

**Inaugural-Dissertation**  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Naturwissenschaftlich-Mathematischen  
Gesamtfakultät  
der  
Ruprecht-Karls-Universität  
Heidelberg

vorgelegt von  
**Dipl.-Phys. Bastian Martin Märkisch**  
aus Ruit auf den Fildern

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Oktober 2006



Das Spektrometer PERKEO III  
und der  
Zerfall des freien Neutrons

Gutachter: Prof. Dr. Dirk Dubbers  
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon



## Zusammenfassung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den Zerfall des freien Neutrons durch nur drei Parameter. Dem gegenüber stehen eine Vielzahl experimenteller Beobachtungsgrößen, die es erlauben, durch Präzisionsmessungen das Standardmodell zu überprüfen. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Spektrometer PERKEO III zur Untersuchung des Neutronenzerfalls wird seinen Vorgänger PERKEO II ersetzen, dessen statistische und systematische Grenzen in den letzten Jahren erreicht wurden. Mit dem neuen Instrument sind Messungen mit einem kontinuierlichen oder gepulsten Neutronenstrahl möglich. Damit kann entweder die Statistik gegenüber dem Vorgänger um bis zu zwei Größenordnungen erhöht werden, oder aber die beiden größten, instrumentspezifischen systematischen Einflüsse vermieden werden.

Die nun zur Verfügung stehende Ereignisrate wird in einer ersten Messung mit PERKEO III im Winter 2006/2007 für eine Bestimmung des schwachen Magnetismus aus der Elektronen-Asymmetrie  $A$  genutzt werden. Diese Größe war bisher im Neutronenzerfall statistisch nicht zugänglich. Die Systematik dieses Experiments wird mit Hilfe unserer Messung mit PERKEO II analysiert. Für diese Messung wird PERKEO III am Leiter H113 des Instituts Laue-Langevin, Grenoble, installiert werden. Der Neutronenstrahl aus diesem Leiter wird charakterisiert und eine Parametrisierung der Strahleigenschaften ermöglicht eine schnelle Berechnung von Strahlprofilen und absoluten Ereignisraten.

Eine Bestimmung der Reflektionseigenschaften zweier unmagnetischer Neutronenspiegel dient der Vorbereitung eines zukünftigen Experiments zum Neutronenzerfall.

## Abstract

The Standard Model of particle physics describes neutron decay with three parameters. In contrast to that, a multitude of observables are accessible experimentally. With precision measurements sensitive tests of the Standard Model are thus possible. The neutron decay spectrometer PERKEO III was designed and built as part of this work. It will replace its predecessor PERKEO II, which has reached its systematical and statistical limits. With the new instrument measurements with continuous and pulsed neutron beams become feasible. This either provides an increase in statistics of up to two orders of magnitude, or eliminates the two major instrument specific sources of systematical corrections.

In our first measurement in winter 2006/2007, the available event rate will be used to determine weak magnetism from the electron asymmetry  $A$ . Previously, this value was not statistically accessible in neutron decay. Systematics are analyzed with the help of our measurement with PERKEO II. For this measurement PERKEO III will be installed at the neutron guide H113 at the Institute Laue-Langevin, Grenoble. The neutron beam from this guide is characterized and a model is given, which allows the rapid calculation of beam profiles and absolute event rates from such a beam.

