopeaks wird dadurch stark verbreitert und macht eine Auswertung der PE-Zahl nur durch Aufnahme aufwendiger Differenzspektren möglich. Dazu hätte der Szintillator bei jeder Winkelstellung ausgebaut und der Untergrund gemessen werden müssen, was aus Zeitgründen nicht möglich war. Aufgrund der Messungen zur Verstärkung kann

man jedoch feststellen, dass auch der PP350G für den Betrieb im Magnetfeld von PERKEO geeignet ist. Die Verstärkung geht dabei nur unwesentlich zurück.

5.4 Beurteilung

Für den Einsatz des Mesh-Photomultipliers von HAMAMATSU sprechen mehrere Gründe:

- Die Photokathode des R5504 hat einen Durchmesser von 5 cm im Gegensatz zu 2.5 cm Durchmesser des PP350G. Beide Photomultiplier haben einen Gesamtdurchmesser von etwa 5.2 cm. Aufgrund dieser Abmessungen besteht mit dem R5504 die Möglichkeit, mehrere Multiplier ‚dicht an dicht ‘anzuordnen, ohne Auslesefläche zu verlieren
- Die Zeitkonstante des Vorverstäkers ist mit 50 μs viel zu groß für die Anforderungen an die Zeitauflösung im PERKEO-Experiment. Das spricht nicht unmittelbar gegen die Verwendung des Hybridphotomultipliers, der eine viel kleinere Anstiegszeit im Bereich von Nanosekunden hat. Es müssten jedoch andere Vorverstärker eingesetzt und getestet werden. Beim R5504 kommt man aufgrund der Signalgröße ohne Vorverstärker aus.
- Der Aufbau der Elektronik für den R5504 ist einfacher und weniger sensitiv auf äußere Störfelder. Die Signalleitungen müssen nicht aufwendig abgeschirmt und verkürzt werden. Der R5504 ist wie alle Photomultiplier sehr rauscharm.

Für das neue Detektordesign zur B-Messung wird daher der Mesh-Photomultiplier R5504 eingesetzt.

Kapitel 6

Detektordesign

In diesem Kapitel wird zunächst kurz auf einige Dimensionierungen des Aufbaus innerhalb des Spektrometers PERKEO II eingegangen. Es wird dann das Detektordesign vorgestellt und in Abschnitt 6.2 mit einer Monte-Carlo-Simulation die Lichtauskopplung aus dem Detektor untersucht und optimiert.

6.1 Detektordesign

Die Elektronen und Protonen aus dem Neutronenzerfall gelangen entsprechend ihrer transversalen Impulskomponente in den einen oder anderen Halbraum des Spektrometers und gyrieren mit ihrer longitudinalen Impulskomponente um die Magnetfeldlinien (Abbildung 3.2). Die Protonen werden auf eine Folie beschleunigt, die sich in einer Entfernung von 30-35 cm vom Strahlzentrum befindet und auf einem Potential von etwa 20 kV liegt. Die Entfernung ist vorgegeben durch die Forderung, dass das Magnetfeld am Ort der Folie auf 3/4 des Maximalwertes abgesunken ist. Dann erreichen alle Elektronen mit einer kinetischen Energie größer als 100 eV die Folie [Rei99]. Die Protonen lösen aus der Folie Sekundärelektronen aus, die zusammen mit den Zerfallselektronen, die die Folie ungestört durchqueren, auf den Szintillator beschleunigt werden, wo sie ihre Energie deponieren und nachgewiesen werden. Der Szintillator befindet sich in einer Entfernung von etwa 40 cm vom Strahlzentrum. Die Abmessung des Szintillators ist $(19\times13\times0.5\,\mathrm{cm})^3$, wobei auf die große Fläche das Zerfallsvolumen abgebildet wird.

Die Elektronen und Protonen folgen bei Durchqueren des Halbraums der Aufweitung der Magnetfeldlinien. Um zu verhindern, dass sie auf den Rahmen treffen, in dem die Folie aufgehängt ist, werden die Folie und auch der Szintillator entsprechend groß dimensioniert. Bei den Berechnungen zu den Abmessungen ist der Gyrationsradius der Elektronen und Protonen um die Magnetfeldlinien ebenfalls berücksichtigt. Er beträgt maximal etwa 5 mm.

