

# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von

**Daniel Wilkin**

aus Speyer

**März 2007**

# Aufbau eines Kollimationssystems und Entwicklung eines Scanners für das Spektrometer PERKEO III

Diese Diplomarbeit wurde von DANIEL WILKIN  
ausgeführt am  
Physikalischen Institut der Universität Heidelberg  
unter der Betreuung von  
PROF. DR. HARTMUT ABELE.

März 2007

# Zusammenfassung

## Aufbau eines Kollimationssystems und Entwicklung eines Scanners für das Spektrometer PERKEO III

Das Spektrometer PERKEO III ist ein neues Experiment zur Untersuchung des freien Neutronen-Zerfalls. Es wurde im Herbst/Winter 2006/2007 zum ersten Mal im Institut Laue-Langevin in Grenoble (Frankreich) aufgebaut. Mit PERKEO III wird es möglich sein, Messungen mit einer hundert Mal höheren Statistik als bei seinem Vorgänger durchzuführen. In der ersten Strahlzeit soll der Formfaktor  $f_2$  des schwachen Magnetismus gemessen werden, der sich aus der Energieabhängigkeit der  $\beta$ -Asymmetrie gewinnen lässt und im freien Neutronen-Zerfall noch nie nachgewiesen wurde. In dieser Arbeit wird der Bau des Neutronen-Kollimationssystems vorgestellt. Weiterhin wird eine Magnetfeldmessung präsentiert, mit der wir das Innenfeld des Spektrometers abschätzen können. Außerdem entwickelten wir einen Scanner, den wir zur Eichung der Detektoren benötigen werden.

## Abstract

### Construction of a Collimating System and Development of a Scanner for the new Spectrometer PERKEO III

The spectrometer PERKEO III is a new experiment to examine the free neutron decay. It was built up the first time in autumn/winter 06/07 in the Institut Laue-Langevin in Grenoble (France). With PERKEO III, it will be possible to make measurements with a hundred times higher statistic than the anterior experiment. In the first beam-time the weak magnetism term  $f_2$  should be measured which is included in the energy dependence of the  $\beta$ -asymmetry and wasn't proved yet in free neutron decay. In this thesis the construction of a neutron collimating system is presented. Furthermore a measurement is presented which was necessary to evaluate the inner field of the spectrometer. Further on we developed a calibration scanner for our detectors.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Kurze Darstellung der Theorie</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Das Spektrometer PERKEO III</b>	<b>9</b>
3.1	Messprinzip . . . . .	9
3.2	Beschreibung des Experiments . . . . .	10
3.3	Der Aufbau . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Das Kollimationssystem</b>	<b>17</b>
4.1	Ergänzende Bestandteile des Kollimationssystems . . . . .	19
4.2	Konstruktion und Fertigung . . . . .	21
4.3	Die Positionen der Strahlrohrkomponenten . . . . .	25
4.4	Kupferfolien-Aktivierung . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Magnetfeldmessungen</b>	<b>36</b>
<b>6</b>	<b>Der Eich-Scanner</b>	<b>44</b>
6.1	Beschreibung des Scanners . . . . .	45
6.2	Entwicklung des Scanners . . . . .	47
6.3	Erste Tests . . . . .	55
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>57</b>

# 1 Einleitung

Der  $\beta$ -Zerfall des Neutrons ist ein seit langem bekanntes physikalisches Phänomen. Ein freies Neutron zerfällt nach mit Lebensdauer von  $\tau = (885,7 \pm 0,8)s$  in ein Proton, ein Elektron und ein Anti-Neutrino [PDG06]:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

Da das freie Neutron ungebunden ist und keinen Kerneffekten unterliegt, ist dieser Dreikörper-Zerfall ein einfacher semi-leptonischer Prozess. Dennoch gibt es hier einige Messgrößen, die für die Teilchenphysik von großer Bedeutung sind und deren Messung daher angestrebt wird. Solche wichtigen und bedeutsamen Größen sind zum Beispiel die Korrelationskoeffizienten im Neutronenzerfall. Davon geben einige an, wie der Neutronenspin mit den Impulsen der Zerfallsprodukte verknüpft ist (siehe Kapitel 2). Eine genaue Kenntnis dieser Parameter kann zur Klärung vieler Rätsel der schwachen Wechselwirkung beitragen.

Eine der uns interessierenden Größen ist die  $\beta$ -Asymmetrie  $A$ , die die Korrelation zwischen Neutronenspin und Elektronenimpuls angibt. Dabei besteht das Ziel darin, aus der Energieabhängigkeit dieser Asymmetrie eine weitere Messgröße zu gewinnen, den Schwachen Magnetismus. Der schwache Magnetismus ist ein theoretisch vorhergesagter energieabhängiger Term in der  $\beta$ -Asymmetrie, der noch nie zuvor im Zerfall des freien Neutrons gemessen wurde. Mit dem neuen Spektrometer PERKEO III, das im Herbst/Winter 06/07 zum ersten Mal am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble (Frankreich) aufgebaut und in Betrieb genommen wurde, soll der Form-Faktor des schwachen Magnetismus  $f_2$  zum ersten Mal nachgewiesen werden. Da wir mit PERKEO III eine etwa 100 Mal höhere Statistik haben als bei seinem Vorgänger, wird diese kleine Energiekorrektur zugänglich sein.

In Kapitel 2 werden kurz die theoretischen Aspekte der schwachen Wechselwirkung erklärt, die im Zusammenhang mit den von PERKEO III angestrebten Messungen stehen. Im darauf folgenden Kapitel 3 wird das neue Spektrometer vorgestellt und das Messprinzip erläutert. Zur Führung und Definition des Neutronenstrahls ist ein Blendensystem notwendig. Für PERKEO III haben wir ein solches Kollimationssystem geplant und gefertigt, um den Neutronenstrahl dem Spektrometer anzupassen (siehe Kapitel 4). In Kapitel 5 werden Magneteldmessungen vorgestellt, die Rückschlüsse für das uns interessierende Innenfeld zulassen. Im sechsten Kapitel werden die Funktion und die Eigenschaften unseres Eich-Scanners dokumentiert. Dieser Scanner ist ein neu entwickeltes Gerät, das benötigt wird, um die Ortsabhängigkeit der Verstärkung der aus den Plastik-Szintillatoren kommenden Signale zu untersuchen.

## 2 Kurze Darstellung der Theorie

Der  $\beta$ -Zerfall des Neutrons

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

ist ein semi-leptonischer Dreikörper-Zerfall, bei dem Elektronen mit einer maximalen Energie von  $E_{max} = 782$  keV entstehen. Die von der Elektronenenergie  $E$  abhängige Zerfallswahrscheinlichkeit  $\omega$  wird durch „Fermis Goldene Regel“ beschrieben [Pov01]

$$d\omega(E) = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{fi}|^2 \frac{d\Phi(E)}{dE} dE \quad (2.2)$$

wobei der Phasenraumfaktor  $d\Phi$  die Anzahl der dem System zugänglichen Zustände angibt und  $T_{fi}$  für das Übergangsmatrixelement steht. Aufgrund der großen Masse des W-Bosons von  $M_W = (80.41 \pm 0.1)$  GeV  $c^{-2}$  [Pov01] können wir für kleine Impulsüberträge ( $q^2 \ll M_W^2$ ) von einer Vier-Punkt-Wechselwirkung ausgehen und einen konstanten Propagatorterm annehmen. Mit der schwachen Ladung  $g$  gilt:

$$T_{fi} \propto \frac{g^2}{q^2 c^2 + M_W^2 c^4} \rightarrow \frac{g^2}{M_W^2 c^4} \text{ für } q^2 \rightarrow 0. \quad (2.3)$$

Daher können wir diese Wechselwirkung durch eine Konstante, die sogenannte Fermi-Konstante  $G_F$  beschreiben:  $G_F = 1,166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} (\hbar c)^{-3}$ . Mit dem ersten Element  $V_{ud}$  der CKM-Matrix [Kob73] haben wir für die Übergangsmatrix  $T_{fi}$  (Darstellung folgt [Bae96]):

$$T_{fi} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} J_\mu^h J^{\mu l} \quad (2.4)$$

Dabei sind  $J_\mu^h$  und  $J^{\mu l}$  die hadronischen bzw. leptonischen Ströme.

$$J_\mu^h = \langle p | \gamma^\mu (1 - \gamma_5) | n \rangle \quad \text{und} \quad J_\mu^l = \langle e | \gamma^\mu (1 - \gamma_5) | \nu \rangle \quad (2.5)$$

wobei  $J_\mu^h$  sich zusammensetzt aus dem hadronischen Vektor-Strom  $V_\mu^h$  und Axial-Vektor-Strom  $A_\mu^h$ , das heißt  $J_\mu^h = V_\mu^h + A_\mu^h$ . Hierbei ist

$$V_\mu^h = \langle p | f_1 \gamma_\mu + \frac{if_2}{m_n} \sigma_{\mu\nu} q^\nu + f_3 q_\mu | n \rangle \quad (2.6)$$

$$A_\mu^h = \langle p | g_1 \gamma_\mu \gamma^5 + \frac{ig_2}{2m_n} \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 q^\nu + g_3 \gamma^5 q_\mu | n \rangle \quad (2.7)$$

## 2 Kurze Darstellung der Theorie

Diese Terme stehen für folgende Größen [Com96]:  $f_1$  für die Vektor-Konstante,  $f_2$  für den schwachen Magnetismus und  $f_3$  für die induzierte Skalar-Kopplung.  $g_1$  stellt den Axial-Vektor-Beitrag dar,  $g_2$  die schwache Elektrizität und  $g_3$  die induzierte Pseudoskalar-Kopplung. Diese Größen sind abhängig vom Impulsübertrag  $q = (p_n - p_p)$ : Geht der quadratische Impulsübertrag  $q^2$  gegen 0, so haben wir  $f_1(q^2 = 0) = g_V$  sowie  $g_1(q^2 = 0) = g_A$ . Die Terme  $g_V$  und  $g_A$  bezeichnen die Vektor- bzw. Axial-Vektor-Kopplung aus der  $V - A$ -Beschreibung der schwachen Wechselwirkung. Der Beitrags-Term  $g_3$  ist eine sehr kleine Korrektur, die bei Elektronen-Emission vernachlässigbar ist. Die Größen  $f_3$  und  $g_2$  sind Terme höherer Ordnung, die im Standardmodell nicht vorkommen, und die man ebenfalls nicht berücksichtigen muss.

Setzt man  $|T_{fi}|^2$  in (2.2) ein, erhält man die Zerfallswahrscheinlichkeit für polarisierten Neutronen [Jac57]:

$$d\omega = F(E_e) \left( 1 + a \frac{\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} + \langle \sigma_n \rangle \left( A \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} + B \frac{\mathbf{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right) \quad (2.8)$$

Hier stehen  $\mathbf{p}_e$  und  $\mathbf{p}_\nu$  für die Elektron- bzw. Anti-Neutrino-Impulse,  $\langle \sigma_n \rangle$  für den Neutronen-Spin,  $E_e$  und  $E_\nu$  für die Energien von Elektronen und Anti-Neutrino.  $F(E_e)$  ist der Phasenraumfaktor des Fermi-Spektrums. Die Parameter  $a$ ,  $A$ ,  $B$ , und  $D$  sind die Winkelkorrelationskoeffizienten.  $a$  gibt die Korrelation zwischen dem Elektronenimpuls und Anti-Neutrino an,  $A$  ist die Korrelation zwischen Neutronenspin und Elektronenimpuls,  $B$  steht für die Verknüpfung zwischen Neutronen-Spin und Impuls des Anti-Neutrinos und  $D$  ist ein Term, der die Korrelation zwischen  $\mathbf{p}_e$ ,  $\mathbf{p}_\nu$  und  $\langle \sigma_n \rangle$  angibt. Der Term  $b$  heißt Fierz-Interferenz und enthält noch skalare und tensorielle Größen, die aber hier vernachlässigbar sind. Paritätsverletzung haben wir vorliegen, wenn  $A$  und  $B$  ungleich Null sind. Unter Annahme der  $V - A$ -Theorie können die Korrelationskoeffizienten durch  $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$  beschrieben werden:

$$a = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + 3|\lambda|^2} \quad A = -2 \frac{|\lambda|^2 + \text{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (2.9)$$

$$B = 2 \frac{|\lambda|^2 - \text{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad D = \frac{2 \text{Im}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad (2.10)$$

In die  $\beta$ -Asymmetrie  $A(E)$  gehen zusätzlich Terme höherer Ordnung ein: so wird  $A(E)$  vom Protonen-Rückstoß, dem Form-Faktor des schwachen Magnetismus  $f_2$  und  $g_V g_A$  Interferenzen beeinflusst. Diese energieabhängigen Effekte lassen sich wie folgt ausdrücken [Wil82]:

$$A(E) = A_0 \left( 1 + A_{\mu M} \left( A_1 \frac{E_{max} + m_e}{m_e} + A_2 \frac{E_e + m_e}{m_e} + A_3 \frac{m_e}{E_e + m_e} \right) \right) \quad (2.11)$$

Dabei ist  $A_0$  die  $\beta$ -Asymmetrie aus Gleichung (2.10). Die anderen Größen lauten

$$A_{\mu M} = \frac{\lambda + 2\kappa + 1}{\lambda(1 - \lambda)(1 + 3\lambda^2)} \frac{m_e}{m_n} \approx -1,7 \cdot 10^{-3} \quad (2.12)$$

## 2 Kurze Darstellung der Theorie

$$A_1 = \lambda^2 + \frac{2}{3}\lambda - \frac{1}{3} \approx 2,1 \quad (2.13)$$

$$A_2 = \lambda^3 - 3\lambda^2 + \frac{5}{3}\lambda + \frac{1}{3} \approx -8,6 \quad (2.14)$$

$$A_3 = 2\lambda^2(1 + \lambda) = -0,85 \quad (2.15)$$

Der uns interessierende schwache Magnetismus  $f_2$  ist in  $A_{\mu M}$  enthalten, genauer gesagt in  $\kappa$ . Dieser Wert ist nämlich wie folgt definiert [Bae96]

$$\kappa = \frac{f_2(q^2 = 0)}{f_1(q^2 = 0)} = 1,85. \quad (2.16)$$

Die  $\beta$ -Asymmetrie ist in der winkelabhängigen Emissionswahrscheinlichkeit  $\omega(\theta)$  der Elektronen enthalten, wobei  $\theta$  den Winkel zwischen emittiertem Elektron und Neutronenspin angibt [Jac57]:

$$w(\theta) = (1 + \beta A \cos\theta) \quad \text{mit } \beta = \frac{v}{c}. \quad (2.17)$$

Das uns zur Verfügung stehende Spektrometer (siehe Kapitel 3) misst alle in den Raumwinkel emittierten Elektronen. Dabei werden alle Elektronen mit einer Impulskomponente parallel zum Neutronenspin auf den einen Detektor abgebildet, während alle restlichen Elektronen, die eine Impulskomponente antiparallel zum Neutronenspin haben, auf dem anderen Detektor geleitet werden (siehe Kapitel 3). Dadurch ist es möglich, die Elektronen nach ihrer Impulsrichtung zu trennen und zu zählen. Zur Bestimmung der zu erwartenden energieabhängigen Anzahl  $N_1(E)$  bzw.  $N_2(E)$  muss man über den jeweiligen Halbraum integrieren, in den das Elektron emittiert wurde.  $N_1(E)$  bzw.  $N_2(E)$  bezeichnen dabei die Anzahl der Elektronen, die in bzw. entgegen der Neutronenspin-Richtung emittiert werden. So erhält man

$$N_1(E) \propto F(E) \left(1 + \frac{1}{2}A\beta\right) \quad \text{und} \quad N_2(E) \propto F(E) \left(1 - \frac{1}{2}A\beta\right) \quad (2.18)$$

mit der Fermi-Funktion  $F(E)$ . Für die experimentelle Asymmetrie  $A_{exp}$  haben wir damit

$$A_{exp} = \frac{N_1(E) - N_2(E)}{N_1(E) + N_2(E)} = \frac{1}{2}A\beta. \quad (2.19)$$

In der experimentell zugänglichen Größe  $A_{exp}$  müssen allerdings noch die Polarisation  $P$  des Neutronenstrahls und die Fliepeffizienz  $F$  des Spinflippers (siehe Kapitel 3) berücksichtigt werden. Daher haben wir unter Hinzunahme dieser beiden Größen für die Asymmetrie

$$A_{exp} = \frac{1}{2} \frac{v}{c} A P F. \quad (2.20)$$

## 3 Das Spektrometer PERKEO III

Das neue Experiment PERKEO III wurde mit dem Ziel entwickelt, Messungen, die mit den Vorgängern PERKEO I und PERKEO II gemacht wurden, mit noch höherer Genauigkeit durchzuführen. Besonderes Interesse liegt hierbei auf einer Präzisionsmessung der schon erwähnten  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  und dem daraus ableitbaren Formfaktor für den schwachen Magnetismus  $f_2$ .

Die  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit die beim Zerfall des Neutrons entstehenden Elektronen in die beiden durch den Neutronenspin festgelegten Halbräume emittiert werden. Der bisherige Mittelwert von  $A$  liegt bei  $-0,1173(13)$  [PDG06], was bedeutet, dass mehr Elektronen entgegen des Neutronenspins emittiert werden als zum Neutronenspin. Das heißt, wir haben hier eine Paritätsverletzung im Neutronenzerfall vorliegen, dabei handelt es sich um das selbe physikalische Phänomen wie beim berühmten Wu-Experiment aus dem Jahre 1956 [Wu57]. Um die Paritätsverletzung im Neutronenzerfall bzw. die  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  messen zu können, besteht die Möglichkeit, ein Spektrometer zu verwenden, das die Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall in beiden Halbräumen getrennt detektiert.

### 3.1 Messprinzip

Bei PERKEO III ist das Messprinzip das Gleiche wie bei seinen Vorgängern. Man läßt einen intensiven Strahl kalter, polarisierter Neutronen durch das evakuierte Spektrometer fliegen. Da die Neutronen eine endliche Lebensdauer von ca. 15 Minuten haben, zerfällt ein gewisser Teil dieser Neutronen im Zerfallsvolumen des Spektrometers. Die restlichen, nicht zerfallenden Neutronen werden nicht erfasst. Die beim Neutronenzerfall entstehenden Elektronen werden nun, je nach Richtung ihres Impulses, von einem im Zerfallsvolumen herrschenden Magnetfeld entlang der Feldlinien auf einen der beiden sich gegenüberliegenden Detektoren geführt. Da alle freiwerdenden Elektronen auf einen der beiden Detektoren treffen, haben wir eine vollständige Abbildung der beiden Halbräume. Das heißt, wir verwenden ein  $2 \times 2\pi$ -Detektionsprinzip. Dabei kommt es auf die Korrelation zwischen dem Neutronenspin und dem Elektronenimpuls an, auf welchen Detektor das jeweilige Elektron geleitet wird. Je nachdem, ob die Elektronen eine Impuls-Komponente parallel oder antiparallel zum Neutronenspin haben, werden diese entweder auf den einen oder anderen Detektor auftreffen. Somit werden alle Elektronen, die in den einen Halbraum emittiert werden, durch denselben Detektor registriert. Dreht man den Neutronenspin um  $180^\circ$ , so kann man am gleichen Detektor die Zählrate für den entgegengesetzten Spinzustand betrachten. Dabei wird die Anzahl der Ereignisse beider

Detektoren energieaufgelöst gemessen und miteinander verglichen. So erwartet man basierend auf den vorangegangenen Messungen mehr Elektronen bzw. mehr Ereignisse für den Halbraum entgegen der Neutronen spinrichtung. Der Unterschied in der Zählrate ist in Bezug auf die Gesamtereignisrate ein Maß für die  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  des Neutronenzerfalls. Alternativ dazu kann man natürlich auch die Zählraten beider Detektoren bei einem festen Spinzustand betrachten.

### 3.2 Beschreibung des Experiments

PERKEO III hat im Vergleich zu seinem Vorgänger einen entscheidenden Unterschied. Früher wurden die messbaren Zerfallsprodukte durch ein senkrecht zum Neutronenstrahl angelegtes Magnetfeld von den Neutronen getrennt und damit auf die Detektoren geleitet, die sich seitlich zur Neutronenstrahlachse befanden. Beim aktuellen Spektrometer hingegen fliegen die polarisierten Neutronen durch ein Magnetfeld, dessen Feldlinien aber nun parallel zum Neutronenstrahl angelegt sind. Das heißt, wir benutzen nun ein longitudinales Magnetfeld, um die Elektronen je nach Impulsrichtung mit oder gegen die Flugrichtung der Neutronen zu führen. Um die Elektronen aus dem Neutronenstrahl auf die beiden Detektoren zu leiten, verlaufen die Magnetfeldlinien des PERKEO III wie in Abbildung 3.1. veranschaulicht. So werden die Elektronen diesmal direkt über der Neutronenstrahlachse detektiert.