In preparation of a future neutron decay instrument the reflective properties of two non-magnetic neutron mirrors were measured.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Messgrößen des Neutronen-Zerfalls</b>	<b>3</b>
2.1	Neutronen-Zerfall im Standardmodell . . . . .	3
2.2	Observable des Neutronenzerfalls . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Das Instrument PERKEO III</b>	<b>9</b>
3.1	Motivation und Konzept . . . . .	9
3.2	Magnetfeld . . . . .	10
3.2.1	Magnetischer Spiegeleffekt . . . . .	11
3.2.2	Einfluss des Spiegeleffekts auf Asymmetrien . . . . .	12
3.2.3	Lokale Minima . . . . .	15
3.2.4	Winkelverteilung am Ort des Detektors . . . . .	15
3.2.5	Wahl der Feldstärke . . . . .	17
3.2.6	Feldverlauf . . . . .	21
3.3	Optimierung der Größe des Spektrometers . . . . .	23
3.3.1	Kontinuierlicher Neutronenstrahl . . . . .	23
3.3.2	Gepulster Neutronenstrahl . . . . .	26
3.4	Technische Realisierung . . . . .	33
3.4.1	Eckdaten des neuen Spektrometers . . . . .	33
3.4.2	Magnetfeld . . . . .	35
3.4.3	Vakuumgefäße . . . . .	37
3.5	Zukünftige Messungen mit PERKEO III . . . . .	39
3.5.1	Elektronen-Asymmetrie $A$ . . . . .	40
3.5.2	Schwacher Magnetismus $\kappa$ . . . . .	41
3.5.3	Protonen-Asymmetrie $C$ . . . . .	42
3.5.4	Fierz-Interferenz Term $b$ . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Messung des schwachen Magnetismus im Neutronenzerfall</b>	<b>43</b>
4.1	Methode . . . . .	43
4.1.1	Schwacher Magnetismus in der $\beta$ -Asymmetrie $A$ . . . . .	44
4.1.2	Bestimmung aus Differenzmessung . . . . .	45
4.2	Statistische Sensitivität . . . . .	45
4.3	Systematische Effekte . . . . .	46
4.3.1	Randeffekt . . . . .	47
4.3.2	Detektorfunktion . . . . .	49
4.3.3	Magnetischer Spiegeleffekt . . . . .	51
4.3.4	Elektron-Rückstreuung . . . . .	51

4.3.5	Zufällige Koinzidenzen . . . . .	54
4.3.6	Untergrund . . . . .	54
4.3.7	Einfluss des Parameters $\lambda$ . . . . .	56
4.4	Messung mit PERKEO II . . . . .	57
4.4.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	57
4.4.2	Analyse . . . . .	59
4.4.3	Ergebnis . . . . .	62
4.5	Messung mit PERKEO III . . . . .	63
4.5.1	Elektron-Detektor . . . . .	63
4.5.2	Strahlgang . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Charakterisierung des Strahlprofils am Leiter H113 des ILL</b>	<b>75</b>
5.1	Der Leiter H113 . . . . .	75
5.2	Definitionen . . . . .	76
5.3	Experimenteller Aufbau . . . . .	77
5.4	Detektor . . . . .	79
5.5	Ergebnisse . . . . .	81
5.6	Parametrisierung . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Unmagnetische Neutronen-Spiegel</b>	<b>87</b>
6.1	Neutronen-Spiegel . . . . .	87
6.2	Vermessung von Testspiegeln . . . . .	87
6.2.1	Spin-abhängige Reflektion . . . . .	88
6.2.2	Depolarisation . . . . .	93
6.2.3	Polarisator . . . . .	95
6.2.4	Ergebnisse . . . . .	96
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>99</b>

# 1 Einleitung

Im Standardmodell der Teilchenphysik wird der Zerfall des freien Neutrons durch nur drei Parameter beschrieben. Dies sind neben dem Element  $V_{ud}$  der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix das Verhältnis der Axial-Vektor- und Vektor-Kopplungskonstanten  $\lambda$  und ihre relative Phase  $\phi$ :

$$\lambda = |g_A/g_V|e^{i\phi}.$$

Dem gegenüber stehen eine große Anzahl von experimentell zugänglichen Größen, vor allem Korrelationskoeffizienten zwischen dem Neutron und seinen Zerfallsteilchen, so dass die Parameter des Standardmodells überbestimmt sind. Präzisionsmessungen an diesem System erlauben daher empfindliche Überprüfungen des Standardmodells und seiner Voraussagen. Messungen an Neutronen niedriger Energie sind dabei in weiten Teilen systematisch komplementär zur Hochenergiephysik, untersuchen aber oft ähnliche Fragestellungen, wie z. B. die Unitarität der CKM-Matrix, die Existenz von rechtshändigen Strömen, skalare und tensorielle Beiträge zur schwachen Wechselwirkung, Zeitinvarianz- oder Paritätsverletzung.