Das eigentliche Detektordesign sieht dabei folgendermaßen aus: Nach den Ergebnissen aus Kapitel 5 ist die direkte Ankopplung der Photomultiplier an die Szintillatoren – also ein Betrieb in einer Entfernung von 40 cm vom Strahlzentrum – möglich. Die Magnetfeldstärke beträgt hier etwa 0.5 Tesla. Die Photomultiplier stehen bei direkter Ankopplung in einem Winkel von 0 Grad zu der in Abbildung 5.8 definierten

x-Achse. Bei einer Szintillatorfläche von $(19\times13)\,\mathrm{cm}^2$ ist eine Auskopplung mit bis zu 6 Multipliern möglich. Die Photomultiplier werden in einem Kupferblock montiert, der direkt am Detektorflansch von PERKEO II montiert ist. Er beinhaltet die HV- und Signalanschlüsse für die Photomultiplier und wird zur Kühlung der Multiplier temperaturstabilisiert. Auf der dem Zerfallsvolumen zugewandten Seite des Kupferblocks wird eine Halterung für den Szintillator angebracht. Die dem Zerfallsvolumen zugewandte Seite des Szintillators ist mit Aluminium beschichtet und zur Erdung mit der Vakuumkammer verbunden. Damit wird ein Aufladen des Szintillators verhindert.

6.2 Monte-Carlo-Simulation

Die Effizienz, mit der das Licht in der vorgestellten Anordnung aus dem Szintillator ausgekoppelt werden kann, wird mit der in Abschnitt 4.5 vorgestellten MC-Simulation berechnet. Die dem Zerfallsvolumen zugewandte Seite ist mit Aluminium beschichtet. Der Brechungsindex von Aluminium beträgt 0.4 für eine Wellenlänge von 400 nm [Dri78]. Nach Gleichung (4.9) ist der Winkel der Totalreflexion gegen $n = 1.58$ (Plastikszintillator) $\alpha_R = 15$ Grad. Die beschichtete Fläche wirkt daher wie ein Spiegel. Nach den Fresnel-Formeln (4.10) wird das Licht auch noch für kleinere Winkel als 15 Grad mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 35 % reflektiert (bei $\alpha_R = 0$ Grad). Für die MC-Simulation werden folgende Annahmen gemacht:

- Es wird nur eine Wellenlänge im Material berücksichtigt, für die der Brechungsindex $n = 1.58$ beträgt. Der Winkel der Totalreflexion gegen Vakuum beträgt 39 Grad.

- Das bei der B-Messung verwendete Szintillatormaterial BC404 wurde bereits in der vorletzten Messung bei [Bae96] eingesetzt. Die dort gemessene Abschwächungslänge wird wird berücksichtigt. Sie beträgt 80 cm [Met95].

- Entsprechend der Abbildung des Zerfallsvolumens auf die Szintillatorfläche wird bei der Berechnung der Auskopplung davon ausgegangen, dass nur innerhalb der Fläche des abgebildeten Zerfallsvolumens eine isotrope Lichterzeugung stattfindet. Für die Lichtausbreitung wird das Gesamtvolumen des Szintillators berücksichtigt.

- Für die Wahrscheinlichkeit der Reflexion eines Photons, das auf eine Grenzfläche mit Aluminiumbeschichtung trifft, wird ein Wert von 90 % angenommen. Dies ist im Hinblick auf den kleinen Winkel der Totalreflexion ($\alpha_R = 15$ Grad) und im Vergleich zur Reflektivität der unbeschichteten Oberfläche eine sehr konservative Annahme. Es wird jedoch berücksichtigt, dass die Beschichtung je nach Güte nicht ideal reflektiert und auch Photonen mit kleinerem Winkel als 15 Grad auf die Beschichtung treffen.

- Die Reflektivität für ein Photon, dass mit einem Winkel größer bzw. kleiner als dem der Totalreflexion auf die unbeschichtete Grenzfläche trifft, ist 100 % bzw. 0 %. Dies ist im Hinblick auf die Fresnel-Formeln (4.10) nur eine Näherung.