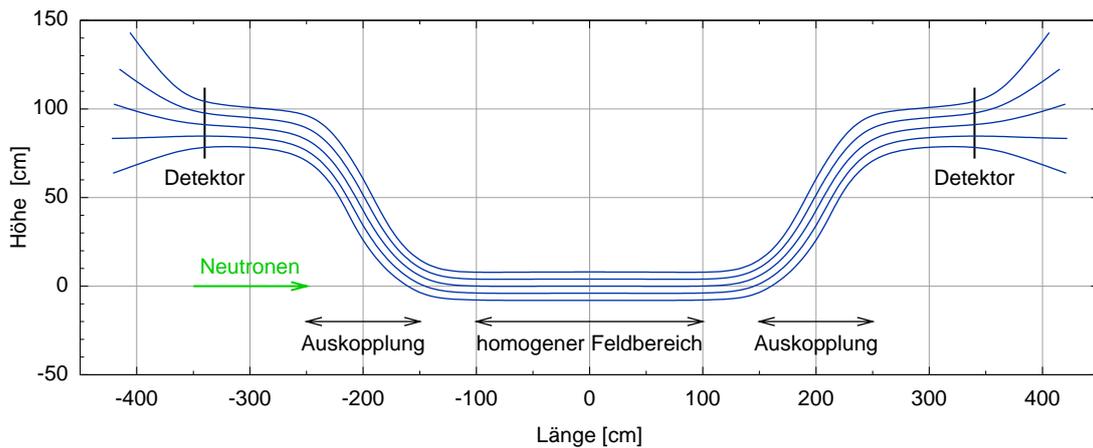


Abbildung 3.1: Verlauf der Feldlinien bei PERKEO III (Zeichnung von B. Märkisch [Mae06])

Die Protonen werden bei den geplanten ersten Messungen nicht gemessen. Für diese bräuchte man einen anderen Detektionsmechanismus, da sie aufgrund ihrer viel kleineren kinetischen Energie schwerer nachzuweisen sind als die Elektronen.

Den großen Vorteil, den PERKEO III gegenüber seinem Vorgänger hat, ist die deutlich längere Zerfallsstrecke von etwa 3,2 m (bei PERKEO II hatte man dagegen nur

### 3 Das Spektrometer PERKEO III

eine Länge von 0,27 m). Dies bedeutet, dass auf dieser längeren Strecke wesentlich mehr nachweisbare Zerfallselektronen entstehen können. Außerdem werden die Kollimationsblenden durch größere Öffnungen einen höheren Neutronen-Fluß zulassen, wodurch die Elektronen-Zerfallsrate<sup>1</sup>  $r$  ebenfalls erhöht wird. Bei PERKEO III erwarten wir eine Neutronen-Zerfallsrate von 30 kHz und haben damit gegenüber dem Vorgänger (damals betrug die Rate 300 Hz) eine deutliche Raten-Steigerung.

#### Der experimentelle Aufbau

Das Experiment wird am Strahlplatz PF1b des Instituts Laue-Langevin (ILL) in Grenoble (Frankreich) durchgeführt, wo wir einen hohen Neutronen-Capture-Fluss<sup>2</sup> von  $\Phi_C = 1,35 \cdot 10^{10} \frac{n}{cm^2s}$  zur Verfügung haben [Abe06]. Um für PERKEO III einen genau definierten, ausgerichteten Strahl polarisierter Neutronen zu bekommen, müssen die Neutronen aus dem Brennelement zuerst zur Experimentierzone gebracht werden und anschließend weitere wichtige Stationen durchlaufen, ehe sie am Spektrometer ankommen (siehe Abb.3.3):

Die Neutronen werden aus dem Uran-Brennelement des Reaktors am ILL in Grenoble gewonnen. Bei der Entstehung haben sie Energien im MeV-Bereich und müssen in einem Bad mit flüssigem Deuterium erst heruntergekühlt werden. Mit Hilfe eines über 70m langen Neutronenleiters können durch Reflektion an den Leiterwänden die nun kalten Neutronen zum Strahlplatz geführt werden. Der aus dem Neutronenleiter kommende Strahl hat einen Querschnitt von  $6 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  und eine mittlere Temperatur von 40K.

In dem nun folgenden Polarisator werden nur Neutronen mit der gewünschten Spin-Richtung durchgelassen. So muss man hier etwa eine Größenordnung des Neutronen-Flusses opfern, bekommt dafür aber einen Neutronenstrahl mit einem hohen Spin-Polarisationsgrad von ca. 98,5%. Bei der Messung des Schwachen Magnetismus genügt ein einziger Polarisator, weil man hier mehr Wert auf eine höhere Statistik legt. Zur Abschirmung der dort entstehenden Strahlung befindet sich der Polarisator in der Kasematte. Dies ist ein Bereich, der sich vor der Experimentierzone befindet.

Hinter dem Polarisator befindet sich der Shutter-Up (siehe Kapitel 4). Dies ist eine Vorrichtung, mit der man den Neutronen-Strahl unterbrechen kann, um Untergrundmessun-

---

<sup>1</sup>für die Zerfallsrate der Neutronen gilt:

$$r = \frac{l \Phi_C}{v_0 \tau}$$

hier steht  $l$  für die Zerfallsstrecke,  $v_0$  für die Geschwindigkeit thermischer Neutronen und  $\tau$  für die Neutronenlebensdauer.

<sup>2</sup>Mit dem Capture-Fluß ist der mit  $\frac{1}{v}$  gewichtete absolute Neutronen-Fluß gemeint. Dieser ist demnach definiert als

$$\Phi_c = \int_v \phi(v) \frac{v_0}{v} dv$$

, wobei  $\phi$  der absolute Fluß ist und  $v_0 = 2200 \text{ m s}^{-1}$  für die Geschwindigkeit thermischer Neutronen steht.

### 3 Das Spektrometer PERKEO III

gen durchzuführen.

Anschließend folgt das Kollimationssystem, das direkt am Spektrometer angebaut ist. Dieses System besteht im Wesentlichen aus vier hintereinanderstehenden  ${}^6\text{LiF}$ -Blenden. Es dient der optimalen Ausrichtung und der genauen Strahldefinition im Spektrometer (siehe Kapitel 4). Hier treten die Neutronen in das Vakuumsystem des Spektrometers ein. Dabei erfolgt der Eintritt durch ein  $150\ \mu\text{m}$  dickes Aluminiumfenster hinter dem Polarisator.

Innerhalb des Kollimationssystems befindet sich der Spinflipper, der die Polarisationsrichtung der polarisierten Neutronen bei Bedarf um  $180^\circ$  ändern kann. So erreicht man die Vertauschung der Halbräume und die Neutronen landen dadurch immer auf dem selben Detektor in der anderen Spinneinstellung. Dies ist gut zur Überprüfung und Überbrückung systematischer Schwierigkeiten wie zum Beispiel die unterschiedliche Empfindlichkeit der Detektoren oder ein unterschiedlich starker Untergrund an beiden Szintillatoren.

Direkt hinter dem Kollimationssystem ist zur Untergrundbestimmung ein weiterer Strahlunterbrecher, der Shutter-Down installiert.

Das Spektrometer PERKEO III besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten: dem Zentralrohr sowie den beiden Detektorgefäßen (siehe Abb. 3.2 und 3.3).

Das Zentralrohr stellt den größten Teil des ca. 3,2 m langen Zerfallsvolumens dar (siehe Abb.3.3). Es hat eine Länge von 2,7 m und einen Durchmesser von 50 cm. Zur Erzeugung des Magnetfeldes befinden sich um dieses Rohr aneinandergereiht 24 Kupferspulen. Durch diese Spulen wird ein Strom von bis zu 600 A geschickt, was dazu führt, dass wir im Inneren ein homogenes Magnetfeld von bis zu 160 mT haben. Damit die Feldlinien des Magnetfeldes nicht verzerrt werden, dürfen für das gesamte Experiment nur unmagnetische Materialien verwendet werden. So besteht zum Beispiel das Zentralrohr selbst aus einem unmagnetischen Edelstahl mit einer sehr geringen magnetischen Permeabilität  $\mu$ . Dabei wurde eine Permeabilität von  $\mu < 1,01$  gemessen [Mae06].

Mit den beiden Rohr-Enden verbunden sind die zwei oben genannten Detektorgefäße. Dort werden die Elektronen vom Neutronenstrahl getrennt und detektiert. Das die Detektorgefäße umgebende Spulensystem führt, entsprechend der Anordnung der einzelnen Spulen, die Elektronen aus dem Neutronenstrahl auf die dahinter befindlichen Detektoren. Die Spulen des schrägen Gefäßteils sind um wenige Grad drehbar, so daß immer noch kleinere Korrekturen zur Strahlführung unternommen werden können.

Die für die Detektion der Elektronen verwendeten Plastik-Szintillatoren haben eine Elektronen-Nachweis-Effizienz von nahezu 100%. Die Elektronen erzeugen im Szintillator-Material niederenergetische Photonen, deren Anzahl proportional zur Elektronenenergie ist. Diese Photonen werden vom Szintillator über Lichtleiter auf sechs Photomultiplier geführt. Dort erzeugen die Lichtquanten die gewünschten Signale, die durch die Messelektronik erfasst werden.

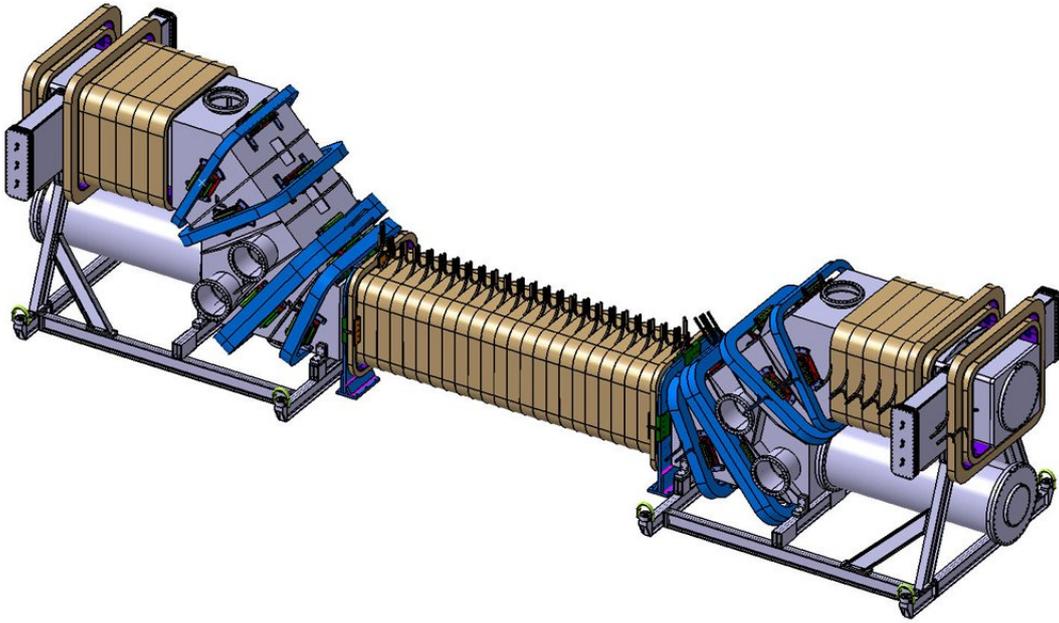


Abbildung 3.2: Konstruktionszeichnung des Spektrometers PERKEO III. Das Zerfallsvolumen bzw. das Zentralrohr befindet sich im mittleren Teil des Spektrometers.

Da wir bei den Messungen im Spektrometer ein Vakuum vorliegen haben, wirken aufgrund des Atmosphärendrucks enorme Kräfte auf die Gefäßwände. Daher sind diese mit einigen Querverstrebungen verstärkt, um ein zu starkes Durchbiegen zu verhindern.

Um PERKEO III mit den notwendigen Geräten wie zum Beispiel den Pumpen oder Drucksensoren verbinden zu können, haben wir zahlreiche Flansch-Öffnungen in den Wänden der Gefäße.

### 3.3 Der Aufbau

Das Spektrometer PERKEO III ist ein neues Instrument zur Untersuchung des Neutron- $\beta$ -Zerfalls. Es wurde in jahrelanger Vorarbeit geplant und entwickelt [Mae06]. Für die ersten Messungen, die von Ende Oktober bis Ende Dezember 2006 und in der Zeit von Februar 2007 bis April 2007 aufgenommen wurden bzw. werden, bauten wir PERKEO III aus seinen Bestandteilen zusammen.

Der erste Schritt bestand darin, die Spulen an den Gehäusen und dem Zentralrohr zu montieren. Weiterhin installierten wir PERKEO III am Strahlplatz PF1b des ILL und

### *3 Das Spektrometer PERKEO III*

schlossen einen zur Kühlung der Spulen notwendigen Wasserkreislauf [Kap07] an. Ein weiterer wichtiger Punkt war die Herstellung der Stromversorgung des Spektrometers sowie der Aufbau des Kollimationssystems. In der unteren Abbildung ist der Wasserkreislauf dargestellt.

Zur Veranschaulichung des PERKEO III mit den entsprechenden Anschlüssen ist ein Bild beigefügt.

### 3 Das Spektrometer PERKEO III

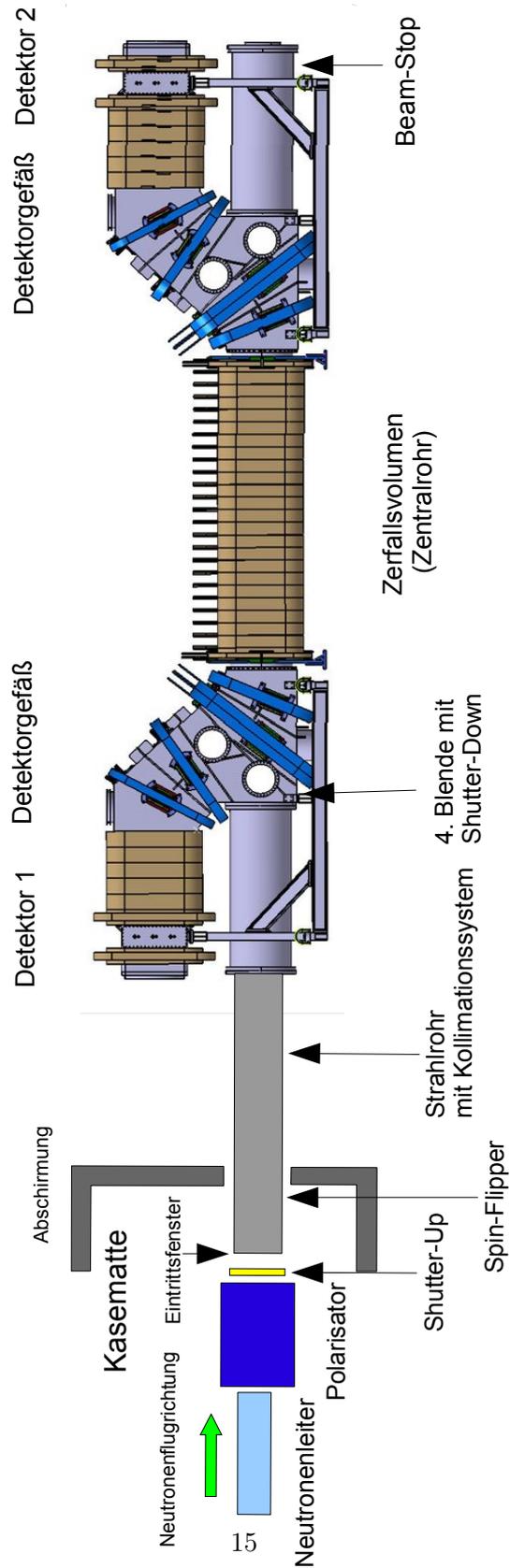


Abbildung 3.3: Darstellung des gesamten Aufbaus für PERKEO III mit den wichtigsten Komponenten. Die Elemente vor dem Spektrometer sind nicht maßstabsgerecht gezeichnet.

### 3 Das Spektrometer PERKEO III

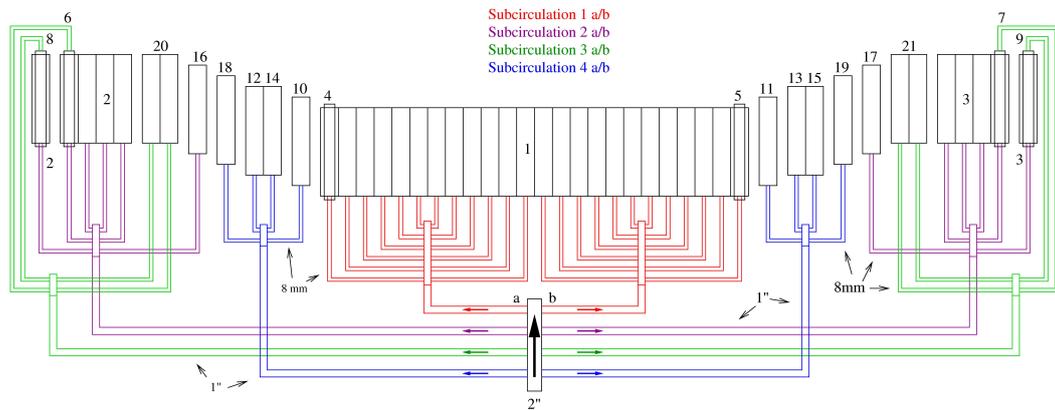


Abbildung 3.4: Zeichnerische Darstellung des Kühlkreislaufs für PERKEO III (Zeichnung von A. Kaplan [Kap07])



Abbildung 3.5: PERKEO III mit Strom- und Wasseranschlüssen.

## 4 Das Kollimationssystem

Für PERKEO III benötigen wir einen homogenen Neutronenstrahl, der durch die Mitte des Zerfallsvolumens verläuft und eine festgelegte Aufweitung hat. Daher bauten wir ein Kollimationssystem, das dem aus dem Polarisator austretenden Strahl die entsprechende Richtung vorgibt.

Der Neutronenstrahl hat nach Durchlaufen des Polarisators eine bestimmte Aufweitung. Um ihn im gewünschten Querschnitt und einer verkleinerten Divergenz durch das Spektrometer schicken zu können, müssen wir ihn geometrisch einschränken. Dabei muss auf mehrere Dinge geachtet werden: einerseits soll der Strahlquerschnitt möglichst groß sein, um später viele Ereignisse registrieren zu können und damit eine hohe Rate für eine gute Statistik zu haben. Andererseits ist es aber auch sehr wichtig, dass der Strahl nicht mit dem Edelstahlrohr oder den Gefäßwänden kollidiert. Denn dies würde bedeuten, dass wir eine starke Untergrundquelle hätten, was man selbstverständlich vermeiden will.

Die Festlegung des Strahls geschieht in einem Kollimationssystem. Es besteht aus vier hintereinanderstehenden Blenden und befindet sich vor dem Spektrometer im Strahlrohr. Die Blenden bestehen jeweils aus einer Schicht  $^6\text{Li}$  Lithiumfluorid, die in Form von Kacheln auf ein massives, 5 cm dickes Stück Blei aufgeklebt sind. Dabei wird das Strahlprofil jedoch nur durch die Lithiumfluoridschicht festgelegt, das Blei dient nur zur Abschirmung von entstehenden  $\gamma$ -Quanten. Die Öffnungen der Blenden haben einen quadratischen Querschnitt. Die Größen der einzelnen Blenden sowie deren Abstände zueinander sind für dieses Experiment genau festgelegt und entsprechend gefertigt worden (siehe Abschnitt 4.2). So werden diejenigen Neutronen, die wegen eines zu großen Winkels zur Strahlachse nicht durch die Blendenöffnung kommen und auf das LiF auftreffen, absorbiert und nur diejenigen Neutronen, die alle Blenden-Öffnungen passieren, fliegen letztendlich durch das Spektrometer. Das Lithium, das wir für die LiF-Schicht verwenden, ist  $^6\text{Li}$ .

Das natürlich vorliegende Lithium setzt sich aus zwei stabilen Isotopen zusammen: Das eine Isotop ist das  $^7\text{Li}$  und kommt mit einem Anteil von 92,5% viel häufiger vor als das andere Isotop  $^6\text{Li}$ . Da jedoch von diesen beiden nur das  $^6\text{Li}$  mit  $\sigma = 940 \text{ b}^1$  [NIST] einen sehr großen Absorptionsquerschnitt für Neutronen hat (der Absorptionsquerschnitt von  $^7\text{Li}$  ist mit  $\sigma = 0,0454 \text{ b}$  weitaus geringer), müssen wir ein mit  $^6\text{Li}$  angereichertes LiF verwenden. Neutronen, die auf  $^6\text{Li}$  treffen, bewirken folgende Reaktion:



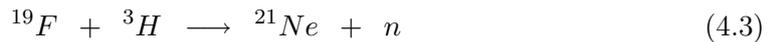
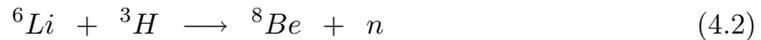
---

<sup>1</sup>Die Einheit für die Absorptions- und Streuquerschnitte ist 1 barn:  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

#### 4 Das Kollimationssystem

Das bedeutet, dass die Neutronen, die auf diese mehrere mm dicke LiF-Schicht treffen, effektiv gestoppt werden und dabei nur sehr wenig Untergrund produzieren. Denn nur in einem um den Faktor  $10^4$  stark unterdrückten Prozeß entsteht bei dieser Reaktion  $\gamma$ -Strahlung. Letztendlich ist dies auch der Hauptgrund, warum wir für das Kollimationssystem gerade dieses Material verwenden. Natürlich gibt es noch andere gute Möglichkeiten, um Neutronen einzufangen. So etwa die Materialien Cadmium  $^{113}\text{Cd}$  mit einem Neutronen-Einfangquerschnitt<sup>2</sup> von  $\sigma = 20600$  b oder Gadolinium  $^{157}\text{Gd}$  mit sogar  $\sigma = 259000$  b [Neu92]. Diese Isotope zeichnen sich zwar durch einen Wirkungsquerschnitt aus, der um ein Vielfaches höher ist als der des  $^6\text{Li}$ , haben aber den entscheidenden Nachteil, daß die Neutronen hierbei eine typische  $(n,\gamma)$ -Reaktion bewirken. Das heißt, dass mit dem Einfang eines Neutrons mit diesen Isotopen fast immer eine Emission eines  $\gamma$ -Quants einhergeht. Und das möchte man jedoch unbedingt vermeiden, da die auf den Szintillator treffenden  $\gamma$ 's zu einem gewissen Bruchteil nachgewiesen werden und damit ein zu hoher Untergrund die Messung stören kann.