In Rahmen dieser Arbeit wurde das Spektrometer PERKEO III zur Untersuchung des Neutronenzerfalls entwickelt und gebaut. Es ersetzt seinen Vorgänger PERKEO II, dessen systematische und statistische Grenzen in insgesamt fünf Messperioden ( $\beta$ -Asymmetrie  $A$  (1995, 1999, 2004), Neutrino-Asymmetrie  $B$  und Proton-Asymmetrie  $C$  (2001, 2004)) immer weiter verbessert und letztendlich erreicht wurden. Das neue Instrument teilt das Funktionsprinzip mit den Instrumenten PERKEO I und PERKEO II, verbessert jedoch sowohl die systematische, als auch statistische Genauigkeit.

Mit dem neuen Instrument sind Messungen mit kontinuierlichem und gepulstem Neutronenstrahl möglich. Mit einem gepulsten Strahl kann die Systematik im Vergleich zum Vorgängerexperiment PERKEO II bei gleichbleibender Statistik verbessert werden. Die beiden größten, instrumentspezifischen systematischen Korrekturen, strahlbehafteter Untergrund und der so genannte Randeffect, können vermieden werden. Mit einem kontinuierlichen Strahl steht dagegen eine Ereignisrate von bis zu 100 kHz zur Verfügung, um bisher statistisch nicht zugängliche Messgrößen, wie z. B. den schwachen Magnetismus, im Zerfall freier Neutronen zu bestimmen. Dabei ist die systematische Genauigkeit vergleichbar mit dem Vorgänger PERKEO II.

Kapitel 2 gibt eine kurze Einführung in die Theorie des Neutronenzerfalls und dessen Messgrößen. In Kapitel 3 werden dann die Planungen und die Realisierung des Instruments PERKEO III dargelegt. Seine Eigenschaften werden diskutiert und auf zukünftige Messungen mit dem neuen Instrument eingegangen. Als erste Messung ist eine Bestimmung des schwachen Magnetismus aus der Elektronen-Asymmetrie  $A$  geplant. In Kapitel 4 werden unsere ersten Messungen zu dieser Thematik mit dem Vorgänger-Experiment PERKEO II beschrieben, die der Untersuchung der Systema-

tik dieses Experiments dienen. Anschließend werden weitere Vorbereitungen für die erste Messung mit PERKEO III dargelegt.

Als Vorbereitung dieser Strahlzeit wurde der Neutronenstrahl am Leiter H113 des Instituts Laue-Langevin (ILL), Grenoble, charakterisiert. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Kapitel 5 beschrieben. In Kapitel 6 wird die Messung der Reflektionseigenschaften von unmagnetischen Neutronenspiegeln, die als Basis für ein zukünftiges Experiment zum Neutronenzerfall dienen sollen, beschrieben.

## 2 Messgrößen des Neutronen-Zerfalls

### 2.1 Neutronen-Zerfall im Standardmodell

Der Zerfall freier Neutronen wird im Standardmodell durch die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben, die auf Arbeiten von Glashow, Weinberg und Salam zurück geht [Gla61, Wei67, Sal68].