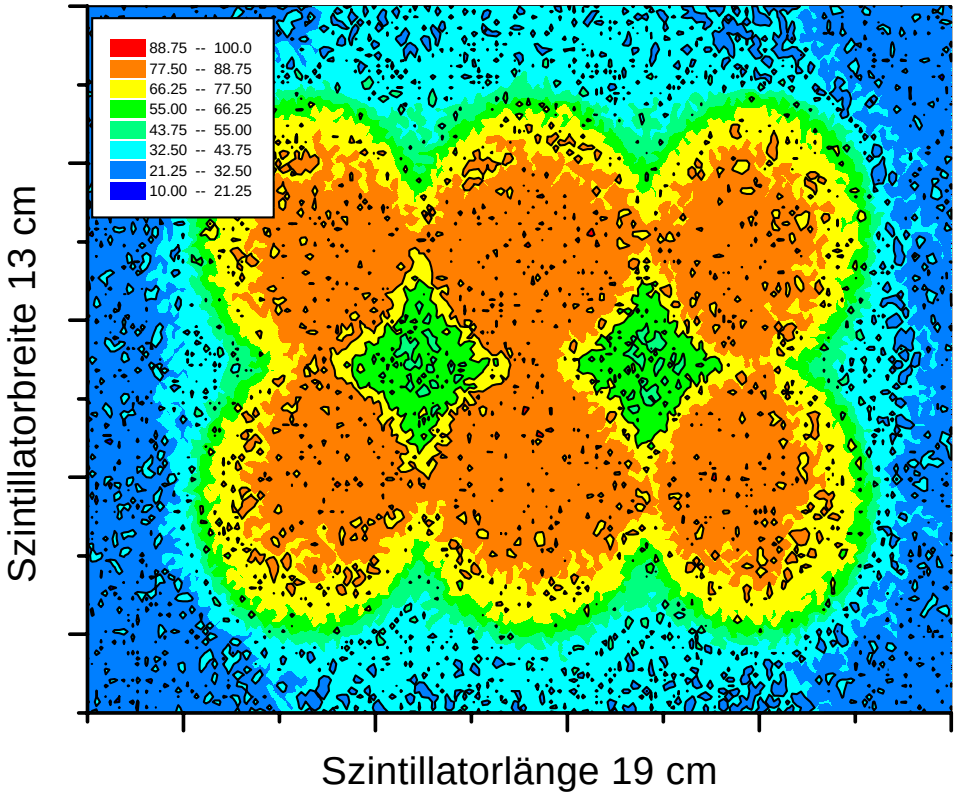

Abbildung 6.1: 6 Photomultiplier neben- und untereinander angeordnet – Die Ausleseeffizienz ist in Prozent angegeben. Die Ortsabhängigkeit innerhalb der Zwischenräume beträgt bis zu 20 %.

- Das Licht wird verlustfrei an den Flächen, an denen ein Photomultiplier angekoppelt ist, detektiert.

Die in der nächsten Strahlzeit verwendeten Photomultiplier R5504 haben einen Durchmesser von 5.2 cm. Bei einer Szintillatorfläche von $(19\times13)\,\mathrm{cm}^2$ können bis zu 6 Photomultiplier auf die Fläche angekoppelt werden.

Zunächst wird eine Anordnung untersucht, bei der die Photomultiplier genau nebeneinander und untereinander angeordnet sind. Für diese Anordnung findet man, dass

$$I_{6\,\mathrm{PM}} = (71.3 \pm 0.4)\,\% \tag{6.1}$$

der Photonen von den Photomultipliern nachgewiesen werden. Es wird damit ein deutlich höherer Wert als mit einer seitlichen Auskopplung wie in Abschnitt 4.5 untersucht, nachgewiesen.

In einer weiteren Simulation wird die Ortsabhängigkeit der Nachweiseffizienz untersucht. Dazu wird die $(19\times13)\,\mathrm{cm}^2$ große Fläche des Szintillators in eine 190×130 große Matrix unterteilt. Die einzelnen Punkte bilden die x- und die y-Koordinaten. An jedem Punkt werden 1000 Photonen erzeugt und die Anzahl der von den angekoppelten Photomultipliern nachgewiesenen Photonen registriert. Abbildung 6.1 zeigt diesen Plot für die Anordnung mit 6 Photomultipliern. Die jeweilige Farbe an einem