Das bei der obigen Reaktion entstehende Tritium  $^3\text{H}$  führt allerdings zu unerwünschten Reaktionen mit den vorhandenen Isotopen  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  und  $^{19}\text{F}$  (siehe [Kre04]). So haben wir zum Beispiel unter vielen anderen folgende Kern-Prozesse:



Diese Kernreaktionen sind der Grund für die Erzeugung von schnellen Neutronen, deren Energie im MeV-Bereich liegt. Das sind mehrere Größenordnungen Unterschied im Vergleich zur Energie der thermischen Neutronen, deren Energie gerade im meV-Bereich liegt. Schnelle Neutronen haben beim Durchqueren von Materie aufgrund ihrer relativ hohen Energie und der damit verbundenen höheren Geschwindigkeit  $v$  eine geringe Aufenthaltsdauer in der Nähe eines Atomkerns. Das bedeutet, dass dadurch auch die Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit des Neutrons mit dem Kern entsprechend geringer ist. Sie ist proportional zur Aufenthaltsdauer und damit antiproportional zur Geschwindigkeit des Neutrons. So gilt für den Absorptions-Querschnitt:  $\sigma \sim v^{-1}$ .

Diese Neutronen können daher mit einer großen mittleren freien Weglänge nahezu ungehindert die umgebende Materie durchdringen und in zu großer Anzahl den Szintillator treffen. Dort werden sie von den Wasserstoff-Atomen moderiert und können schließlich unerwünschte Ereignisse produzieren, die die Zählrate des Detektors beeinflussen. Daher benötigt man für schnelle Neutronen einen Moderator mit einem hohem Streuquerschnitt (z.B. Wasserstoff oder Polyethylen), um sie auf thermische Energien zu bringen, so dass sie dann (etwa mit Bor) absorbiert werden können.

Lithium ist ein sehr reaktives Alkalimetall, das heißt, im elementaren Zustand würde es sehr leicht mit in der Luft vorhandenen Wassermolekülen zu Lithiumhydroxid reagieren.

---

<sup>2</sup>Hier und im Folgenden ist, soweit nicht anders angegeben, immer der Absorptionsquerschnitt von thermischen Neutronen mit einer Energie von 25 meV bzw. einer Geschwindigkeit von  $v = 2200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  angegeben.

Daher benötigen wir das Lithium in einer chemisch inaktiven und stabilen Molekülverbindung, etwa in Form des Salzes Lithiumfluorid ( ${}^6\text{LiF}$ ). Dieses Lithiumfluorid ist gut zu verarbeiten und relativ leicht in die gewünschte Form zu bringen (siehe Abschnitt 4.1).

Das Fluor ist in Bezug auf unerwünschten Untergrund nicht weiter störend, da es mit  $\sigma = 4,02$  b einen relativ niedrigen Streuquerschnitt hat und außerdem der Wirkungsquerschnitt für  $\gamma$ -Produktion mit  $\sigma = 7,5 \cdot 10^{-4}$  b vernachlässigbar ist [Kre04].

### 4.1 Ergänzende Bestandteile des Kollimationssystems

Das aus vier  ${}^6\text{LiF}$ -Blenden bestehende Kollimationssystem wird durch weitere wichtige Bestandteile ergänzt, die nicht fehlen dürfen.

#### Halo-Blenden

Wie später noch genauer beschrieben wird (siehe Abschnitt 4.3), hat der Neutronenstrahl nach jeder  ${}^6\text{LiF}$ -Blende eine geometrisch bedingte Aufweitung. Daher müssen an bestimmten Stellen sogenannte Halo-Blenden platziert werden. Diese Halo-Blenden sind prinzipiell genauso gebaut wie die eigentlichen Blenden, nur mit dem entscheidenden Unterschied, dass sie nicht den Strahl definieren. Sie sind nur dazu da, diejenigen Neutronen zu absorbieren, die eine hohe Divergenz haben und daher sowieso die nächste Blende nicht passieren würden. Dementsprechend haben Halo-Blenden einen größeren Öffnungs-Querschnitt als die normalen.

Zudem gibt es im Inneren des Spektrometers selbst weitere, größere Halo-Blenden. Hierbei werden die Streu-Neutronen absorbiert, die aus dem vom Neutronenstrahl getroffenen Beam-Stop kommen. In den Bereichen, in denen sie eingesetzt werden, hat der Strahl eine Aufweitung von etwa  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ . Da sie nur von gestreuten Neutronen getroffen werden und die Strahlintensität nicht mehr so hoch ist wie im Strahlrohr, genügt es hier, zur Definition der Blenden-Öffnung mit Lithium-Gummi beklebte dünne Alu-Bleche zu nehmen. Diese Bleche haben der Strahlaufweitung entsprechend eine quadratische Öffnung von 22 cm Seitenlänge.

#### Bor-Glas

Wir benötigen im Strahlrohr weitere Neutronen-Abschirmung. Dies ist notwendig, da die Blenden alleine nicht die gesamte Beam-Line schützen können. Zudem treffen so viele Neutronen auf Lithiumfluorid, dass dabei auch eine nicht unerhebliche Anzahl an gestreuten Neutronen entsteht. Deshalb benötigen wir innerhalb des Strahlrohrs röhrenförmige Stücke aus boriiertem Glas (oder auch Bor-Glas), das zwischen die Blenden gesetzt wird.

### Beam-Stop

Um den Neutronenstrahl am Ende des Spektrometers zu stoppen, gibt es dort eine mit  ${}^6\text{LiF}$ -Kacheln beklebte Fläche, die im Strahlengang steht.

### Halterung der 4.Blende

Unsere vierte Blende befindet sich am Ende des Strahlrohres, jedoch nicht mehr innerhalb der Beamline, sondern im Spektrometer selbst. Da es hier keine Möglichkeit gibt, sie zu befestigen, muss sie durch ein passendes Gestell in gewünschter Position fixiert werden. An dieser dafür konstruierten Blendenhalterung ist zudem der Shutter-Down montiert, der sich direkt hinter dieser letzten Blende befindet und diese letzte Blenden-Öffnung öffnen und schließen kann.

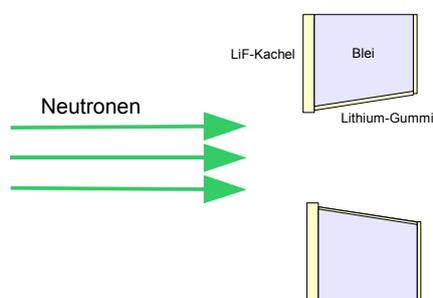


Abbildung 4.1: skizzierter Querschnitt einer LiF-Blende

In der obigen Abbildung 4.1 ist der Querschnitt einer solchen Kollimations-Blende skizziert. Auf der Vorderseite jeder Blende haben wir die bereits erwähnte vier bis fünf Millimeter dicke, aus Kacheln gefertigte  ${}^6\text{LiF}$ -Schicht, die die Querschnittsfläche der Blenden-Öffnung definiert. Da man darauf bedacht ist, dass keine Neutronen auf Blei treffen, kommt hinzu, dass die Innenseiten aller Öffnungen sowie die Rückseiten der Blenden mit Lithium-Gummi beklebt sind. Dieses Gummi ist eine anderthalb Millimeter dicke, elastische Schicht mit einem hohem Anteil an  ${}^6\text{LiF}$ . Es ist im Gegensatz zu den Kacheln sehr flexibel bzw. biegsam und lässt sich sehr leicht in die gewünschte Form bringen. Es wird im Allgemeinen nur dort eingesetzt, wo nur relativ wenige Neutronen auftreffen. So müssen die Rückseiten nur gegen rückgestreute Neutronen geschützt werden. Auch die Innenseiten werden aufgrund der geometrischen Bedingungen<sup>3</sup> ebenfalls nur relativ

<sup>3</sup>der Einfallswinkel der Neutronen ist sehr klein, außerdem ist am Rand die Strahlintensität viel geringer als in der Strahlmitte

schwach von Neutronen getroffen. Die Öffnungen der Blenden haben, wie in der Zeichnung angedeutet, in Neutronen-Flugrichtung eine bestimmte Aufweitung. Der Grund dafür ist, dass die Strahlgeometrie *nur* durch die Kachel-Schicht festgelegt werden darf und der Rest der Blende keinen Einfluß auf den Strahl haben soll. Zusätzlich ist aber darauf zu achten, dass der Aufweitungswinkel nicht zu groß ist, um nicht zu viel Blei für die  $\gamma$ -Abschirmung zu verlieren. Um die Blei-Rohlinge im passenden Querschnitt und auch in der gewünschte Aufweitung zu haben, mussten diese mit einer Draht-Erodiermaschine des Physikalischen Instituts in die richtige Form gebracht werden.

### 4.2 Konstruktion und Fertigung

In diesem Abschnitt wird die Bearbeitung der Bestandteile beschrieben, die wir benötigen. Allgemein gibt es dabei zwei wichtige Punkte zu beachten: Da sich alle diese Teile im Vakuum befinden, muss man immer darauf achten, nur vakuumtaugliche Stoffe zu nehmen. So können zum Beispiel Materialien wie eine Borcarbid( $B_4C$ )-Gummimatte oder herkömmliche Klebstoffe wegen zu hohen Ausgasraten nicht verwendet werden, da diese das Vakuum erheblich verschlechtern würden. Außerdem ist sehr wichtig, nur unmagnetische bzw. nur geringfügig magnetische Materialien (wie z.B. Blei oder Aluminium) verwenden, um eine Störung des Magnetfeldes durch diese eingebauten Teile zu vermeiden.

#### $^6\text{LiF}$ -Kacheln

Um genügend Material zur Strahl-Kollimation zu haben, brauchen wir zunächst eine bestimmte Menge an Lithiumfluorid-Kacheln, die wir herstellen müssen (eine ausführliche Beschreibung dieses Herstellungsprozesses ist in [Kre04] enthalten). Das  $^6\text{LiF}$  wird als Pulver unter hohem Druck in die gewünschte Form gepresst und anschließend in einem Ofen bei einer Temperatur knapp unterhalb des Schmelzpunktes zu Kacheln gesintert.

Da das Lithiumfluorid in der mit  $^6\text{Li}$  angereicherten Form nicht ohne weiteres erhältlich ist, wird das vorhandene  $^6\text{LiF}$  von Experiment zu Experiment wieder verwendet. Die alten Stücke bzw. die Splitter sind allerdings zum Teil mit Kleberresten behaftet und müssen vor der Weiterverarbeitung zunächst von diesen nicht gewollten Streu- und Aktivierungszentren befreit werden. Die sauberen Lithiumfluorid-Stücke wurden zu Pulver gemahlen und anschließend trocken gelagert.

Dieses Zwischenprodukt wird dann mit einer hydraulischen Presse einem hohem Druck ausgesetzt. Hierfür wird ein auf einem Stahlblech aufliegender quadratischer Rahmen mit Lithiumfluorid aufgefüllt und das Pulver unter einem passenden Stempel über mehrere Minuten bei 20 bar gepresst. Für unsere Kacheln verwenden wir eine Rahmen-Innenseite von 11 cm Länge und eine Rahmen-Höhe von 1,5 cm. Da der frisch gepresste Rohling sehr empfindlich ist und schnell bricht, muss man mehrere Dinge beachten: Um das Risiko von Rissen in der Kachel zu verringern, sollte man vor dem Pressen das Pulver möglichst homogen im Rahmen verteilen. Ebenso wichtig ist es, dass das als Auflage dienende

#### 4 Das Kollimationssystem

Stahlblech eben ist, andernfalls kann das Blech nach dem Pressvorgang elastisch in den gekrümmten Anfangszustand übergehen und dabei den Rohling brechen.

Um eventuelle Verunreinigungen durch das Stahlblech und den Ofen von den Rohlingen fern zu halten, werden beide Seitenflächen mit Aluminiumoxid-Folie geschützt. Hierbei wird außerdem eine bei hohen Temperaturen mögliche Reaktion des LiF mit dem Stahlblech unterbunden. Aluminiumoxid stellt aufgrund des hohen Schmelzpunktes von etwa  $2050^{\circ}\text{C}$  kein Problem dar und kann nach dem Brennen problemlos von den Kacheln entfernt werden.

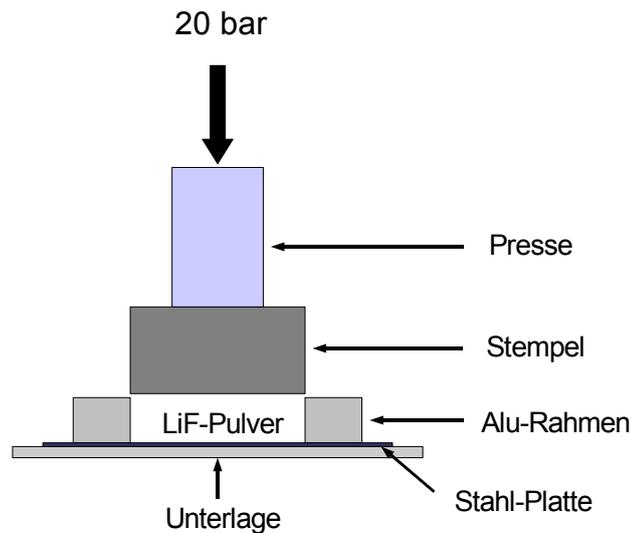


Abbildung 4.2: Darstellung des Pressvorgangs mit den wichtigsten Komponenten (Basierend auf [Kre04]).

Um zu verhindern, dass das Lithiumfluorid schmilzt, wird der Ofen unter der LiF-Schmelztemperatur von  $848^{\circ}\text{C}$  betrieben. Denn geordnete Kristall-Strukturen in den Kacheln sind unerwünscht, da diese nämlich zu Bragg-Reflexionen führen können.

Der Ofen wird zuerst in einer Zeitspanne von sechs Stunden linear auf  $740^{\circ}\text{C}$  hochgeheizt und anschließend weitere sechs Stunden bei dieser Temperatur gelassen, so dass die Kachel in dieser Zeit gesintert wird. Um die sehr spröden Kacheln durch eine zu schnelle Temperaturänderung nicht zu sehr zu belasten, wird der Ofen nach der Heizphase nicht geöffnet. Aufgrund seiner guten Wärmeisolierung zur Umgebung dauert es dann etwa 24 Stunden, bis man die Kacheln bei ungefähr  $30^{\circ}\text{C}$  herausnehmen kann.

Wir erhalten weiße bis hellgraue Kacheln mit einer Dicke von vier bis fünf Millimetern und einer Seitenlänge von circa 80 bis 90 mm. Diese eignen sich sowohl von der Stabilität

#### 4 Das Kollimationssystem

als auch von der Größe her gut zur Weiterverarbeitung. Ein Problem war jedoch immer, dass ein Teil des Kachel-Randes der dem Press-Stempel zugewandten Seite abgesplittert ist, was sich aber durch entsprechende Bruchstellen nach dem Press-Vorgang schon andeutete. Auch ein langsamerer Druckauf- und Abbau über einen Zeitraum von einer halben Stunde sowie eine Pulver-Pressung ohne den einschränkenden Alu-Rahmen hat stets zu einem abgebrochenen Rand geführt. Daher war die nutzbare Kachelfläche etwas kleiner wie ursprünglich geplant.

#### <sup>6</sup>LiF-Blenden

Im nächsten Schritt müssen wir die gebackenen Kacheln auf die richtige Form bringen. Da wir für eine exakte Strahlführung unbedingt scharfe, glatte Kanten und rechtwinklig zueinander stehende Seitenflächen benötigen, werden die gesägten Teile nachgefeilt, bis alle Stücke lückenlos aneinander passen und die Blenden-Öffnungen den erforderlichen quadratischen Querschnitt mit den genauen Seitenlängen hat.

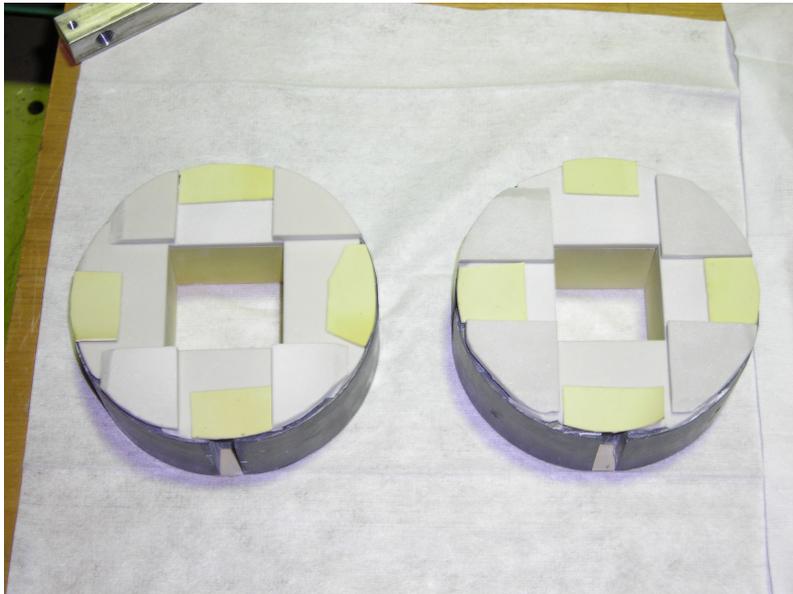


Abbildung 4.3: Zwei Kollimationsblenden in Vorderansicht

Um die Kachel-Schicht schließlich mit dem Blei-Rohling zu verbinden, verwenden wir einen speziellen hochvakuumtauglichen Zwei-Komponenten-Kleber (Varian Torr Seal). Während diese Schicht die strahldefinierende ist, sind alle weiteren Schichten auf einer Blende nur dazu da, Neutronen vom Blei fern zu halten. Hierbei haben wir zum einen das

oben erwähnte Lithium-Gummi für die Blendenrückseite und die Innenseiten der Öffnung. Zum anderen brauchen wir auf der Vorderseite jeder Blende vier kleinere Kachel-Stücke, um die Grenzflächen der anliegenden Kacheln abzudecken und zudem außen vier Lithium-Gummi-Stücke, die die Blenden-Befestigung abdecken. In Abbildung 4.3 sieht man zwei fertige Kollimationsblenden mit den weißen Lithiumfluorid-Kacheln und dem erwähnten Lithium-Gummi.

### Halo-Blenden für das Spektrometer

Für den Fall ihrer Notwendigkeit können die beiden Halo-Blenden für das Spektrometer unter dem hinteren Plastik-Szintillator in das rohrförmige Verlängerungsstück des PERKEO III-Edelstahlgefäßes eingebaut werden. Sie sind unter Umständen notwendig, da man innerhalb des PERKEO keine weitere Abschirmung für den gegenüberliegenden Detektor einbauen kann.

### Halterung für vierte Blende und Shutter-Down

Wie bereits in Abschnitt 4.1 erläutert wurde, benötigen wir im Vakuumgefäß an der Verbindungsstelle zum Strahlrohr ein Gerüst, das sowohl die vierte Kollimationsblende wie auch den direkt dahinter befestigten Shutter-Down in der richtigen Position hält.

Wie schon in Kapitel 3 erwähnt, dienen Shutter-Up und Shutter-Down zur Untergrundbestimmung. Ist der Neutronenstrahl geöffnet, so messen die Detektoren das Signal zusammen mit dem Untergrund aus Experimentierhalle und Kollimationssystem. Bei geschlossenem Shutter-Up kann nun der Hallenuntergrund zusammen mit dem vom Shutter-Up erzeugten Untergrund aufgenommen werden. Unterbricht der Shutter-Down den Strahl, haben wir den Untergrund aus Halle und Kollimationssystem und den des Shutter-Down. Durch diese drei Messvorgänge können wir das ungestörte Detektorsignal erhalten.

Der Shutter-Down besteht aus einer genügend großen  ${}^6\text{LiF}$ -Kachel-Schicht, die auf ein rechteckiges Blech aufgeklebt ist, wobei hier besonders wichtig ist, dass die Lithium-Schicht ein wenig übersteht, da die Neutronen außer auf  ${}^6\text{Li}$  auf kein anderes Material treffen dürfen. Zum Öffnen und zum Schließen des Neutronenstrahls wird diese  ${}^6\text{LiF}$ -Fläche mit einem seitlich angebrachten Schrittmotor vor- und zurückgefahren, wobei der Motor von außen über eine Linear-Durchführung bewegt wird und die Kachel durch einen kleinen Tisch geführt wird.

Zusätzlich zu diesen beiden Teilen haben wir dahinter noch eine Halo-Blende, um den Shutter-Down abzuschirmen (wegen  $\gamma$ 's und gestreuten Neutronen).

Wie in der oberen Abbildung zu sehen ist, haben wir zwei baugleiche Rahmen, die mit sechs Verbindungsstücken miteinander verschraubt sind. Um eine grobe Positionierung der Blenden vornehmen zu können, sind die Alu-Leisten mit mehreren Bohrungen versehen, so dass man bei Bedarf die Leisten leicht versetzen kann. Bei der Überlegung dieser Konstruktion war zudem darauf zu achten, dass das Gerüst möglichst leicht aufzubauen

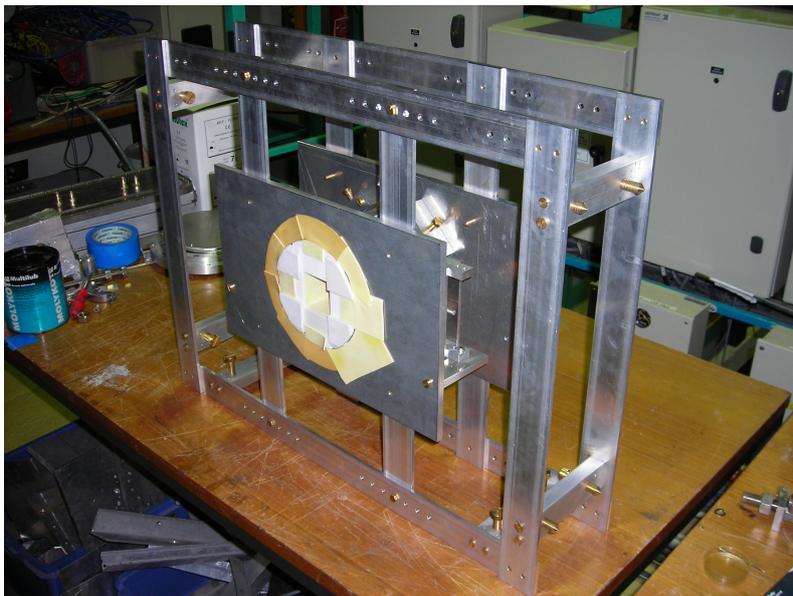


Abbildung 4.4: Halterung für Blende und Shutter-Down

ist, da man es im fertigen Zustand nicht in das Vakuum-Gefäß stellen kann, sondern im Inneren des Stahl-Gehäuses aufbauen muss. Dort ist es jedoch aufgrund der räumlichen Gegebenheiten ein Zusammenschrauben immer wesentlich aufwendiger.

### Shutter-Up

Der Shutter-Up ist für die Stelle zwischen Polarisator und der ersten Blende des Kollimationssystems vorgesehen. Das heißt, er steht in der Kasematte, außerhalb des Vakuums. Der Aufbau verlief ähnlich zu dem des Shutter-Down. Auch hier mussten wir zunächst den Messing-Schieber beidseitig mit  ${}^6\text{Li}$ -Kacheln bekleben (die Rückseite ebenfalls, um rückgestreute Neutronen vom Messing fernzuhalten).

### 4.3 Die Positionen der Strahlrohrkomponenten

Um den Neutronenstrahl nachher mit einer bestimmten Divergenz und einem hohen Neutronenfluß in das Spektrometer zu lassen, müssen die erste und vierte Kollimationsblende eine genau vorgegebene Position einnehmen sowie deren Öffnungen eine bestimmte Querschnittsfläche aufweisen. Darüber hinaus haben die zweite und dritte Blende ebenfalls wie die beiden Halo-Blenden im Strahlrohr die Aufgabe, Neutronen vom Rohrmateri-

## 4 Das Kollimationssystem

al fern zu halten. Der Abstand der beiden äußeren Kollimations-Blenden definiert die Länge des Kollimationssystems und legt den maximal möglichen Strahlquerschnitt im Spektrometer fest. Da dieser mit etwa 4,2 m schon fest vorgegeben war [Mae06a], war zu überlegen, welche Bereiche des Strahlrohres in Abhängigkeit der Blendenparameter (Position und Größe der Blenden-Öffnung) von Neutronen getroffen werden können und wo demnach besonders auf Abschirmung (Borglas) geachtet werden muss. Hinzu kommt natürlich noch die Ermittlung der einzelnen Blenden-Position, das heißt, alle Blenden sollten unter Berücksichtigung der erforderlichen Kollimation so aufgestellt werden, dass möglichst wenige Neutronen des aufgeweiteten Strahls auf das Material des Strahlrohres treffen, so dass diese wenigen mit geringem Aufwand (durch zusätzliches Borglas in der Beam-Line) absorbiert werden können.

Das Strahlrohr beginnt noch in der Kasematte, etwa 14 cm vom Polarisator entfernt und direkt hinter dem Shutter-Up. Dies ist wichtig für die Untergrundoptimierung, denn neben dem Polarisator sind auch das Aluminium-Eintrittsfenster sowie die erste Kollimations-Blende, die besonders stark von Neutronen getroffen wird, große Untergrundquellen, die man durch die mehrere Zentimeter dicke Blei- und Beton-Wände der Kasematte sehr gut abschirmen kann.

Insgesamt hat das Kollimationssystem eine Länge von etwa vier Metern. Dies kommt daher, da wir eine festgelegte erste Blende und die Vorgabe hatten, dass wir am Ende des Zerfallsvolumens eine Aufweitung von 20 cm  $\times$  20 cm haben wollen. Auch die räumlichen Gegebenheiten machen eine gewisse Mindestlänge erforderlich, da die Neutronen aus der Kasematte heraus in die Experimentierzone geführt werden müssen. Außerdem ist es notwendig, dass der Spinflipper, der sich im vorderen Teil des Strahlrohres befindet, möglichst weit vom Magnetfeld des PERKEO III entfernt ist, um die Flip-Effizienz nicht durch Störfelder zu beeinträchtigen.

### Die Strahlgeometrie

Durch die Anwendung des Strahlensatzes hat man eine einfache und gute Möglichkeit, die Positionen der Blenden im Inneren der Beam-Line mit der Aufweitung des Neutronenstrahls zu verbinden. So können wir in Abhängigkeit von wenigen Parametern (Position der Blenden im Rohr, Größe der quadratischen Öffnungen) erkennen, wo sich die kritischen Stellen befinden, ab denen der aufgeweitete Teil des Neutronenstrahls das Rohr treffen würde und wo demnach die Blenden bzw. die Borglas-Hohlzylinder zu verteilen sind. Die wellenlängenabhängige Divergenz der Neutronen durch Reflexionen im Polarisator ist hier nicht berücksichtigt. Die geometrischen Gegebenheiten lassen sich gut mit Hilfe einer kleinen Zeichnung darstellen:

In dieser Skizze sind die wichtigsten Bestandteile des Kollimationssystems eingezeichnet. So haben wir in Strahlrichtung betrachtet zuerst den Polarisator mit einer quadratischen Ausgangsöffnung von 80 mm  $\times$  80 mm und dahinter die erste Blende, bedingt durch die Begrenzung des Eintrittsfensters mit einer Öffnung von 60 mm  $\times$  60 mm. Von dort aus können die Neutronen für den Fall der Reflexion an den Blenden-Kanten unter allen möglichen Winkeln in das Strahlrohr eintreten. Dementsprechend ist auch in

## 4 Das Kollimationssystem

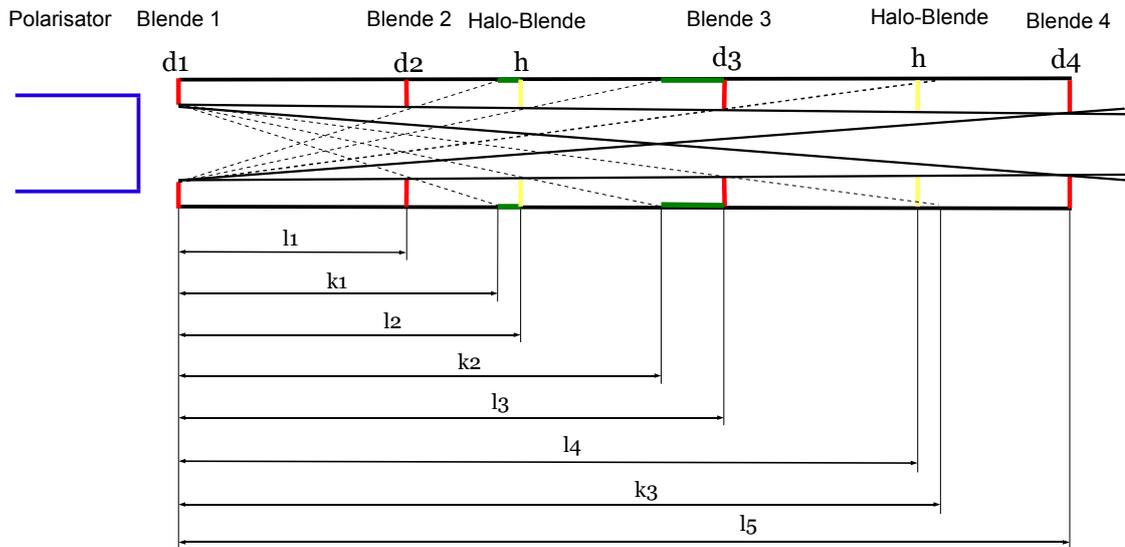


Abbildung 4.5: Skizze (nicht maßstabsgetreu) zur Veranschaulichung der relevanten Parameter bei der Bestimmung der kritischen Bereiche (grün eingefärbt)

der obigen Skizze der Extremfall der maximalen Aufweitung, den die inneren Blenden zulassen, eingezeichnet. Diese größtmögliche Divergenz ist bei der Berechnung der optimalen Blenden-Positionen die entscheidende. So kann man sich mit Hilfe der Geometrie klar machen, wie sich die kritischen Abstände  $k_1, k_2$  und  $k_3$ <sup>4</sup> in Abhängigkeit von der Position der davor befindlichen Blende sowie der Seitenlänge ihrer Öffnung verändern. Deswegen sind die wichtigsten Größen die Abstände  $l_i$  ( $i=1, \dots, 5$ ) jeder Blende (sowohl der Halo- als auch der Kollimations-Blenden) zum Strahlrohranfang sowie die Seitenlängen  $d_i$  ( $i=1, \dots, 4$ ) aller vier Öffnungen. (Da sich alle Längenangaben in diesem Abschnitt auf die erste Blende beziehen, entspricht die Abstandsangabe einer Positionsangabe.) Einige Parameter waren allerdings schon vorher festgelegt:

- Die quadratische Öffnung der ersten Blende hat eine Seitenlänge von 60 cm (Begrenzung durch das Eintrittsfenster).
- Der Spin-Flipper befindet sich im Strahlrohr, direkt hinter der ersten Blende. Danach soll unmittelbar die nächste Kollimations-Blende folgen. Das heißt, da der

<sup>4</sup>mit kritischem Abstand ist die Distanz von der ersten Blende bis zu derjenigen Stelle gemeint, ab der die Neutronen geometrisch bedingt auf das Strahlrohr treffen können und ab der man daher Material zur Neutronenabschirmung benötigt

#### 4 Das Kollimationssystem

Spin-Flipper in einer zylinderförmigen Halterung der Länge 930 mm sitzt, hat die zweite Blende eben diesen Abstand zur ersten bzw. zum Strahlrohr-Anfang.

- Das Strahlrohr hat eine Gesamtlänge von etwa 4,2 m, womit auch der Abstand zwischen erster und letzter Blende feststeht, denn wir wollen maximale Transmission durch die maximal mögliche Öffnung erreichen.
- Ein Neutronenstrahl-Querschnitt von 20 cm × 20 cm am Ende des Zefallsvolumen wird angestrebt. Dies kommt von der Projektion auf den Detektor.

Als ersten Punkt kann man sich nun die Variation des ersten kritischen Abstandes (siehe Abb. 4.5)  $k_1$  als Funktion der Kanten- oder Seiten-Länge  $d_2$  betrachten. Hierzu benötigen wir noch die Aufweitung  $a_1$  des Neutronenstrahls nach der ersten Blende. Mit einem Strahlrohr-Radius von  $r = 75$  mm haben wir für diese:

$$a_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \left( r - \frac{d_2}{\sqrt{2}} \right) \quad (4.4)$$

Aus der Relation der Strecken-Verhältnisse

$$\frac{d_1 + d_2}{2 \cdot l_1} = \frac{a_1}{(k_1 - l_1)} = \frac{r - \frac{d_2}{\sqrt{2}}}{\sqrt{2} \cdot (k_1 - l_1)} \quad (4.5)$$

folgt für den ersten kritischen Abstand in Abhängigkeit von  $d_2$ :

$$k_1(d_2) = l_1 + \frac{l_1 \cdot (\sqrt{2} \cdot r - d_2)}{(d_1 + d_2)} \quad (4.6)$$

mit den Größen  $l_1 = 930$  mm,  $d_1 = 60$  mm und  $r = 75$  mm. Da die letzte Kollimationsblende eine Öffnung von 50 mm×50 mm hat, brauchen wir für unsere zweite Blende eine Öffnung, die in ihrer Größe zwischen der ersten und der vierten liegt. Das bedeutet, dass sich  $d_2$  auf jeden Fall im Bereich zwischen 50 mm und 60 mm befinden muss. Der zugeordnete kritische Abstands-Wert  $k_1$  variiert daher in einem Intervall zwischen  $k_1(50 \text{ mm}) \approx 1405$  mm und  $k_1(60 \text{ mm}) \approx 1287$  mm. Also kennen wir nun bei einem festen Wert für  $d_2$  den Bereich des Strahlrohres, der wegen der divergenten Neutronen von einer erhöhten Neutronenrate getroffen wird: Er beginnt bei  $k_1$  und endet bei der nächstplatzierten Blende, in diesem Fall bei einer Halo-Blende, die bei  $l_2$  steht.

Mit analoger Vorgehensweise kann man nun auch die nächste kritische Stelle  $k_2$  finden, die sich hinter der nächsten Blende, der ersten Halo-Blende, befindet. Für die maximale Strahl-Aufweitung ist nun diese erste Halo-Blende der begrenzende Faktor. Da ihre Öffnung eine feste Kanten-Länge von  $h = 65$  mm hat, kommt es nur auf ihre Position im Strahlrohr an. Somit haben wir für  $k_2$  in Abhängigkeit der ersten Halo-Blenden-Position  $l_2$ :

$$k_2(l_2) = l_2 + \frac{l_2 \cdot (\sqrt{2} \cdot r - h)}{(d_1 + h)} \quad (4.7)$$

## 4 Das Kollimationssystem

So kann man nun nacheinander alle (Halo-)Blenden durchgehen und mit Hilfe ihrer geometrischen Randbedingungen alle Bereiche des Strahlrohres finden, die erhöhte Untergrundquellen darstellen können.

Betrachtet man nur diejenigen Neutronen, die sowohl die erste als auch die letzte Blende passieren und nicht auf LiF treffen, haben wir den nicht divergenten Anteil des Neutronenstrahls. Der quadratische Querschnitt dieses Strahlausschnittes hat den äußeren Kollimations-Blenden entsprechend eine sich verjüngende Form, wobei seine Seitenlänge von 60 mm an der ersten Blende linear bis auf 50 mm bei der letzten Blende abnimmt. Daher würde es nahe liegen, die beiden inneren Kollimations-Blenden mit Öffnungen zu versehen, deren Querschnitte identisch sind mit denjenigen des durchgehenden Neutronenstrahl-Anteils an der jeweiligen Stelle. So würden genau die divergenten Neutronen absorbiert und die anderen durch das Kollimationssystem in das Spektrometer gelassen und man hätte durch die inneren Blenden keine Verkleinerung des Neutronenflusses. Jedoch ist es in unserem Fall von Vorteil, wenn wir mit den beiden inneren Blenden den Strahl leicht schneiden. Dies hat nur geringe Einbußen in der Intensität, macht aber das Strahlprofil deutlich schärfer.

Mit dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm **MCstrahl** [Sch04] haben wir eine gute Möglichkeit, das Strahlprofil darzustellen und Information über den Neutronenverlust an den Blenden zu erhalten. Dieses Programm geht von einer Gleichverteilung der Neutronen auf dem Polarisator aus und benutzt das reale polarisierte Wellenlängenspektrum, da die Divergenz der Neutronen auch wellenlängenabhängig ist. Unter Berücksichtigung einer passenden Position im Strahlrohr haben wir schließlich die dritte Blende in einem Abstand von  $l_3 = 2095$  mm zum Strahlrohr-Anfang aufgestellt. Dazu ergaben Simulationen mit **MCstrahl** einen relativ geringen Neutronenverlust an den Blenden für  $d_2 = 55$  mm und  $d_3 = 50$  mm bei gleichzeitig genügend hoher Neutronen-Rate [Sch07]. In der Simulation wurden  $10^6$  Neutronen simuliert, der Neutronenverlust an den einzelnen Blenden lag danach im Bereich zwischen 17,9% bei Blende 1 und 10,4% bei Blende 4. So reduzieren wir durch diese Verkleinerung des Strahlprofils die Neutronen-Rate nur geringfügig (in einer weiteren Berechnung wurde einem Fluß von  $10^9$  Neutronen pro Sekunde verwendet, mit der sich die Rate von 29,5 kHz auf nur 29,2 kHz verringert [Mae06a]).

So führt die festgelegte Kantenlänge  $d_2 = 55$  mm der 2.Blenden-Öffnung zu einer kritischen Länge von  $k_2(55\text{mm}) \approx 1343$  mm. Da wir die erste Halo-Blende aber erst bei  $l_2 = 1430$  mm stehen haben, müssen wir zum Beispiel besonders in diesem Zwischenbereich Borglas platzieren, um die divergenten Neutronen vor einer Kollision mit dem Strahlrohr zu hindern. Unter Berücksichtigung aller weiteren Blenden-Positionen (siehe untere Tabelle) erhalten wir schließlich alle anderen zu schützenden Rohr-Abschnitte. Zusammenfassend sind daher in der untenstehenden Tabelle alle Kollimations- und Halo-Blenden-Positionen und die sich daraus ergebenden kritischen Bereiche zusammengestellt (alle Längenangaben in mm):

#### 4 Das Kollimationssystem

Objekt	Position	Seitenlänge	kritischer Bereich
Blende 1	0	$d_1 = 60$	-
Blende 2	$l_1 = 930$	$d_2 = 55$	$k_1(930) = 1343$ bis $l_2 = 1430$
Halo-Blende 1	$l_2 = 1430$	$h = 65$	$k_2(1430) = 1900$ bis $l_3 = 2095$
Blende 3	$l_3 = 2095$	$d_3 = 50$	-
Halo-Blende 2	$l_4 = 2655$	$h = 65$	-
Blende 4	$l_5 = 4165$	$d_4 = 50$	-

Demnach haben wir nur einen etwa 9 cm langen Bereich vor der ersten Halo-Blende sowie die ca. 20 cm lange Strecke vor der dritten Blende, auf den Neutronen aus dem aufgeweiteten Teil des Strahls treffen können. Da der gebündelte Neutronenstrahl im Randbereich viel weniger Intensität hat, lassen sich die entsprechenden Neutronen problemlos mit Borglas-Rohren abschirmen, die man vor diese Blenden stellt. Um den Untergrund weiter zu verringern, sollte man insbesondere die oben genannten kritischen Bereiche abschirmen, da bei der Kollision der Neutronen mit dem Borglas bzw. bei der Aktivierung von Bor viele  $\gamma$ -Quanten entstehen. Weiterhin benötigt man entlang des Strahlrohres zur Abbremsung der schnellen Neutronen einen Moderator (zum Beispiel Polyethylen) und dahinter  $B_4C$ -Gummimatten zur Neutronen-Absorption.

Anhand der beigefügten maßstabsgerechten Abbildung 4.6 [Sch07] kann man sich das gesamte Kollimationssystem noch einmal veranschaulichen und sehen, welche Einheiten wir schließlich verwendet haben. Hier sind sowohl alle sechs Blenden als auch einzelnen Strahlrohr-Abschnitte in ihren genauen Positionen dargestellt. In Strahlrichtung beginnend hat die Beam-Line einen Durchmesser von 150 mm und hat zuletzt einen Durchmesser von 250 mm.