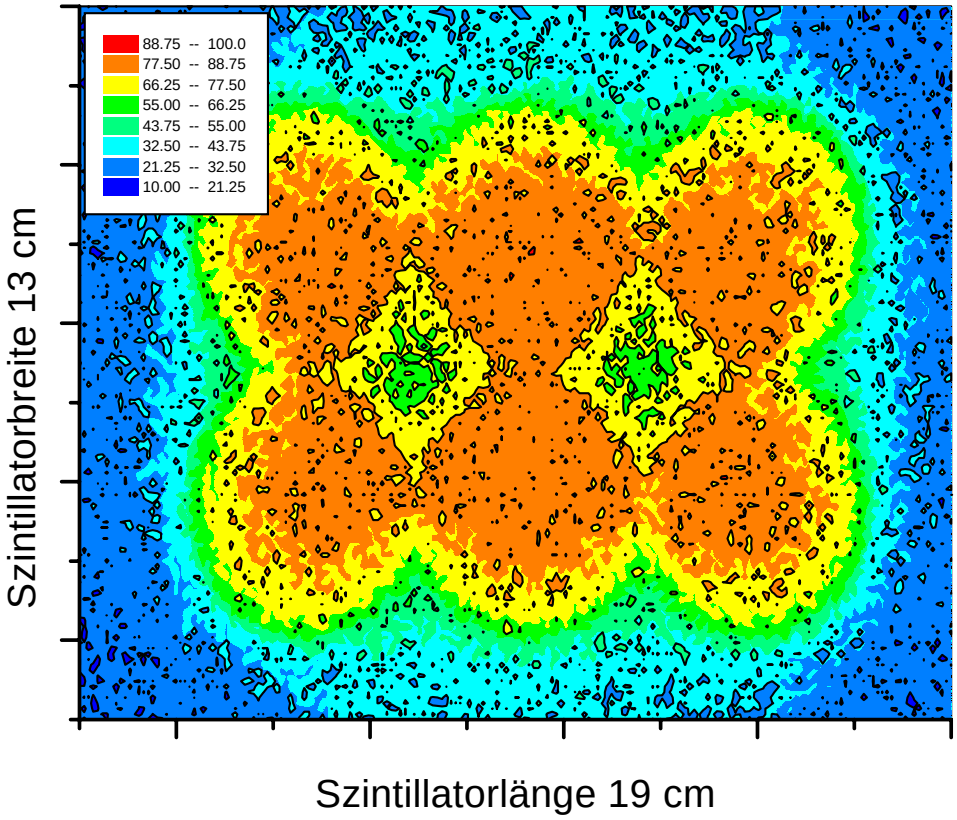

Abbildung 6.2: 6 Photomultiplier neben- und untereinander angeordnet – Die Zwischenräume sind mit Aluminium verspiegelt. Die Ortsabhängigkeit beträgt im Zentrum der Zwischenräume immer noch 20 %.

Ort steht für den Prozentsatz des Lichtes, der von allen Photomultipliern nachgewiesen wird. Man erkennt eine deutliche Ortsabhängigkeit, wenn das Licht innerhalb der Flächen erzeugt wird, an denen kein Photomultiplier angekoppelt ist. Die Effizienz der Auskopplung geht hier von etwa 80 % auf etwa 60 % zurück. Der Rückgang um 20 % erklärt sich aus dem Anteil der Photonen, die unterhalb des Grenzwinkels für Totalreflexion erzeugt werden. Nach (4.28) gehen auf jeder Seite etwa 11 % verloren, wobei die Photonen, die auf das Aluminium treffen, zu 90 % reflektiert werden und dann ebenfalls auf der nichtverspiegelten Seite verloren gehen. Die Ortsabhängigkeit stellt eine Komplikation für die Auswertung der Photomultiplier-Signale dar und sollte möglichst auf ein Minimum reduziert werden.