#### 4.4 Kupferfolien-Aktivierung

Das Strahlprofil kann man am einfachsten durch die Aktivierung von Kupfer-Folien ermitteln. Diese Verfahren wurde schon mal zuvor bei PERKEO II angewandt [Kre04]. Die Aufnahme der Neutronenverteilung ist wichtig, um zu überprüfen, ob das Strahlprofil symmetrisch ist. Dies ermöglicht eine genaue Ausrichtung aller Blenden, so dass der Strahl zentral durch das gesamte Kollimationssystem geleitet werden kann und letztendlich auch wie geplant durch das Zerfallsvolumen fliegt. Das heißt, im idealen Fall liegt die Mitte des Neutronenstrahls genau auf der Achse des Zentralrohres und die Neutronenflugrichtung verläuft genau parallel zu den Magnetfeldlinien des Innenfeldes. Ein ebenfalls wichtiger Punkt ist es, zu sehen, wie homogen der Strahl an den unterschiedlichen Stellen im Experiment verläuft. Dadurch erfährt man, wie sich die Charakteristik des Strahlprofils an den jeweiligen Meßpunkten verändert.

## 4 Das Kollimationssystem

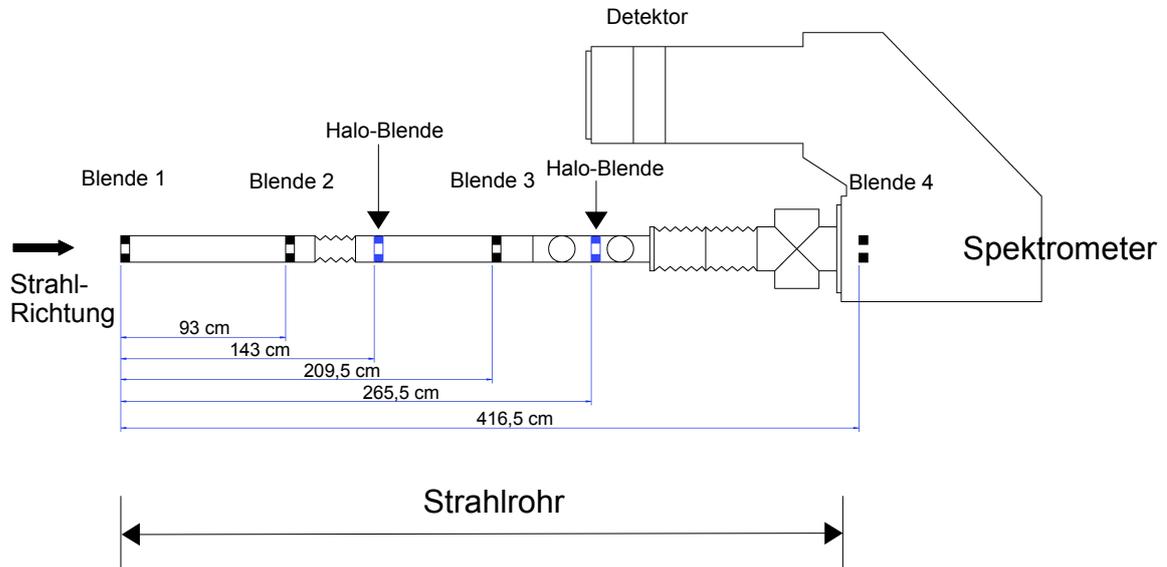


Abbildung 4.6: Kollimationssystem mit allen Blenden und verwendeten Rohr-Einheiten  
(Zeichnung M.Schumann [Sch07])

Bei den geplanten Messungen zum schwachen Magnetismus wird es verschiedene systematische Effekte geben, die man später beachten muss [Mae06]. So ist zum Beispiel die Signalstärke der auf den Plastiksintillator auftreffenden Elektronen ortsabhängig. Daher ist es auch aufgrund dieses Punktes notwendig, die Neutronenverteilung des Strahls zu kennen, da man daraus auf die Verteilung der auf den Detektor treffenden Elektronen schließen und somit die Daten entsprechend korrigieren kann.

### Beschreibung der Messung

Für eine erste Ausrichtung der Kollimationsblenden behilft man sich eines Lasers, der genau den Verlauf des Neutronenstrahls längs der Experimentierzone angibt. Damit der Laser richtig steht, wurde zuvor das gaußförmige Intensitätsmaximum des Neutronenstrahls am Ende der Zone lokalisiert (siehe [Kap07]). Zur Analyse des Strahl-Profils werden dünne Folien aus reinem Kupfer verwendet, die hinter die jeweils auszurichtende Blende senkrecht in den Neutronenstrahl gestellt und anschließend mit Hilfe von Image-Plates digital ausgewertet werden. So kann man nun die genaue Kenntnis der Neutro-

## 4 Das Kollimationssystem

nenverteilung nutzen, um nacheinander alle Blenden dem Strahlprofil anzupassen bzw. entsprechend zu justieren. Für eine genaue Positionierung der Folien im Strahl verwendet man für diese wieder den Laser. Um später die Koordinaten richtig zuordnen zu können, werden die Kupfer-Folien vor ihrer Aktivierung an bestimmten Stellen mit kleinen Löchern markiert. Diese sind später beim Auslesen durch Minima im Profil erkennbar, da dort keine Aktivierung auftreten kann.

Im Folgenden sind kurz die für den Aktivierungsprozess wichtigsten Punkte angegeben: Kupfer besteht in seiner natürlichen Zusammensetzung aus zwei Isotopen:  $^{63}\text{Cu}$  mit einem Anteil von 69,2 % sowie  $^{65}\text{Cu}$ , das die restlichen 30,2 % ausmacht. Durch eine Aktivierung mit Neutronen erhält man die beiden Isotope  $^{64}\text{Cu}$  und  $^{66}\text{Cu}$ , wovon das erste eine Halbwertszeit von  $t_{1/2}(^{64}\text{Cu}) = 12,7 \text{ h}$ , das zweite eine Halbwertszeit von  $t_{1/2}(^{66}\text{Cu}) = 5,12 \text{ min}$  hat.

Damit man die Messungen mit hoher Genauigkeit durchführen kann, haben die  $75 \mu\text{m}$  dünnen Folien einen Reinheitsgrad von 99,5 %. Dadurch wird weitestgehend verhindert, dass andere aktivierte Elemente mit unterschiedlichen Halbwertszeiten das Messergebnis beeinflussen. Zur Aktivierung werden diese jeweils 5 Minuten lang dem Neutronenstrahl ausgesetzt. Dabei soll die Bestrahlungszeit immer gleich sein, um immer konstante Bedingungen zu haben, da man durch eine längere Zeitspanne natürlich auch mehr Kupfer aktivieren würde. Danach lässt man das kurzlebige  $^{66}\text{Cu}$ -Isotop über etwa drei Halbwertszeiten abklingen, damit bei der folgenden minutenlangen Belichtung des Films Ungenauigkeiten vermieden werden können.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Aktivierung des Kupfers ist proportional zu dessen Absorptions-Wirkungsquerschnitt, der wiederum proportional ist zur inversen Geschwindigkeit  $\frac{1}{v}$  der Neutronen. Da unsere Neutronen-Zerfallsrate  $r$  durch

$$r = \frac{l\Phi_c}{v_0\tau} \quad \text{mit} \quad \Phi_c = \int_0^\infty \frac{v_0}{v} \phi(v) dv \quad (4.8)$$

gegeben ist [Mae06], ist die Aktivität des Kupfers proportional zur Capture-Intensität  $\Phi_c$ . Dies bedeutet, dass wir über die Aktivität und der damit verbundenen Neutronen-Zerfallswahrscheinlichkeit erfahren, wie die Dichte der aus dem  $\beta$ -Zerfall entstehenden Elektronen im Strahlprofil aussieht.

Das aktivierte Kupfer emittiert Elektronen, wobei die Stärke der Elektronen-Emission proportional zu Aktivierung ist. Um die gewünschte Information aus der Kupfer-Folien-Aktivierung extrahieren zu können, werden strahlungsempfindliche Filme, sogenannte Imageplates, verwendet. Diese müssen zunächst mit einer speziellen Lampe über mehrere Minuten gelöscht und anschließend vor Lichteinfall geschützt werden. Zur Belichtung wird schließlich das Imageplate in einer verdunkelten Umgebung direkt auf die aktivierte Kupfer-Folie gelegt. Dieser Vorgang ist nach etwa einer viertel Stunde abgeschlossen. Danach kann der Film mit einem speziellen Scanner digital ausgelesen werden. Die dadurch

erreichbare Auflösung ist sehr hoch und liegt bei ca. 0,1 mm [Kre04].

### Strahlprofile

In den hier gezeigten drei Figuren (Abb. 4.7) sind die Resultate der Aktivierung zu sehen, die wir an drei bestimmten Positionen des Strahls aufgenommen haben. Diese Farbdarstellungen geben den Verlauf des Neutronenstrahls wieder. Die erste Messung (oberes Bild) wurde direkt hinter dem  $8\text{ cm} \times 8\text{ cm}$  großen Polarisator-Ausgang aufgenommen, die zweite Aufnahme (mittleres Bild) zeigt das Profil direkt hinter der zweiten Blende ( $5,5\text{ cm} \times 5,5\text{ cm}$ ) und das untere Bild entspricht unserer Messung am Ende des Zentralrohres ( $14\text{ cm} \times 14\text{ cm}$ ). Im ersten Bild sind noch Strukturen zu erkennen, die vom Polarisator herrühren. Bei den anderen beiden Bildern wird deutlich, dass wir einen homogenen Strahl haben, der weitestgehend zentral durch das Rohr geht. Anhand der gesetzten punktförmigen Markierungen, die in den Abbildungen zu sehen sind, konnten wir folgern, dass der Strahl insgesamt um  $3\text{ mm} \pm 2\text{ mm}$  in horizontaler Richtung (in Strahlrichtung nach links) und ca.  $4\text{ mm} \pm 2\text{ mm}$  nach oben verschoben ist. Diese Abweichung muss später bei der Datenauswertung berücksichtigt werden.

Ein horizontaler Schnitt durch das Strahlprofil ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Der Abstand zur ersten Blende beträgt hier 7,7 m. Die aufgetragenen Datenpunkte sind aus der Kupferaktivierungs-Messung entnommen und geben in willkürlichen Einheiten die Capture-Fluss-Dichte als Funktion der horizontalen Position in mm wieder. Die fünf Markierungs-Löcher im Höhenprofil sind von der Mitte aus in Abständen von je 10 mm in positiver Richtung (das heißt in Strahlrichtung links) zu sehen. Die durchgezogene Linie ist eine berechnete Kurve, die auf einer Parametrisierung mit Polarisator nach [Abe06] basiert. Sie wurde so skaliert, dass die Maxima übereinstimmen. Während auf der positiven Seite das Strahlprofil sehr gut mit der Berechnung übereinstimmt, haben wir auf der anderen Seite weniger Neutronen. Die Ursache dafür ist aber nicht bekannt.

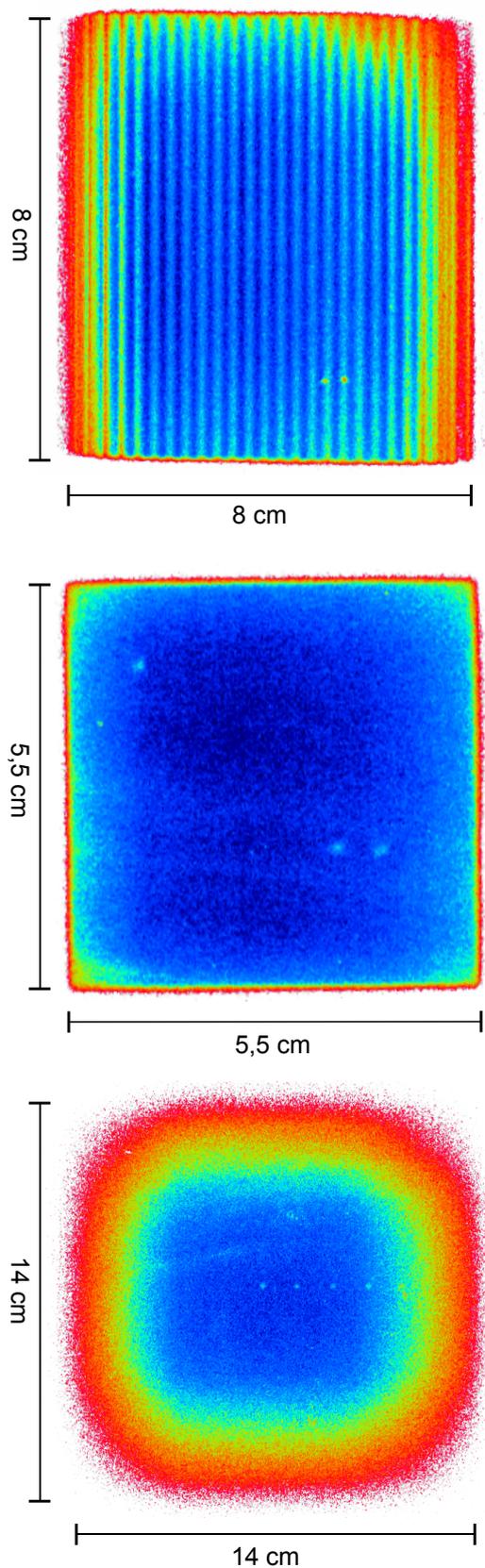


Abbildung 4.7: Die Bilder zeigen den Verlauf des Neutronenstrahls hinter dem Polarisator ( $8\text{ cm} \times 8\text{ cm}$ ) (oben), nach der zweiten Blende ( $5,5\text{ cm} \times 5,5\text{ cm}$ ) (mitte) und am Ende des Zentralrohres ( $14\text{ cm} \times 14\text{ cm}$ ) (unten). Die Punkte, die im Strahlprofil zu sehen sind, kommen von den gesetzten Markierungen. Aus den Bildern kann man schließen, dass der Strahl entlang des Zerfallsvolumens ein homogenes Strahlprofil zieht.

## 4 Das Kollimationssystem

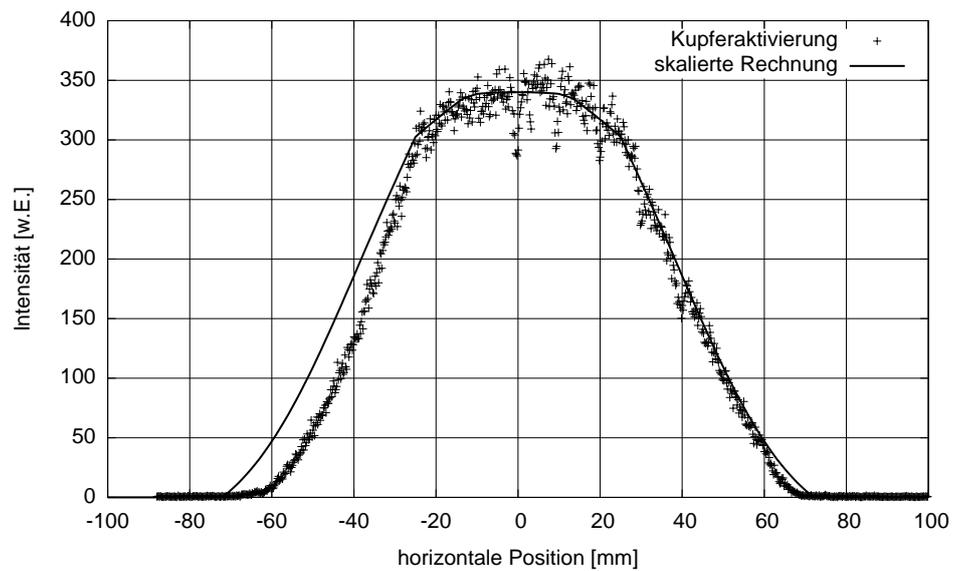


Abbildung 4.8: Horizontaler Schnitt durch das Strahlprofil in 7,7 m Abstand hinter der ersten Blende. Die Punkte stammen aus der Kupferfolienaktivierungsmessung. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Rechnung, basierend auf der Parametrisierung mit Polarisator nach [Abe06].

## 5 Magnetfeldmessungen

Nachdem wir die notwendigen Maßnahmen für den Betrieb der Spulen abgeschlossen hatten, wollten wir überprüfen, ob das Magnetfeld des Spektrometers auch den Erwartungen entspricht. Insbesondere war unser Ziel, die Homogenität der Zentralspule auszumessen. Inhomogenitäten sind zwangsläufig gegeben, da die Kupferwindungen und die aneinandergereihten Spulenblöcke aus konstruktionstechnischen Gründen keine vollkommen perfekte Spule mit einem exakt homogenen Magnetfeld bilden können. Solche Inhomogenitäten können bei entsprechender Stärke dazu führen, dass Elektronen durch den magnetischen Spiegeleffekt für die Messung verloren gehen: Bewegt sich ein Elektron in Richtung eines ansteigenden Magnetfeldes, so kann es aufgrund der großen Feldstärke reflektiert werden. So haben wir bei Minima des Magnetfeldes magnetische Flaschen vorliegen, die die Elektronen speichern können. Daher hatten wir das Ziel, aus der Kenntnis der wesentlich einfacher zu vermessenden Außenfelder Schlussfolgerungen für das Innenfeld ziehen zu können. Wir haben sichergestellt, dass das Magnetfeld am Entstehungsort größer ist als in Detektornähe. Dadurch kann ausgeschlossen werden, dass Elektronen dem falschen Detektor zugeordnet werden.

### Messungen

Um die Positionen der Messpunkte beschreiben zu können, wird folgendes Koordinatensystem verwendet: Die z-Achse ist identisch mit der Zentralrohr-Achse und ist in Neutronenstrahlrichtung ausgerichtet. Die x-Achse steht für die Höhe, wobei die positive Richtung nach oben verlaufen. Die y-Achse steht für die horizontale Komponente und zeigt, in Strahlrichtung gesehen, nach links. Der Ursprung sitzt in der Mitte der Zentralspule, das heißt in der Mitte von PERKEO. Für die Magnetfeldmessung verwendeten wir eine „3-Achsen“-Hallsonde, die das Magnetfeld für alle drei Raumkoordinaten angibt. Bei unseren Messungen am Spektrometer war aber vorwiegend die  $B_z$ -Komponente die relevante Messgröße.

### Außenfeld der Zentralspule

Zuerst haben wir das Außenfeld der 2,7 m langen Zentralspule der Länge nach ausgemessen. Da eine Innenfeldmessung sehr aufwendig gewesen wäre, bewegten wir die Sonde von außen über die obere Spulenoberfläche. Dabei betrug hier der Abstand zwischen den Messpunkten 10 cm, wobei die Sonde 5 cm entfernt von der Oberfläche war. Die Messung wurde bei 10% des Sollfeldes durchgeführt. Um Einflüsse der anderen Spulen zu verhindern, wurde nur die Hauptspule betrieben. Der Fehler für die gemessene z-Position ist

## 5 Magnetfeldmessungen

ca. 1 mm.

Bei der darauf folgenden zweiten Messung wurde ein kleiner Abschnitt (von  $z=-72$  cm bis  $z=-32$  cm) der Zentralspule nochmal genauer untersucht, indem der Abstand zwischen den Messpunkten diesmal 2 cm betrug. In Abbildung 5.1 sind die Ergebnisse dargestellt. Dabei sind die Messpunkte mit einer quadratischen Funktion gefittet.

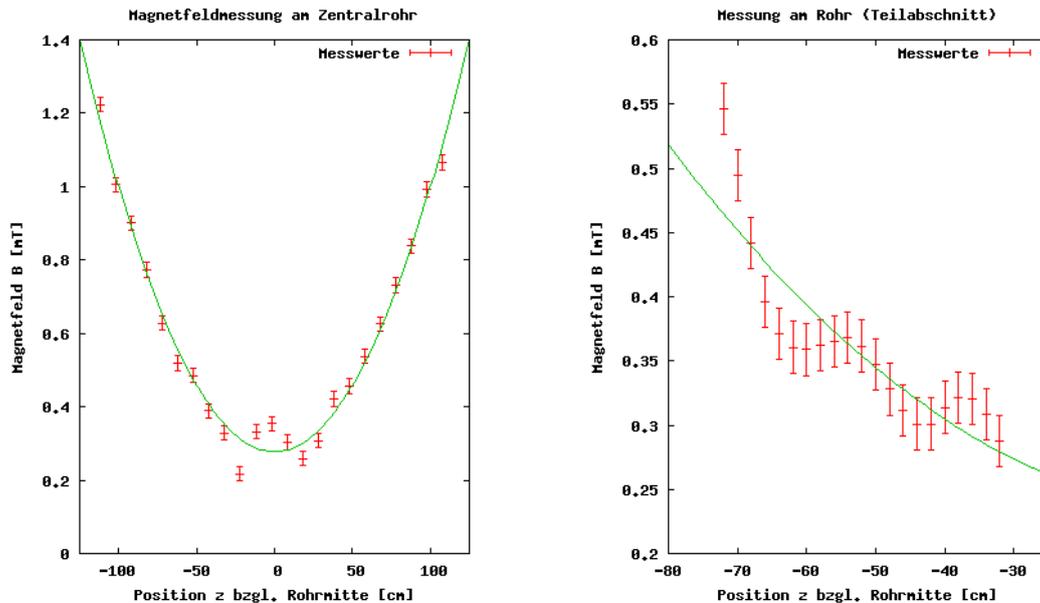


Abbildung 5.1: Magnetfeldkomponente  $B_z$  an der Spulenoberfläche. Im rechten Bild ist das Resultat für den genauer gemessenen Teilbereich zu sehen: Hier erkennt man leichte Schwankungen im Bereich von ca. 0,1 mT.