Für eine Verbesserung wird zunächst angenommen, dass die Zwischenräume auf der Auslesefläche mit Aluminium verspiegelt sind ($R = 90\,\%$). Für diese Anordnung findet man, dass

$$I_{6\,\mathrm{PM+alu}} = (72.0 \pm 0.3)\,\% \tag{6.2}$$

der Photonen von den Photomultipliern nachgewiesen werden. Die Orstabhängigkeit ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Ausleseeffizienz geht in der Mitte der Zwischenräume um etwa 20 % zurück, bezogen auf die ganze Fläche der Zwischenräume nur um etwa 10-15 %. Die Verluste kommen jetzt daher, dass das in den Zwischenräumen erzeugte Licht einige Male am Aluminium reflektiert wird und auch

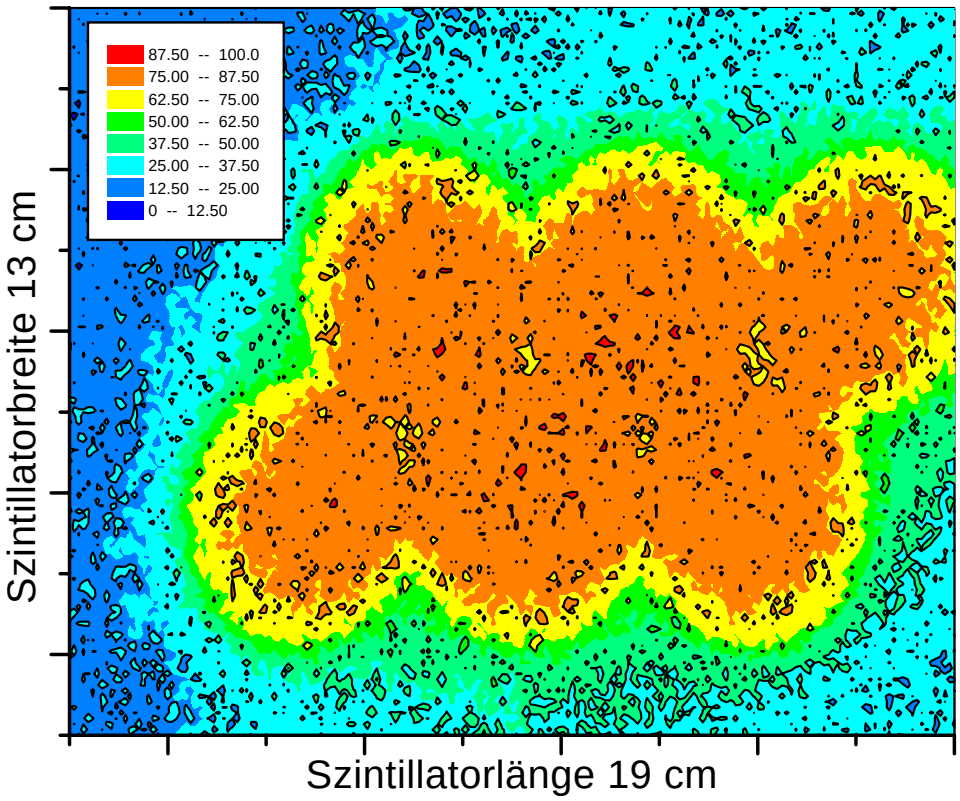

Abbildung 6.3: 6 Photomultiplier versetzt angeordnet – Die Zwischenräume sind mit Aluminium verspiegelt. Die Ortsabhängigkeit im Zentrum der Zwischenräume ist minimal.

teilweise verloren geht, bevor es auf eine Auslesefläche trifft.

Daher werden für eine weitere Verbesserung die Zwischenräume verkleinert und wieder mit Aluminium verspiegelt. Dazu werden die Photomultiplier versetzt angeordnet. Die MC-Simulation liefert als Effizienz der Lichtauskopplung einen Wert von

$$I_{6\,\mathrm{PM+alu+vers}} = (69.8 \pm 0.3)\,\% \tag{6.3}$$

Die geringfügige Änderung in der Ausleseeffizienz ist darauf zurückzuführen, dass in der Monte-Carlo-Simulation das Zerfallsvolumen nicht mehr ganz durch die Photomultiplier abgedeckt wird. Die Untersuchung der Ortsabhängigkeit zeigt Abbildung 6.3. Man kann aufgrund der MC-Simulation von einer nahezu homogenen Ausleseeffizienz zwischen 75 und 85 % innerhalb eines bestimmten Bereiches sprechen. Die mittlere Ausleseeffizienz für eine $(5\times5)\,\mathrm{cm}^2$ große Fläche in der Mitte des Szintillators beträgt etwa $(80\pm5)\,\%$. Der Wert aus 6.3 berücksichtigt die Inhomogenität an den Randflächen und ist deshalb niedriger.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war es, die Lichtauskopplung bei PERKEO II entscheidend zu verbessern. Dies war notwendig, um in der Messung zur Bestimmung des B-Koeffizienten das Protonensignal eindeutig vom Untergrund trennen zu können. Es musste zunächst geklärt werden, an welchen Stellen im bisher verwendeten Lichtleitersystem die größten Verluste auftreten, um dann eine Entscheidung zu treffen, inwieweit eine Optimierung des Lichtleitersystems eine entscheidende Verbesserung bringt.