Hier erkennt man, dass die Stärke des Magnetfeldes  $B_z$  geringe Schwankungen im Bereich von 0,1 mT aufweist. Besonders in Abbildung 5.1 (rechts) kann man die feine Substruktur erkennen.

### Außenfeld an Zentralspule bei Betrieb aller Spulen

Zwei weitere Messungen führten wir danach bei Betrieb aller Spulen durch, so dass dadurch der Einfluss der an den Vakuumgefäßen befindlichen Spulen bemerkbar wird (wieder bei 10% des Soll-Feldes). Hierbei haben wir das Feld zuerst entlang einer der beiden Seitenflächen<sup>1</sup> und anschließend an der Oberfläche der Zentralspule gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 5.2 zu sehen. Man kann erkennen, dass im Unterschied zu den ersten beiden Messungen das Außenfeld den Erwartungen entsprechend (siehe Abb. 5.3 (rechts))

<sup>1</sup>die Messung verlief in einer Höhe von 53 cm unterhalb der Hauptspulen-Oberkante

## 5 Magnetfeldmessungen

nach außen hin abfällt, wobei wir allerdings auch hier wieder deutlich wahrnehmbare Schwankungen im Bereich von 0,1 mT haben (Abbildung 5.2).

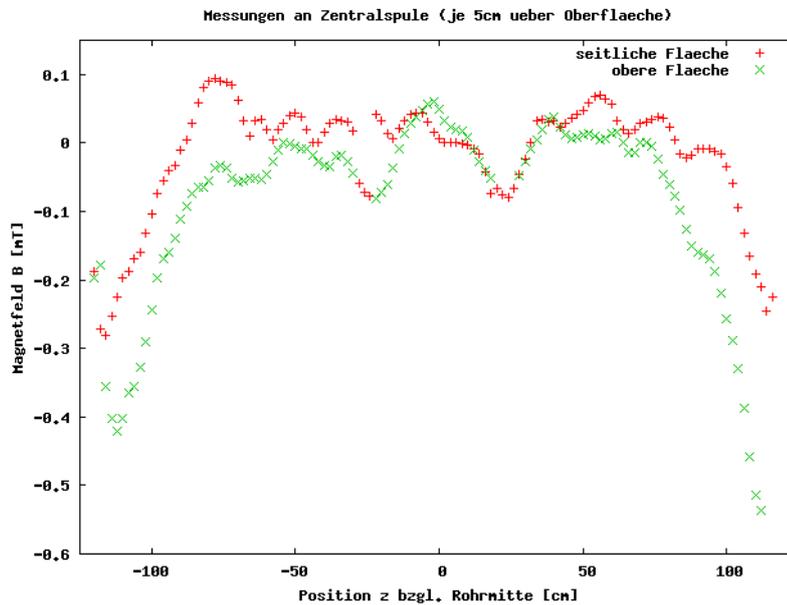


Abbildung 5.2: Außenfeld  $B_z$  der Zentralspule bei Betrieb aller Spulen, gemessen entlang der Oberseite und einer der beiden Seitenflächen. Auch hier sind wieder Abweichungen im Bereich von 0,1 mT festzustellen (bezüglich der unten erläuterten Erwartung)

### Folgerungen

Um quantitativ abschätzen zu können, was diese Schwankungen für das Innenfeld der Zentralspule bedeuten, nahmen wir ein bereits existierendes Rechenprogramm zu Hilfe [Dub07]. Mit diesem wird das Magnetfeld bei Betrachtung homogener Rechteck-Spulen mit den entsprechenden Maßen (Querschnittsfläche: 67 cm  $\times$  67 cm) berechnet. Hierbei berechnet das Programm mit Hilfe des Biot-Savartschen-Gesetzes die Feldstärke in Abhängigkeit des Ortes. In diesem Programm können die gemessenen Schwankungen von 0,1 mT in der Berechnung berücksichtigt werden, indem man Störspulen mit passender Stromstärke hinzufügt, die zusätzlich zu den Zentralspulen am Rohr angebracht sind.

In Abbildung 5.3 sind die Magnetfeldstärken, die man bei den obigen Messungen mit homogenen Spulen erwartet hatte, unter Hinzunahme einer bzw. von zwei kleinen Störungen abgebildet (Abstand zur Spulenachse beträgt 41 cm). So stellt das linke Bild das Außenfeld der Zentralspule ohne den Einfluss der Übergangs- und Detektorspulen dar (die Störung bei  $z = -0,2$  m wird durch eine zusätzliche Störspule mit einer Stärke von 50

## 5 Magnetfeldmessungen

Ampere · Windungen herbeigeführt). In der rechten Abbildung haben wir den während des Betriebes aller Spulen erwarteten  $B_z$ -Wert an der Hauptspulen-Oberfläche, unter Berücksichtigung von zwei Störspulen (Stärke: 20 Ampere · Windungen), die jeweils eine den Messungen entsprechende Schwankung von etwa 0,1 mT verursachen.

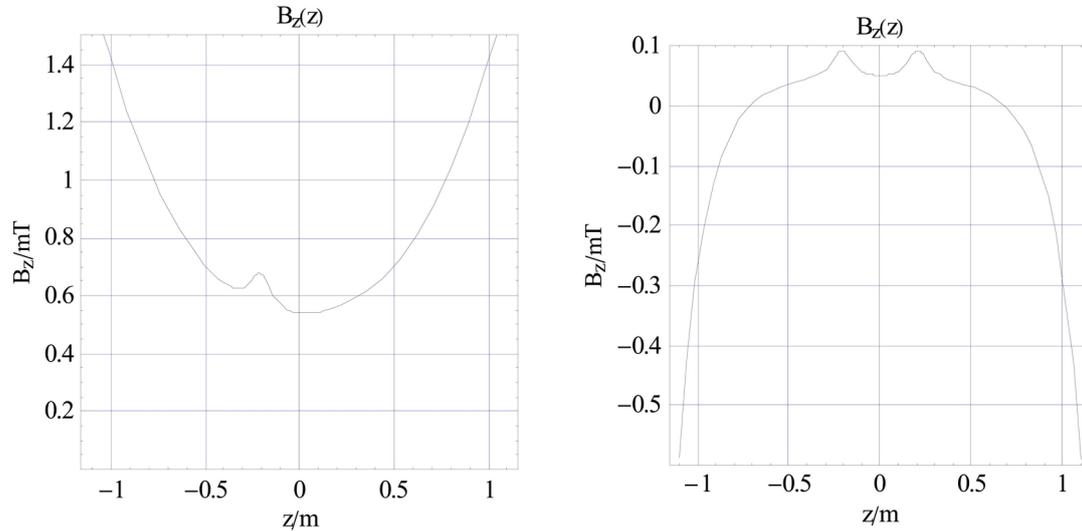


Abbildung 5.3: Berechnete bzw. erwartete Außenfelder  $B_z$  in 5 cm Entfernung von der Zentralspulen-Oberfläche in Abhängigkeit von  $z$ ; unter Hinzunahme kleiner Störungen. Links: Außenfeld ohne Übergangs- und Detektorspulen mit einer Störspule. Rechts: äußeres Feld bei Betrieb aller Spulen und zwei weiteren Störspulen [Dub07].

Man erkennt in Abb.5.3.(links), dass die Messkurve zwar um ca. 0,2 mT von der Berechnung abweicht, jedoch kommt es hier nicht auf den Absolutwert von  $B_z$  an, sondern nur auf den Verlauf der Kurve und dieser entspricht den Erwartungen. Ebenso erkennt man, dass die Stärke der Störungen für das Programm richtig gewählt wurde. Wie sich die beiden Störspulen und damit die Inhomogenitäten in der von uns gemessenen Stärke bei Betrieb aller Spulen im Bereich des Neutronenstrahls bemerkbar machen, kann man anhand folgender Graphiken sehen (Abb.5.4).

## 5 Magnetfeldmessungen

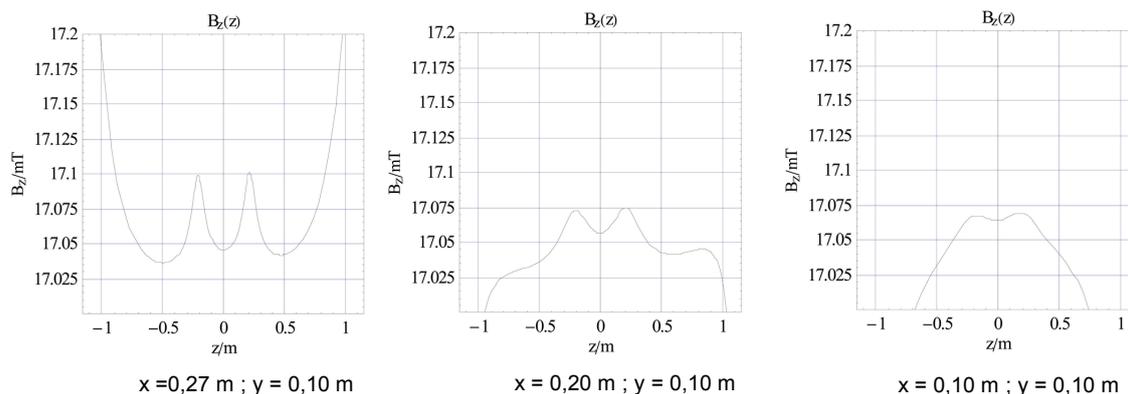


Abbildung 5.4: Stärke des Magnetfeldes im Inneren der Spule (bei 10% Soll-Leistung) in Abhängigkeit von  $z$  bei verschiedenen Abständen  $x$  zur Strahl- bzw. Spulenachse [Dub07].

In Abb. 5.4. kann man gut erkennen, dass sich die Inhomogenitäten in dem für die Elektronen wichtigen inneren Bereich ( $|x| \leq 0,1 \text{ m}$ ) kaum noch bemerkbar machen. So haben wir hier nur noch einen Effekt vorliegen, der um 3 Größenordnungen kleiner als das anliegende Feld von ca. 17 mT ist, was für die Elektronen unkritisch ist.

### Magnetfelder an den Übergangs- und Detektorspulen

Auch bei den anderen Spulen wollten wir überprüfen, ob die realen Gegebenheiten mit den Erwartungen übereinstimmen. Daher machten wir weitere Messungen an den Detektorspulen (Abb. 5.5). Dabei betrug die Stromstärke 36 A, was bei den Detektorspulen ebenfalls 10% des Sollwertes entspricht. Obwohl auch hier das Detektorgefäß nicht zugänglich war, konnten wir trotzdem Innenfeldwerte durch das Platzieren der Sonde zwischen Gefäßwand und Spulenninnenseite erhalten. Dabei ist Detektor 1 dem Polarisator zugewandt, Detektor 2 befindet sich beim Beam-Stop.

Eine ähnliche Messung wurde auch für die Übergangsspulen am schrägen Gefäßteil gemacht (Abb. 5.6). Dabei hatten wir ein anderes Koordinatensystem eingeführt: wir wählten die  $z'$ -Achse entlang der Schräge, wobei der Ursprung in diesem Fall am Beginn der  $47^\circ$  steilen Steigung sitzt und die positive Richtung nach oben verläuft. Auch hier konnten wir wieder zwischen den Spulen messen.

## 5 Magnetfeldmessungen

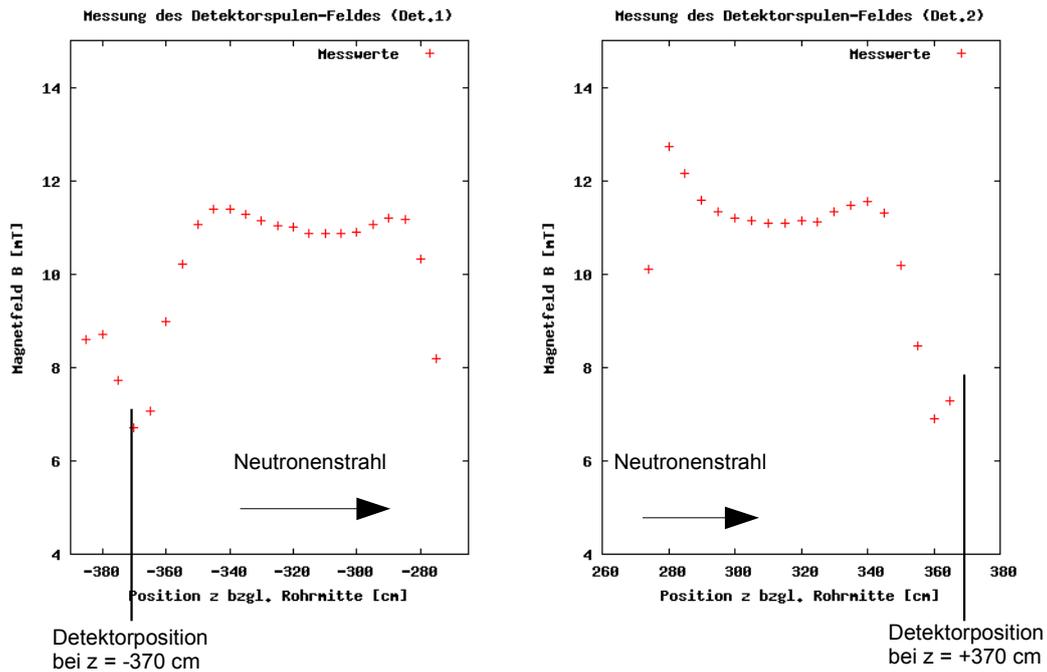


Abbildung 5.5: Magnetfelder  $B_z$  in beiden Detektorspulen-Bereichen in Abhängigkeit von  $z$ .

Um die in Abbildung 5.5 und 5.6 dargestellten Messwerte einzuordnen, können wir diese wieder mit Berechnungen vergleichen, die mit dem oben erwähnten Programm durchgeführt wurden (Abb. 5.7).

Anhand dieser beiden Graphen kann man erkennen, dass die berechneten Magnetfeldwerte gut mit den gemessenen Resultaten übereinstimmen. Da man für die Berechnungen ideale Spulen ohne Störung angenommen hatte, zeigt dieses Ergebnis, dass unsere Felder wie erwartet verlaufen. So kann man schließlich auch aus diesen Daten die Erkenntnis gewinnen, dass auch im Inneren des Gefäßes das Feld unproblematisch verläuft.

Dies wird besonders an Abb. 5.8. deutlich, die das Innenfeld im Detektorbereich (entlang der Spulenachse) aufzeigt.

Hier erkennt man, dass das Magnetfeld zum Detektor hin abfällt, was man unbedingt erreichen wollte. Weil das Magnetfeld vom Detektor aus in Richtung Zentralspule ansteigt, werden aus dem Detektor rückgestreute Elektronen durch den magnetischen Spiegeleffekt daran gehindert, den anderen Detektor zu erreichen. Um sicher zu gehen, sollte das Feld auch innen korrekt ausgemessen werden.

## 5 Magnetfeldmessungen

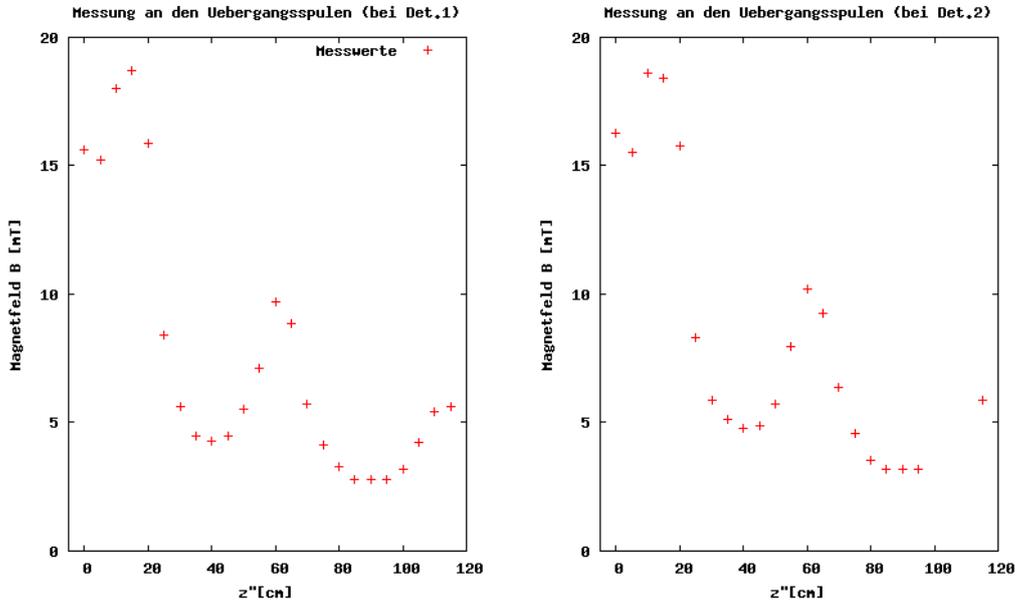


Abbildung 5.6: Magnetfelder  $B_z$  in den beiden Übergangsspulen-Abschnitten längs der Gefäßschräge.

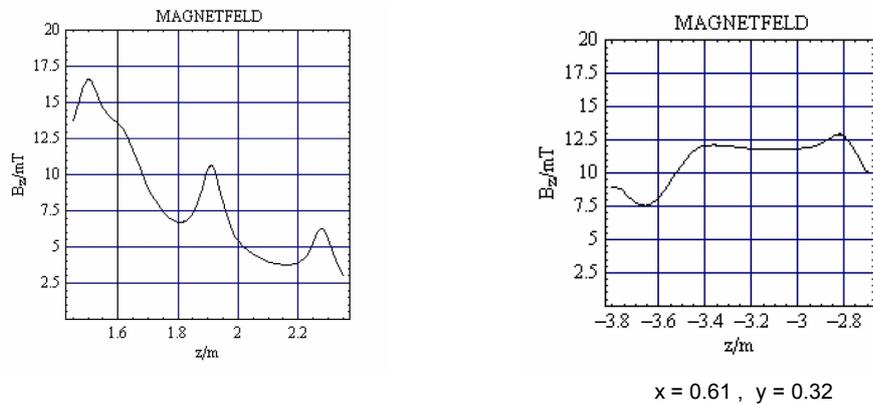


Abbildung 5.7: Berechnete Magnetfeld-Werte für die Übergangsspulen (links) und den Detektorbereich (rechts) [Dub07].

## 5 Magnetfeldmessungen

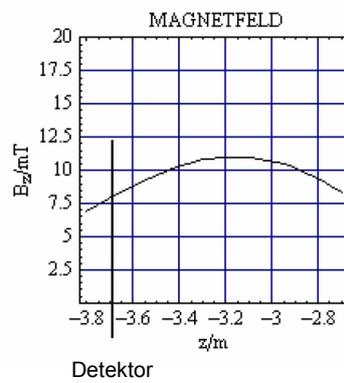


Abbildung 5.8: Berechnete Magnetfeld-Werte entlang der Achse ( $y=0$ ) im Inneren des Detektorgefäßes für den Detektorbereich (rechts). Die Detektoren sitzen bei -370 cm bzw. +370 cm. [Dub07].

## 6 Der Eich-Scanner

Um die aus dem Neutronenzerfall frei gewordenen Elektronen energieaufgelöst zu detektieren, verwenden wir für die geplanten Messungen zwei Plastiksintillatoren, die jeweils einem der beiden Halbräume des Spektrometers zugeordnet sind. Diese Plastiksintillatoren (Typ Bicron BC 400), die bei unserem Experiment eingesetzt werden, haben eine Fläche von  $43 \text{ cm} \times 45 \text{ cm}$  sowie eine Dicke von  $0.5 \text{ cm}$  [Mae06]. Treffen die Elektronen auf den Detektor, so werden sie vollständig im Material absorbiert und erzeugen dabei Photonen, deren Anzahl abhängig von der Elektronenenergie ist. Die durch diesen Konversionsprozess entstanden Lichtteilchen werden über seitlich angebrachte Lichtleiter zu den Photomultipliern geführt, durch die sie schließlich registriert werden (siehe Abb.6.1). Dabei haben wir auf jeder Seite drei Hamamatsu Photomultiplier (Typ R5504), die auch schon bei den vorherigen Messungen mit PERKEO II eingesetzt wurden [Kre04, Mun06, Sch07] und sich durch ihre Magnetfeldtauglichkeit [Plo00] bewährt hatten (ihre geringe Entfernung zu den Detektorspulen stellt demnach kein Problem dar, da sie problemlos bei  $0,5 \text{ mT}$  funktionieren).

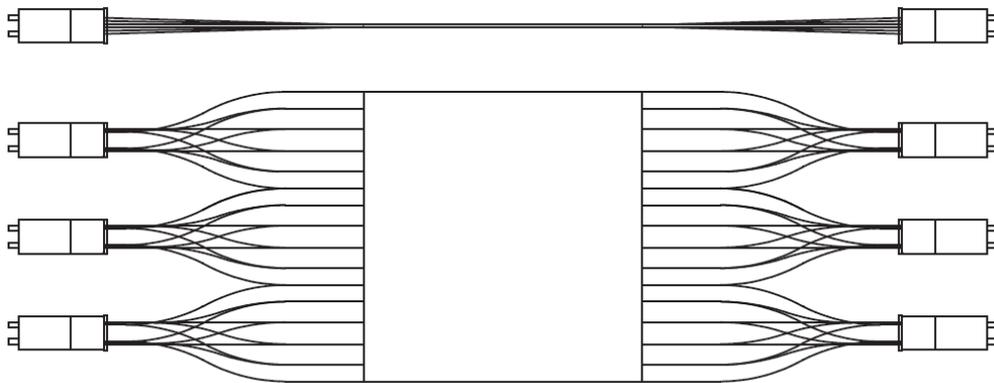


Abbildung 6.1: Darstellung des Elektronendetektors mit den seitlich angebrachten Lichtleitern und Photomultipliern (gezeichnet von M. Schumann [Sch07])

Je nach Ausgangsposition im Plastiksintillator erfährt das Licht eine unterschiedlich starke Abschwächung auf dem Weg zu den Photomultipliern. So ist der Intensitätsverlust höher, wenn das Licht von der Detektormitte aus die Photomultiplier erreichen muss

als vom Randbereich. Dies hat folgende Gründe: Das von der Mitte des Szintillators ausgehende Licht hat einen längeren Weg zu den Photomultipliern zurückzulegen und wird öfter an den Oberflächen des Szintillatormediums totalreflektiert, bis es am Ziel angelangt ist. Da die Reflektivität unter eins liegt und das Licht im Detektormedium eine endliche Abschwächlänge hat, resultiert daraus eine geringere Effizienz für das Licht aus der Mitte. Das bedeutet, dass Elektronen gleicher Energie, die im Szintillatormaterial die gleiche Anzahl an Photonen erzeugen, je nach Ort ihres Auftreffens im Detektor zu einem unterschiedlich starken Signal führen. Wir haben also eine Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute bzw. der Signalstärke bei konstanter Elektronenenergie. Diese Ortsabhängigkeit des Detektors, die sogenannte Detektorfunktion, muss aber bekannt sein, um diesen systematischen Effekt bei der Auswertung der Daten korrigieren zu können. Darum benötigen wir einen Apparat, mit dem wir die Inhomgenität ausmessen können. Solch ein Gerät, ein sogenannter Eich-Scanner, wurde bereits beim Vorgänger-Experiment PERKEO II mit Erfolg angewandt [Mun06]. Eine Simulation dieser Ortsabhängigkeit zeigt für den Detektor des Vorgängers eine zu erwartende Verringerung der Signalstärke um 9% für Elektronen, die auf die Mitte des Detektors treffen im Vergleich zu denjenigen, die am Rand eingefangen werden [Mun06].

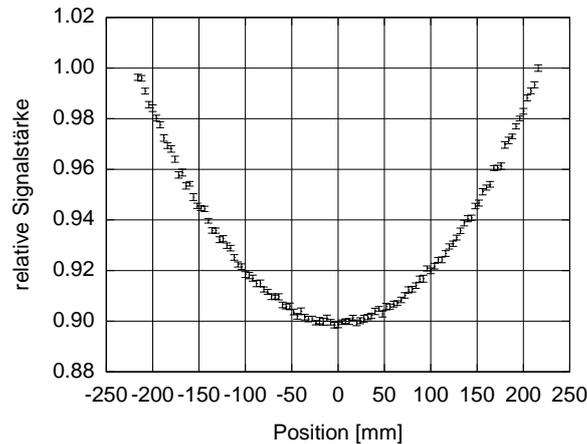


Abbildung 6.2: Simulation zur Ortsabhängigkeit der Signalstärke für den PERKEO II-Detektor [Mun06].

## 6.1 Beschreibung des Scanners

Um diese Ortsabhängigkeit der Signalstärke bestimmen zu können, entwickelten wir für PERKEO III einen neuen Eich-Scanner. Dessen Aufgabe besteht darin, in der Mitte des Zerfallsvolumens fünf elektronenemittierende Präparate über eine senkrecht zur Neutronenstrahlachse stehende Querschnittsfläche zu verfahren. Dabei soll die Position der punktförmigen Elektronenquelle stets bekannt sein (angestrebte Genauigkeit: ca. 1 mm). Der Ablauf der Detektor-Eichung soll wie folgt vor sich gehen: Die Präparate werden bei

geschlossenem Haupt-Shutter<sup>1</sup> einzeln aus ihren mit Elektronen-Abschirmung umbauten Parkpositionen in den Strahlgang gefahren, um den zentralen Bereich des Rohres, den später die Neutronen durchqueren, abzuscanen. Die anzusteuern Positionen, liegen hierbei auf einem genügend engen Punktgitter (mindestens  $10 \times 10$  Messpunkte) der abzufahrenden Rechtecksfläche. Die Elektronen der  $\beta$ -Quellen werden dabei entlang der Magnetfeldlinien auf die Detektoren geleitet. Es gibt nun eine direkte Zuordnung zwischen der Position des Eich-Präparates bzw. dem Entstehungsort der Elektronen und der Stärke des Signals (jedoch ist eine gewisse Unschärfe des Signals alleine deswegen zu erwarten, weil die Elektronen auf Spiralbahnen zu den Detektoren gyrieren und deshalb in einem Bereich innerhalb ihres Gyrationradiuses auf den Szintillator auftreffen werden). Somit ist es möglich, bei bekannter Elektronenenergie und Position der  $\beta$ -Quelle Eich-Messungen des Detektors durchzuführen. Diese Eich-Scans sollen regelmäßig (mehrmals am Tag) während der gesamten Mess-Periode durchgeführt werden, um die zeitabhängigen Detektor-Drifts aufnehmen zu können (hierbei genügt jeweils ein Messpunkt in der Strahlmitte). Dazu muss natürlich der Neutronenstrahl geschlossen und damit die Asymmetriemessung unterbrochen werden. Der Scanner bleibt allerdings über die ganze Zeit (also auch bei offenem Neutronen-Strahl) in der Mitte des Zerfallsvolumens stehen. Das bedeutet, dass dieses Gerät entsprechend geformt sein muss, um eine Kollision mit den Neutronen zu vermeiden.

Die fünf Eich-Präparate, die wir verwenden werden, sind  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{207}\text{Bi}$ . Dadurch stehen uns Elektronen aus einem Energiebereich von 78,1 keV ( $^{109}\text{Cd}$ ) bis zu 997,9 keV ( $^{207}\text{Bi}$ ) zur Verfügung. Diese können so das gesamte Energiespektrum der aus dem  $\beta$ -Zerfall des Neutrons freigesetzten Elektronen abdecken, da hier die Elektronenenergie maximal  $E_{max} = 782$  keV beträgt. Die verschiedenen Quellen sind notwendig, um die Energie-Kanal-Beziehung ermitteln zu können. Die Erfassung der Daten wird insgesamt folgendermaßen ablaufen: Man misst zunächst bei einer festgelegten Scan-Position die Eichpeaks der eingesetzten Präparate und erhält dadurch die Eichgeraden der beiden Detektoren. Fährt man nun die Messpunkte des Scan-Bereichs ab, erhält man für jedes Präparat einen Wert für die Signal-Stärke als Funktion der beiden Ortskoordinaten.

Insgesamt gibt es zwei Arten von Eichmessungen:

- Die regelmäßige Kontrolle der Detektor-Drifts und die Bestimmung der Energie-Kanal-Beziehung in der Detektormitte. Diese Messung verläuft relativ schnell, da dafür das Präparat nur in die Mitte der Scan-Fläche gefahren werden muss.
- Es gibt vereinzelt eine genaue Analyse der Ortsabhängigkeit mit einem zweidimensionalen Scan entlang der beschriebenen Fläche. Hierbei werden alle fünf Quellen eingesetzt.

---

<sup>1</sup>Dies ist ein Strahlunterbrecher innerhalb des Neutronenleiters

## 6.2 Entwicklung des Scanners

Zu Beginn der Planung des Scanners hatten wir folgende Rahmenbedingungen zu beachten:

1. Die mit den Präparaten abzuscannende Querschnittsfläche soll  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  betragen, da das der Querschnitt des Neutronenstrahls am Ende des Zerfallsvolumens ist. Dabei ist zu beachten, dass die Flächenmitte auf der Strahlachse liegt.
2. Alle Eich-Quellen sollen einzeln und unabhängig voneinander angesteuert werden können.
3. Die Materialien des Gestells sowie die zum Verfahren der Proben notwendigen Motoren müssen sowohl vakuum- als auch magnetfeldtauglich sein. Für die Motoren bedeutet das, dass sie im Magnetfeld der Zentralspule von  $160\text{ mT}$  und in einem Vakuum von etwa  $10^{-6}\text{ mbar}$  funktionieren müssen. Darüber hinaus ist damit gemeint, dass zum einen die Motoren nur aus unmagnetischen bzw. unmagnetisierbaren Materialien aufgebaut sein dürfen, da sonst das Spulenfeld gestört werden würde. Zum anderen dürfen die Motoren keine Komponenten enthalten, die ausgasen und dadurch das Vakuum erheblich beeinträchtigen würden.
4. Wie oben bereits erwähnt, darf der Neutronenstrahl nicht mit dem Scanner-Gestell kollidieren. Das Gleiche gilt auch für die aus dem Neutronenzerfall entstehenden Elektronen, was aufgrund der Gyrationen-Radien der Elektronen eine zusätzliche Einschränkung bedeutet.
5. Die Eich-Quellen werden nach jedem Scan in ihre Parkposition zurückgefahren, die sich so weit unter der abzuraasternden Fläche befinden muss, damit keine Elektronen aus den Quellen die Scan-Fläche erreichen können. Um diese Parkpositionen benötigen wir für die Präparate  $\beta$ -Abschirmungen.
6. Um die Energieverluste der Elektronen gering zu halten, werden für die Eich-Quellen als Trägermaterial dünne Folien verwendet. Der Rahmen, in den diese Träger-Folien eingespannt sind, muss groß genug sein, dass die Elektronen aufgrund ihres Gyrationradius nicht mit diesem kollidieren können.
7. Die Ermittlung der Proben-Position erfolgt über einen Spannungsteiler (Potentiometer).
8. Es dürfen keine Schmiermittel wie Öl oder Fett eingesetzt werden.

### Die Gyrationen der Elektronen

Die aus den Eich-Präparaten emittierten Elektronen gyrieren aufgrund der Lorentz-Kraft auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien zu den Detektoren. Haben die Elektronen bezüglich des Magnetfeldes nur eine transversale Impulskomponente  $p_t$ , so erreicht die

## 6 Der Eich-Scanner

Spiralbahn (in diesem Fall die Kreisbahn) ihren maximal möglichen Radius (die Elektronen würden dabei die Detektoren nicht erreichen). Dies ist der für unserer Betrachtungen wichtige Gyrationradius  $r_G$ . Bei gegebener Elektronenenergie  $E$  und einem magnetischen Feld  $B$  können wir  $r_G$  über die Beziehung

$$r_G = \frac{1,70 \sqrt{E(E+2)}}{B} \text{ mm T} \quad (6.1)$$

ermitteln, wobei  $E$  in Einheiten der Elektronen-Ruhemasse und  $B = 0,16 \text{ T}$  eingesetzt wird. Das bedeutet, wir können daraus direkt die maximalen Gyrationradien unserer Eich-Präparate ermitteln.

Präparat	$^{109}\text{Cd}$	$^{139}\text{Ce}$	$^{113}\text{Sn}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{207}\text{Bi}$	
Energie $E$	78,1 keV	136,6 keV	371,9 keV	629,3 keV	504,7 keV	997,9 keV
Radius $r_g$	6,1 mm	8,3 mm	15,0 mm	21,2 mm	18,3 mm	29,5 mm

Wir haben also je nach Energie und Quelle Radien von bis zu 29,5 mm. Den maximalen Radius, der aus den energetisch höher gelegenen Elektronen des  $^{207}\text{Bi}$ -Isotops resultiert, müssen wir als einschränkende Faktor miteinbeziehen. In Bezug auf Punkt 1 und Punkt 5 der aufgeführten Rahmenbedingungen bedeutet dies, dass (bei Betrachtung des Rohr-Querschnitts<sup>2</sup>) die Oberkante der Probehalter bzw. die Präparate in der Parkposition sich mindestens zwei Gyrationradien entfernt (also mind. 6 cm) vom Scan-Bereich befinden müssen, da ein Elektron, das zwei Gyrationradien von der Scan-Fläche entfernt ist, durch Gyration dann nicht mehr in den Scan-Bereich gelangen kann<sup>3</sup>.

Unter Hinzunahme von Punkt 4 wird offensichtlich, dass das Gestell des Scanners nur im Randbereich des Rohres Platz einnehmen darf. Denn es muss zusätzlich zu den 20 cm  $\times$  20 cm der Mitte der doppelte Gyrationradius der aus dem Zerfall des Neutrons möglichen 782 keV-Elektronen ( $2r_G = 49,4 \text{ mm}$  für 782 keV) berücksichtigt werden. Dies ist notwendig, damit die Elektronen, die im Randbereich entstehen, nicht durch Kollision mit dem Scanner verloren gehen. Insgesamt muss demnach zusätzlich zur Scan-Fläche ein angrenzender „Rahmenbereich“ von etwa 5 cm freigelassen werden.

Wir hatten von Anfang an das Ziel ins Auge gefasst, die Präparate-Halter von einer Position unterhalb des abzuscannenden Bereiches aus anzutreiben. Da wir auf jeden Fall vermeiden müssen, dass die 997,9 keV-Elektronen des  $^{207}\text{Bi}$ -Präparates die Asymmetrie-Messungen stören, sind die Eich-Quellen sogar 7 cm von der Scan-Fläche entfernt „geparkt“. Wegen der Begrenzung durch die Rohr-Innenwand wirkt sich dies natürlich einschränkend auf den Verfahrensweg in horizontaler Richtung aus. Diese geometrischen Rahmenbedingungen kann man sich gut anhand einer Skizze (siehe Abb.6.3) klar machen.

<sup>2</sup>Da die Bedingungen längs der Rohrachse gleich sind, benötigt man für die Überlegungen nur den Rohrquerschnitt

<sup>3</sup>Dieser Abstand ist eigentlich nur für  $^{207}\text{Bi}$  notwendig. Man möchte jedoch identisch aufgebaute Verfahrenseinheiten haben

## 6 Der Eich-Scanner

Hier ist der Bereich, der frei bleiben muss, durch einen gestrichelten Rahmen hervorgehoben. Daraus ist auch ersichtlich, wie stark die Einschränkungen sind und wie wenig Spielraum man für den gesamten Scanner-Apparat hat.

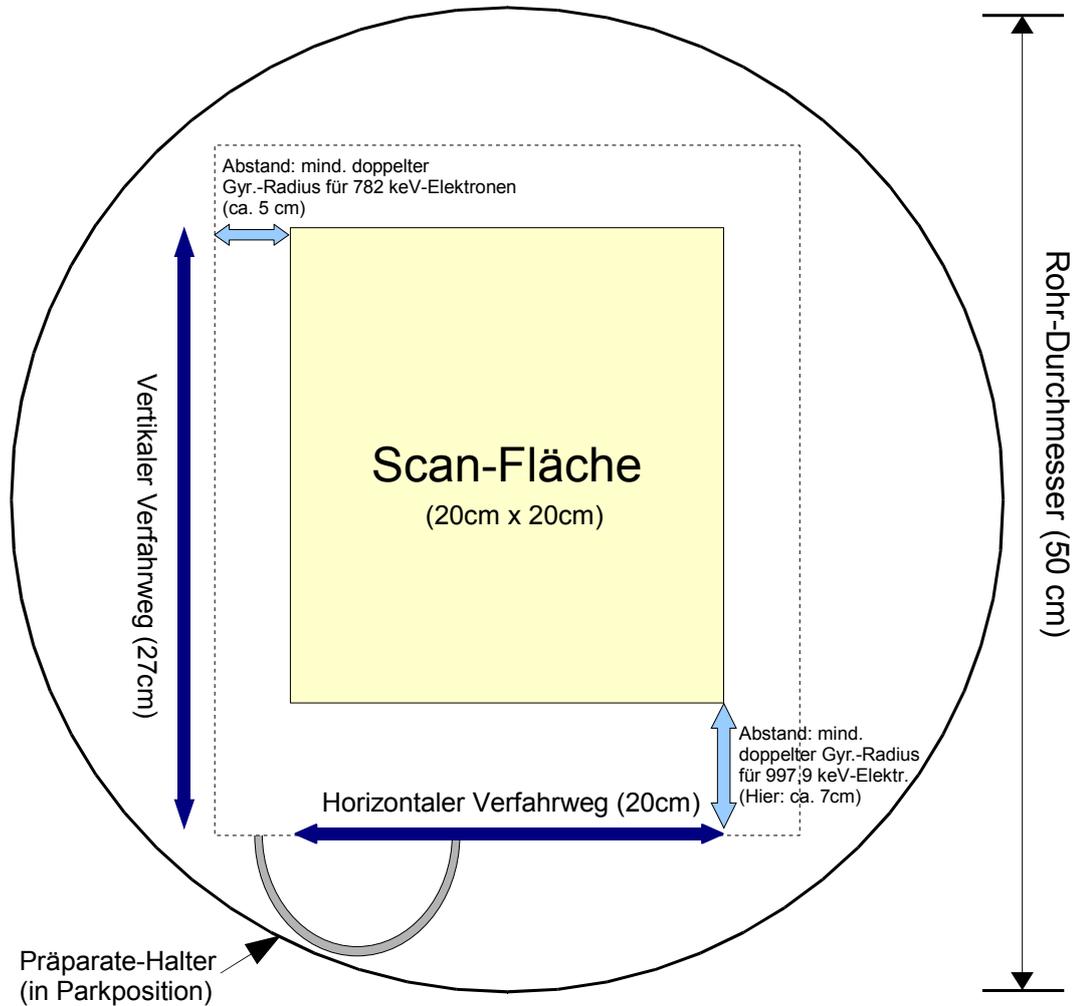


Abbildung 6.3: Skizze zur Veranschaulichung der Platzverhältnisse im Stahlrohr. Der Scanner darf nur außerhalb des gestrichelten Rahmens installiert sein.

## Die Präparate-Halter

Wie bereits erwähnt, wird sich das  $\beta$ -Präparat auf einer dünnen Folie befinden, die in einen Rahmen, den Präparate-Halter, eingespannt ist. Neben Elektronen-Verlusten in der Folie durch Absorption kann dabei ein gewisser Anteil der aus den Quellen emittierten Elektronen verloren gehen, wenn der Abstand zwischen Präparat und Rahmen kleiner als der doppelte Gyrationradius der jeweiligen Elektronen ist. Dadurch besteht die Möglichkeit, dass Elektronen auf das Material der Halterung treffen. Um dies zu vermeiden, sollten die Rahmen so groß sein, dass ein von der Mitte ausgehendes Elektron den Rahmen nicht treffen kann. Ein den Platzgegebenheiten (siehe Abb. 6.3) angepasster halbkreisförmiger Halter<sup>4</sup> müsste wegen der 997,9 keV-Elektronen des Wismuts demnach einen Innen-Durchmesser von mindestens 11,8 cm haben, unter Berücksichtigung einer gewissen Breite für das Rahmenmaterial müssten wir sogar von etwa 13 cm ausgehen. Einen solch großen Präparate-Halter könnten wir jedoch unter Beachtung der geometrischen Rahmenbedingungen nicht über eine Länge von 20 cm horizontal verfahren und könnten deswegen nicht den kompletten Scan-Bereich abfahren. Daher müssen wir auf Kosten eines bestimmten Anteils an Elektronen die Rahmen klein genug fertigen, damit einerseits der Scanner die Präparate über die gesamte Fläche verfahren kann und andererseits der Elektronenverlust durch den Rahmen möglichst gering ist.

Um herauszufinden, wieviel Prozent der Elektronen durch einen zu kleinen (halbkreisförmigen) Rahmen verloren gehen, kann man eine einfache Abschätzung durchführen: Haben wir einen halbkreisförmigen Präparate-Halter mit Innen-Radius  $r$  und Dicke  $d$ , so ergibt sich für die gekrümmte Oberfläche der Innenseite

$$O_{in} = \pi \int_{x=0}^{x=d} r dx = \pi r d. \quad (6.2)$$

Der zu betrachtende volle Raumwinkel, in den die Elektronen emittiert werden, ist gleich einer Kugel mit der Oberfläche  $O_{kug} = 4\pi (r^2 + (\frac{d}{2})^2)$ . Setzen wir diese beiden Größen miteinander ins Verhältnis, so erhalten wir den Flächen-Anteil, der von der Innenseite der Halterung abgedeckt wird und damit den Verlust-Anteil  $a$  für die Elektronen. Dieser ist

$$a = \frac{O_{in}}{O_{kug}} = \frac{r d}{4 (r^2 + (\frac{d}{2})^2)} \approx \frac{d}{4 r} \quad \text{für } d \ll r. \quad (6.3)$$

Hier wird vorausgesetzt, dass die Elektronen isotrop in den Raumwinkel emittiert werden. Der Elektronen-Verlust  $a$  ist also bei dünnen Präparate-Haltern annähernd proportional zu  $\frac{1}{r}$ .