Die Untersuchungen in Kapitel 4 ergaben, dass die maßgeblichen Verluste aus der Abschwächung des Szintillatormaterials selbst stammen. Das Licht wurde nur zu etwa 16 % aus dem Material ausgekoppelt. Im Lichtleitersystem traten die größten Verluste durch das lange Übergangsstück, das das Licht aus dem Magnetfeld führte, auf. Nach den vorgestellten Messungen wurde das Licht auf dieser Strecke, die etwa ein Meter betrug, um die Hälfte abgeschwächt. Daneben können die Verluste durch die Kopplungsmaterialien vernachlässigt werden.

Als Konsequenz daraus wurde in Kapitel 5 die Möglichkeit untersucht, spezielle magnetfeldtaugliche Photomultiplier direkt an die Szintillatoren zu koppeln. Sowohl der Photomultiplier R5504 mit Mesh-Dynoden von HAMAMATSU, als auch der Hybrid-Photomultiplier PP350G von DEP konnten nach den vorgestellten Messungen im Magnetfeld von PERKEO II bei Feldstärken zwischen 0.5 Tesla und 0.6 Tesla betrieben werden. Aufgrund der einfacheren Handhabung und der größeren Fläche der Photokathode fiel die Wahl für den Einsatz neuer Photomultiplier auf den Multiplier R5504.

Im neuen Detektordesign werden 6 Photomultiplier dieses Typs auf die Szintillatorfläche angekoppelt. Nach den Monte-Carlo-Simulationen in Kapitel 6 wird durch eine versetzte Anordnung der Photomultiplier eine Ortsabhängigkeit in der Ausleseeffizienz reduziert und etwa 70 % des Lichtes aus dem Szintillator ausgekoppelt.

Zum Aufbau des vorgestellten Detektordesigns muss zunächst untersucht werden, welches Verfahren zur Beschichtung der Szintillatorfläche mit Aluminium geeignet ist. Die Ausleseeffizienz sowie die Ortsabhängigkeit des Detektorsystems müssen dann – wie bei [Rei99] beschrieben – gemessen werden. Mit dem neuen Detektordesign sollte eine Verbesserung der Lichtauskopplung um mindestens eine Größenordnung möglich sein.

Literaturverzeichnis

[ABB+93] H. Arnaudon, P. Benetti, L. Boskma, P. Burger, A. Confin, R. DeSalvo, S. Paolucci, M. Rosella und R. Schomaker: Nucl. Instr. Meth., **A 342**, 558, 1993.

[ABD+97] H. Abele, S. Baeßler, D. Dubbers, J. Last, U. Mayerhofer, C. Metz, T. Müller, V. Nesvizhevski, C. Raven, O. Schärpf und O. Zimmer: *A measurement of the beta asymmetry A in the decay of free neutrons*. Phys. Lett., **B 407**, 212, 1997.

[Abe89] H. Abele: *Direkte Messung der Lebensdauer freier Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1989.

[Ast97] M. Astruc Hoffmann: *Ein Präzisionsexperiment zur Bestimmung der β-Asymmetrie im Neutronenzerfall*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1997.

[Bae96] S. Baeßler: *Die Betaasymmetrie im Zerfall des freien Neutrons*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg, 1996.

[DEL95] DELFT: *Hybrid Photomultiplier Tubes*. Technischer Bericht, 1995.

[DKM+75] R. Dobrozemsky, E. Kerschbaum, G. Moraw, H. Paul, C. Stratowa und P. Weinzierl: *Electron-neutrino angular correlation coefficient a measured from free-neutron decay*. Phys. Rev. D, **11**(3), 510, 1975.

[Dri78] W. G. Driscoll: *Handbook of Optics*. MCGRAW-HILL Book Company, 1978, 1 Auflage.

[Eng80] R. W. Engstrom: *Photomultiplier Handbook*. RCA Corporation, 1980.

[GJL95] F. Glück, I. Joó und J. Last: *Measurable parameters of neutron decay*. Nucl. Phys. A, **593**, 125, 1995.

[HAM94] HAMAMATSU: *Photomultiplier Tube R5504*. Technischer Bericht, 1994.

[HAM95] HAMAMATSU: *Photomultiplier Tubes and Assemblies*. Technischer Bericht, 1995.

[HAM96] HAMAMATSU: *Photomultiplier Tubes and Assemblies*. Technischer Bericht, 1996.

[JTW57] J. D. Jackson, S. B. Treiman und H. Wyld Jr.: *Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta decay*. Phys. Rev., **106**(3), 517, 1957.

[Kei70] G. Keil: Nucl. Instr. Meth., **87**, 111, 1970.

[Kno79] G. F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 1979.

[Leo87] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1987.

[Met95] C. Metz: *Messungen zur Bestimmung der β-Asymmetrie im Neutronenzerfall mit Perkeo II*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1995. S.27.

[PDG98] C. Caso *et al.*: *Review of Particle Physics*. European Physical Journal, **C 3**, 1, 1998. And 1999 partial update from URL: http://pdg/lbl/gov.

[Rei99] J. Reich: *Angular Correlations in Polarized Neutron Decay*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg, 1999.

[RÖ95] RÖHM: *Product Describtion Plexiglas GS 2458*. Technischer Bericht, 1995.

[RÖ98] RÖHM: *Produktbeschreibung Plexiglas GS*. Technischer Bericht, 1998.

[Sch88] P. Schmüser: *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Band 295 von *Lecture Notes in Physics*. Springer, 1988.

[SDW78] C. Stratowa, R. Dobrozemsky und P. Weinzierl: *Ratio $|\frac{g_A}{g_V}|$ derived from the proton spectrum in free-neutron decay*. Phys. Rev. D, **18**(11), 3970, 1978.

[vB98] P. von Bülow: *Aufbau eines Protonendetektors zur Messung der Neutrinoasymmetrie im Neutronenzerfall*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1998.

[WAH+57] C. S. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes und R. Hudson: *Experimental test of parity conservation in beta decay*. Phys. Rev., **105**, 1413, 1957.

Danksagung

Ein Jahr Diplomarbeit hinterlässt neben dieser Arbeit viele Gedanken an die Personen, mit denen man zusammengearbeitet hat. Oft war es das Gespräch im kleinen Kreis, das einem die Lösung eines Problems offenbarte – oder es war der Gang in das andere Labor, der so manches Problem beseitigte. Der Teamgeist in der ANP-Gruppe gehört für mich zu den schönsten Erfahrungen während meiner Zeit am Physikalischen Institut und ich bedanke mich bei allen, die dazu beigetragen haben. Ganz besonders gilt mein Dank

- Herrn Professor Dr. Dubbers für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe.
- Herrn Priv. Doz. Dr. Abele, der mich mit großem Enthusiasmus für PERKEO begeistert hat und seine Erfahrung immer wieder in die Arbeit einbrachte.
- Dr. Jürgen Reich für die hervorragende Zusammenarbeit und Atmosphäre während aller Phasen dieser Arbeit. PERKEO lebt!
- Michael Kreuz für viele Korrekturvorschläge zu dieser Arbeit. Viel Erfolg wünsche ich ihm bei der B-Messung (Alles, nur nicht -8!).
- Bernhard Brand und Daniela Mund, die weiter mit PERKEO ringen werden.
- der ganzen ANP-Gruppe, insbesondere Sascha und Frank für das Korrekturlesen. Mir werden die Sonntag-Abende fehlen.
- den Mitarbeitern der Werkstätten am Physikalischen Institut für ihre Unterstützung und Sachkenntnis.
- Tanja Utz und Claudia Krämer für heitere Tür-zu-Tür Gespräche.
- Herrn Priv. Doz. Dr. Bachert für die Möglichkeit, den Aufbau für die Messungen mit den Photomultipliern am NMR-Magneten des DKFZ testen zu können.
- natürlich meinen Eltern für ihre finanzielle Unterstützung und so manches wichtige Wort zur richtigen Zeit.
- Katrin, für Geduld und Ausdauer mit einem Physiker. Es kann nur noch aufwärts gehen.

Erklärung:
Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den