In der unteren Abbildung 6.4 ist der abgeschätzte Elektronenverlust als Funktion des Innenradius  $r$  aufgetragen, wobei mit  $d = 1,2$  und  $3$  mm naheliegende Werte für die

<sup>4</sup>Es existierten auch Überlegungen, den Rahmen rechteckig zu gestalten. Dies hätte für eine entsprechende Innenseitenlänge von 90 mm jedoch den Fahrweg deutlich verkürzt und den Elektronenverlust nur unwesentlich reduziert.

Materialdicke eingesetzt wurden. Hier kann man erkennen, wie stark und in welchem Bereich die Funktionswerte variieren.

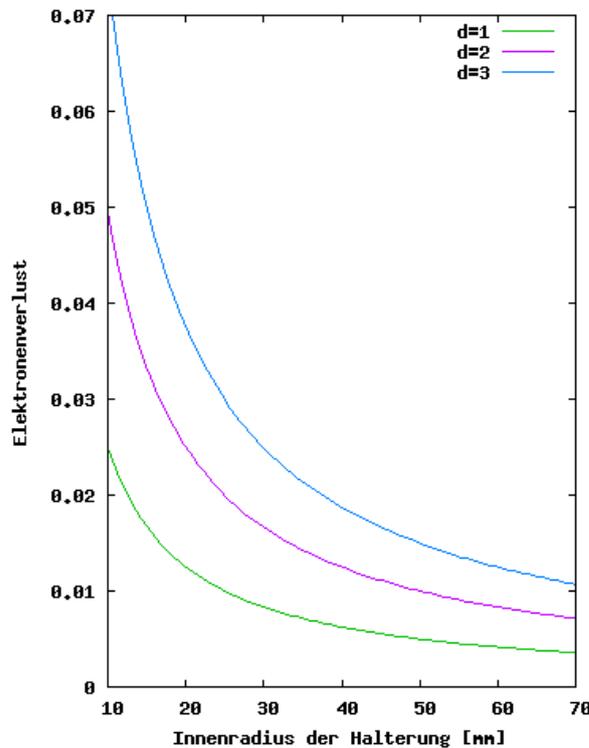


Abbildung 6.4: Anteil der durch den Präparate-Halter absorbierten Elektronen bei variablem Innenradius  $r$  und drei verschiedenen Rahmen-Dicken  $d$  ( $d = 1, 2, 3$  mm).

Untersucht man, wie groß der Radius des Probe-Halters maximal sein darf, um die gewünschten 20 cm Verfahrensweg zu gewährleisten, so kommt man zu dem Ergebnis, dass dieser nicht über 5 cm betragen soll. Für den Innen-Radius ergibt sich bei einer notwendigen Rahmenbreite von 5 mm sogar nur  $r = 4,5$  cm. Damit der Rahmen eine gewisse Stabilität hat, verwenden wir eine Rahmendicke von  $d = 2$  mm. Betrachtet man mit diesen Parametern nun den Anteil der Elektronen, die auf den Rahmen prallen, so kommt man zu einem Wert von  $a \approx 1,1\%$ . Somit ist sichergestellt, dass durch den Rahmen nur ein geringer Teil der Elektronen verloren geht. Daher haben wir letztendlich den Innen-Radius auf  $r = 45$  mm festgelegt.

Bei dem oben gewählten Wert für  $r$  sind die 997,9 keV-Elektronen des Wismuts allerdings die einzigen, die den Rahmen erreichen können (eventuell noch  $^{137}\text{Cs}$  mit  $r_G = 21,2$  mm, da eine exakt punktförmige Platzierung des Präparates auf der Folie schwierig ist). Die anderen Elektronen mit niederen Energien haben zu kleine Gyrationradien, um mit dem Rahmen kollidieren zu können.

## Motoren

Um die Eich-Quellen bzw. die Präparate-Halter wie geplant bewegen zu können, benötigen wir ein Antriebssystem mit entsprechenden Motoren. Diese müssen allerdings

bestimmte Eigenschaften haben. Neben den beiden grundlegendsten Voraussetzungen aus Punkt 3 (Magnetfeld- und Vakuumtauglichkeit) müssen die Motoren darüberhinaus noch genügend Kraft bzw. Drehmoment übertragen können und klein genug sein, um im zulässigen Außenbereich des Rohres Platz zu haben.

Für den Scanner des Vorgängerexperimentes PERKEO II wurden mit Erfolg piezoelektrisch betriebene Motoren eingesetzt [Bre03]. Ein Piezomotor enthält eine Piezokeramik, die sich beim Anlegen einer Spannung verformt und dadurch Arbeit verrichtet. Dementsprechend kann die Keramik bei einer geeigneten Wechselspannungsfrequenz mechanische Schwingungen ausführen und damit einen Antriebszapfen in Bewegung versetzen. Bei den damals verwendeten Piezomotoren handelt es sich um nicht-magnetische Piezomotoren (Typ HR-1-VN) für Hochvakuum-Anwendungen der Firma Nanomotion [Nan00]. Dies sind Linearmotoren, die sich bei einem bestimmten Anpressdruck entlang einer geeigneten Keramikschiene fortbewegen können.

Auf der Suche nach einer geeigneten Antriebslösung war es hilfreich, die Erfahrungen, die mit dem alten Scanner gemacht wurden, mit einzubeziehen: So konnte man die Eich-Quelle problemlos horizontal über eine Keramikschiene verfahren. Für die Vertikalbewegung wandelte man damals den Linearantrieb des Motors über eine Keramikscheibe in einen Rotationsantrieb um, indem man den Antriebszapfen senkrecht auf die ebene, kreisförmige Scheibenfläche drückte. Das Präparat war an einer dünnen Faser befestigt, die über eine vom Motor angetriebene Rolle auf- und abgewickelt wurde, so dass die Eich-Probe vertikal an einer Führungsschiene bewegt werden konnte. Dieser Mechanismus war jedoch mit gewissen Problemen verbunden: Da durch das Anpressen des Motors parallel zur Ringachse der Keramikring leicht schief stand und deshalb nicht mehr einwandfrei zu bewegen war. Außerdem wurde für die Abwärtsbewegung die Gravitation verwendet, dabei blieb das Präparat zum Teil an der Führungsschiene hängen [Mae06a].

Deswegen wollten wir beim neuen Scanner zumindest für die Vertikalbewegung ein verbessertes (Rotations-)Antriebssystem. Da wir bei der Suche nach anderen geeigneten Motoren (Rotations-Piezomotoren, Motoren ohne Permanentmagnet,...) bezüglich der oben genannten Eigenschaften keine bessere Alternative gefunden hatten, untersuchten wir, ob es mit den oben genannten Motoren möglich ist, die Kraft des Motors diesmal über die Zylinderfläche des Keramikrings übertragen zu können. Das heißt, wir testeten, ob wir durch das Anpressen des Motors auf die runde Lauffläche ein genügend hohes Drehmoment entwickeln können. Dazu konstruierten wir ein kleines Gestell (siehe Abb. 6.5), in das der Keramikring (gehaltert über Welle und Kugellager) frei drehbar eingebaut wurde und vom einem Motor, der ebenfalls am Gestell befestigt ist, bewegt werden kann. Um das Drehmoment abschätzen zu können, ließen wir den Motor verschiedene Gewichte über eine Alu-Rolle mit einem Radius von 16 mm hochziehen. Dabei stellten wir fest, dass bei einer angelegten Spannung von etwa 6 V eine Masse von mindestens 155 g angehoben werden kann. Dies entspricht einem Drehmoment von etwa 24,3 Nmm, was für unsere Zwecke genügt. Ein weiterer positiver Punkt ist, dass das Hoch- und Runterbewegen der Gewichte relativ gleichförmig abgelaufen ist, wovon man nicht von vornherein ausgehen

konnte, da die Motoren nur relativ wenig Kraft haben, so dass schon geringe Reibungsverluste in den Lagern den Motor schnell an seine Leistungsgrenze bringen können. Das bedeutet im Gesamten, dass ein an der Lauffläche des Keramikrings angreifender Motor ein leichteres Verfahren der Probe-Halter ermöglicht. Zur Veranschaulichung des Funktionsprinzips ist dieser Test in der unten stehenden Abbildung skizziert.

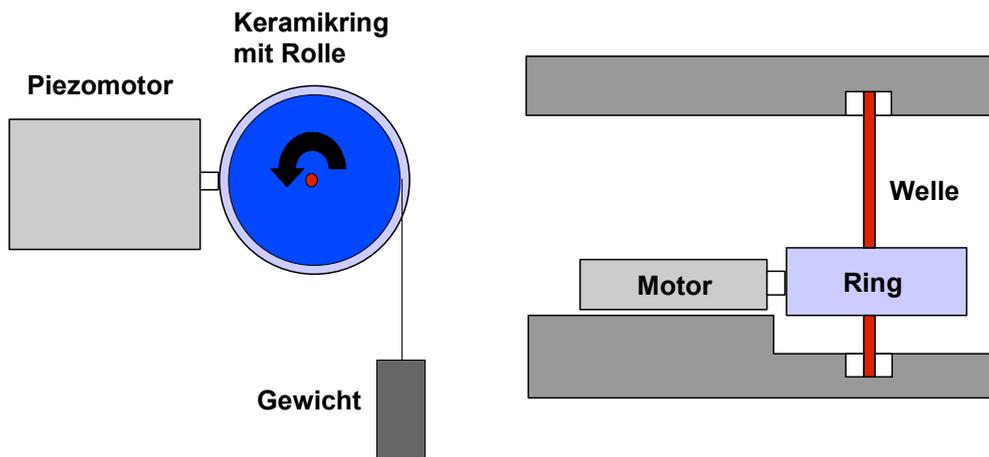


Abbildung 6.5: Umwandlung der Linearkraft des Motors in ein Drehmoment zur Ermöglichung eines Rotations-Antriebs. Hier ist schematisch der Motortest in Seitenansicht (links) und Draufsicht (rechts) dargestellt.

## Das Gerüst

Die Möglichkeit, eine solche Kombination aus Motor und Ring als Antrieb zu nutzen, brachte uns mehr Spielraum für die weiteren Planungen. Unter anderem hatten wir für beide Verfahrensrichtungen in Erwägung gezogen, Spindelantriebe zu verwenden, indem man das Drehmoment direkt auf eine Gewindespindel überträgt. Bei einem Keramikring mit einem Durchmesser von 40 mm und einer realistischen Spindelsteigung im Bereich von einem bis drei Millimeter pro Umdrehung bräuchte man für den Scan allerdings ein Vielfaches an Zeit. Deshalb entschlossen wir uns für folgende Möglichkeiten:

### horizontaler Antrieb

Für die horizontale Positionierung wählten wir das Antriebsprinzip, das sich bereits beim vorhergehenden PERKEO II-Scanner bewährt hatte. Nämlich einen Linearantrieb, bei

dem der Motor während des Verfahrens entlang einer Keramikleiste die Probe mit sich führt. Die Ausführung dieser Methode ist jedoch eine andere: Da wir im Unterschied zum Vorgänger diesmal fünf Präparate ansteuern und möglichst wenige Motoren einsetzen wollen, entwarfen wir einen Wagen, der senkrecht zur Strahl- bzw. Rohrachse verfahren kann und dabei alle fünf direkt hintereinander positionierten Präparatehalter gleichzeitig bewegt. Die Schienen, die diesen Wagen tragen, sind unter Berücksichtigung der Rahmenbedingungen an zwei Rundbögen befestigt (siehe Abb. 6.6), die im Querschnitt betrachtet nur den Außenrand des Rohres einnehmen. Um ein möglichst präzises und leichtes Verfahren zu gewährleisten, wird der Kontakt zwischen dem Wagen und den Schienen über Rollen hergestellt, von denen wir zwei auf jeder Seite haben. Der Motor ist an der Unterseite des Wagens angebracht und kann mit einer Stellschraube senkrecht auf die speziell für den Motor ausgelegte Keramikleiste, die wie die beiden Schienen des Wagens senkrecht zur Rohrachse verläuft, angedrückt werden. So kann der Wagen schließlich bei einem optimalen Anpressdruck des Motors in Bewegung versetzt werden.

### **vertikaler Antrieb**

Für die Vertikalbewegung machten wir uns den getesteten Mechanismus zu Nutze. Das heißt, wir konzipierten eine Verfahrensmöglichkeit, die auf dem oben beschriebenen Rotationsantrieb basiert. Um nicht abhängig von der Gravitation zu sein, sollte diesmal am Präparate-Halter in beiden Richtungen eine vom Rotationsantrieb ausgehende Kraft wirken. Darum wählten wir als Verbindungsglied zwischen dem antreibenden Motor bzw. Keramikring und dem Rahmen einen Zahnriemen. Dieser Riemen ist über zwei Riemenräder gespannt, wobei ein Riemenrad über eine Welle von dem Keramikring angetrieben wird. Zur Führung der Quellen-Halterung werden längs des Fahrweges zwei hintereinanderstehende Stangen eingesetzt, so dass der Rahmen ohne zu verkanten vom Zahnriemen mitgeführt werden kann. Die mit einer Welle verbundene Einheit aus Rotations-Antrieb und Riemenrad wird noch ergänzt durch ein Potentiometer, das am Achsenende befestigt ist und sich beim Verfahren mitdreht. Über diesen variablen Widerstand kann man später die genaue vertikale Position erfahren. Diese gesamte Kombination aus Zahnriemen, den beiden Riemenrädern und Antrieb haben wir für jedes Präparat einmal. Demnach werden auf dem oben angesprochenen Wagen für die Horizontalbewegung fünf baugleiche Verfahreinheiten für die Vertikalbewegung installiert.

Der Scan wird folglich so ablaufen, dass zwar jedesmal alle Proben horizontal mitgeführt werden, jedoch nur das jeweils für die Eichung benötigte Präparat mit dem Zahnriemen in den Scan-Bereich gefahren wird. Wegen der Notwendigkeit, unmagnetische Materialien einzusetzen, besteht das Gestell weitestgehend aus Aluminiumteilen, die mit Messingschrauben miteinander verbunden sind. Zur Fixierung des Scanners an der Rohrrinnenwand verwenden wir Schrauben aus Titan.

Die weitergehende Detailarbeit und Fertigung wurde in Zusammenarbeit mit der Konstruktionsabteilung (J. Gerhäuser) und der mechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts durchgeführt. Der Scanner in seiner bestehenden Form ist auf der unteren Ab-

bildung 6.6 zu sehen. Hier kann man gut die fünf vertikalen Verfahrenseinheiten mit den schwarzen Zahnriemen erkennen. Die Rotations-Antriebe sind in oberer Position auf einen Winkel montiert, daneben befinden sich die Potentiometer, gut erkennbar an der blauen Farbe.



Abbildung 6.6: Photo des Eich-Scanners.

### 6.3 Erste Tests

Bevor der Scanner im Spektrometer eingesetzt werden kann, mussten wir zunächst in normaler „Umgebung“ testen, ob sich alle Komponenten genügend leicht in Gang bringen lassen. Zur Überprüfung und Feinjustierung der Mechanik des neugebauten Scanners sind wir alle Antriebe mehrfach durchgegangen. Dabei stellte sich heraus, dass minimale Variationen verschiedener Parameter einen deutlichen Einfluß auf die zum Verfahren notwendige Steuerspannung haben (Die benötigte Spannung für die Rotations-Antriebe variierte abhängig von den vorgenommenen Einstellungen und betrug mindestens 5 V; der Motor darf nur mit maximal 10 V betrieben werden). Wir erkannten, dass es für eine leichtgängigere Bewegung der Zahnriemen-Antriebe besser ist, wenn der Riemen nicht zu stark zwischen den Riemenrädern eingespannt ist. Weiterhin mussten wir die Reibungsverluste der Rollen reduzieren, was wir mit Teflon-Unterlegscheiben erreichen konnten, die auf die Antriebswelle zwischen Rolle und Gleitlager platziert wurden. Probleme gab

## 6 Der Eich-Scanner

es auch mit den Gleitlagern, in denen die Achse eingebaut war. Nur durch ein leichtes Lockern der Lagerhalterungen von der Befestigung am Wagen konnte man einen relativ guten Antrieb verwirklichen. Ein ebenfalls wichtiger Punkt besteht darin, den optimalen Anpressdruck der Motoren an die Keramik zu finden, denn alleine hierdurch kann der zum Antrieb des Keramikrings notwendige Spannungswert wesentlich gesenkt werden.

Schließlich konnten wir nach vielen Versuchen alle Vertikal-Antriebe so einstellen, dass beide Fahrrichtungen ab jeweils 6 V realisiert werden konnten. Wichtig ist dabei, dass man hier die maximal möglichen 10 V Steuerspannung nicht voll ausschöpfen musste, um ein gewissen Puffer für die reale Situation im Vakuum zu haben. Im Vakuum ist der Motor nämlich nicht so leistungsfähig, da er sich dort schneller erhitzt. Das horizontale Bewegen des Schlittens funktionierte trotz des relativ großen Gewichts problemlos bei ca. 4,5 bis 5 V. Dies hing auch damit zusammen, dass der Schwerpunkt des Wagens durch die verhältnismäßig schweren  $\beta$ -Abschirmungen weit genug innen lag, so dass die V-Rollen gut auf ihren Schienen auflagen.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Für die ersten geplanten Messungen mit PERKEO III hatten wir die notwendigen Vorbereitungen getroffen, um in der verbleibenden Strahlzeit von Februar bis April 2007 die ersten Messungen der  $\beta$ -Asymmetrie durchführen zu können. So konnte man die Spulen testen und erste Abschätzungen für das Innenfeld treffen. Das Kollimationssystem wurde eingerichtet und das Strahlprofil gemessen, wobei wir am Ende des Zerfallsvolumens eine leichte Abweichung der Strahlmitte von der Achsenmitte haben. Zur Abschirmung des Kollimationssystems wird noch weitere Abschirmung benötigt, um die Detektoren zu schützen. Der Scanner konnte außerhalb des Vakuums in Betrieb genommen werden. Die letzten Tests verliefen zufriedenstellend, auch wenn es immer noch einige Probleme mit den Lagern bzw. den Achsen gibt.

# Literaturverzeichnis

- [Abe02] H.ABELE et al.: *Is the Unitarity of the Quark-Mixing CKM-Matrix violated in  $\beta$ -Decay?*, Phys. Rev. Lett. **88**, 21 (2002)
- [Abe06] H.ABELE et al.: *Characterisation of a ballistic supermirror neutron guide*, Nuclear Instruments and Methods A, **562** (2006)
- [Bae96] S.BAESSLER, Dissertation, Universität Heidelberg (1996)
- [Bre03] M.BREHM: *Verbesserung eines Neutronenexperiments zur Bestimmung des Quarkmischungsmatrixelements  $V_{ud}$* . Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2003)
- [Com96] E.D.COMMINS, *Weak Interactions of Leptons and Quarks*, Cambridge University Press, Cambridge, (1983)
- [Dub07] D.DUBBERS: Persönliche Mitteilung (2007)
- [Jac57] J.JACKSON et al., *Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay*. Phys. Rev., **106** (1957) 517-521
- [Kob73] M.KOBAYASHI et al.: Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652
- [Kap07] A.KAPLAN: *Preparing a weak magnetism measurement in free neutron decay with the new spectrometer PERKEO III*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2007)
- [Kre04] J.KREMPEL: *Optimierung und Durchführung einer  $\beta$ -Asymmetriemessung im Zerfall polarisierter Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2004)
- [Krz05] M.KREUZ et al.: *The crossed geometry of two super mirror polarizers- a new method for the beam polarization and polarization analysis.*, Nuclear Instruments and Methods A, **547** (2005) 583-591
- [Mae06] B.MÄRKISCH: *Das Spektrometer PERKEO III und der Zerfall des freien Neutrons*. Dissertation, Universität Heidelberg(2006)
- [Mae06a] B.MÄRKISCH: Persönliche Mitteilung (2006)
- [Mun06] D.MUND: *Messung der Betaasymmetrie A im Neutronenzerfall*. Dissertation, Universität Heidelberg (2006)
- [Nan00] Nanomotion Ltd., *A Novel Non-Magnetic Miniature Motor for Ultra High Vacuum Applications*, <http://www.nanomotion.com>

Literaturverzeichnis

- [Neu92] Neutron News, Vol.3, No.3, (1992) pp.29-37
- [NIST] NIST (National Institute of Standards and Technology) Center for Neutron Research, <http://www.ncnr.nist.gov>
- [PDG06] W.-M. YAO et al. (Particle Data Group), J. Phys. **G33**, 1 (2006); <http://pdg.lbl.gov>
- [Plo00] C.PLONKA: *Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000)
- [Pov01] B.POVH et al. *Teilchen und Kerne*, Springer, Heidelberg (2001)
- [Sch04] M.SCHUMANN: *Probing the Standard Model: Preparation of a new Electron Asymmetry Measurement in the Decay of Polarized Neutrons*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2004)
- [Sch07] M.SCHUMANN: Persönliche Mitteilung (2007)
- [Wil82] D.H.WILKINSON: *Analysis of neutron  $\beta$ -decay*. Nuclear Physics A, **337** (1982) 474-504
- [Wu57] C.S.WU et al., Physical Review **105**, 1413 (1957)

## *Literaturverzeichnis*

### **Erklärung:**

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

Heidelberg, den 02. März 2007