Diese Eichtheorie basiert auf der Eichgruppe  $SU(2) \times U(1)$  mit den Eichbosonen  $W_\mu^i, i = 1, 2, 3$  and  $B_\mu$  und den Kopplungskonstanten  $g, g'$ . Im Minimalmodell gibt es drei Fermionen-Familien. Die linkshändigen Fermionen transformieren als Doublets in  $SU(2)$

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i^- \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} u_i \\ d_i' \end{pmatrix},$$

während rechtshändige Felder  $SU(2)$  Singulets sind. Die Einträge  $d_i'$  folgen aus einer Mischung

$$d_i' = \sum_j V_{ij} d_j$$

mit Hilfe der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Mischungsmatrix  $V$ . Nach spontaner Symmetriebrechung ist die Lagrangedichte für die Fermion-Felder durch

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (T^+ W_\mu^+ T^- W_\mu^-) \psi_i \\ & - e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu \\ & - \frac{g}{2 \cos \Theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma_5) \psi_i Z_\mu \end{aligned} \quad (2.1)$$

gegeben [Yao06].

Der erste Term in Gleichung (2.1) beschreibt dabei die geladenen schwachen Ströme mit den schwachen Isospin Auf- und Absteigeoperatoren  $T^+$  und  $T^-$  und den geladenen Bosonen-Feldern

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 \mp W^2).$$

Die elektromagnetischen Beitrag wird durch den zweiten Term beschrieben, wobei  $e = g \sin \Theta_W$  die Ladung des Positrons bezeichnet und

$$A = B \cos \Theta_W + W^3 \sin \Theta_W$$

das Photonen-Feld.  $\Theta_W = \arctan(g'/g)$  wird als *schwacher Winkel* bezeichnet.

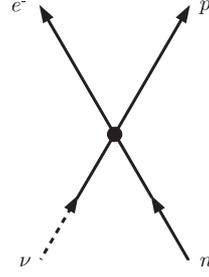
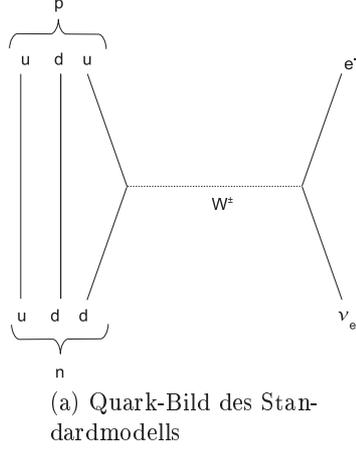


Abbildung 2.1: Feynman-Graph des Neutronenzerfalls

Im dritten Term werden die ungeladenen schwachen Ströme berücksichtigt. Dabei bezeichnet

$$Z = -B \sin \Theta_W + W^3 \cos \Theta_W$$

das neutrale Bosonen-Feld und  $g_V$  und  $g_A$  die Vektor- und Axial-Vektor-Kopplungskonstanten.

Im Quarkmodell wird der  $\beta$ -Zerfall des Neutrons durch den Feynman-Graph in Abbildung 2.1a beschrieben, es sind also nur geladene schwache Ströme relevant. Der Impulsübertrag  $q$  ist dabei klein im Vergleich zur Masse  $M_W$  der  $W$ -Bosonen. Die Wechselwirkung kann daher durch eine effektive Vier-Fermion-Wechselwirkung beschrieben werden (vgl. Abbildung 2.1b). Die leptonenischen  $J_\mu^l$  und hadronischen Ströme  $J_\mu^h$  werden dann auf der Ebene der Quarks beschrieben durch:

$$\begin{aligned} J_\mu^h &= \bar{\psi}_u \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_d \\ J_\mu^l &= \bar{\psi}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu. \end{aligned}$$

Auf Ebene der Nukleonen lässt sich dies schreiben als

$$J_\mu^h = V_\mu^h - A_\mu^h.$$

Dabei bezeichnen  $V_\mu$  und  $A_\mu$  den schwachen hadronischen Vektor- bzw. Axial-Vektorstrom:

$$V_\mu = i\bar{\psi}_p \left( f_1(q^2) \gamma_\mu + \frac{f_2(q^2)}{m_p} \sigma_{\mu\nu} q^\nu + i f_3(q^2) q_\mu \right) \psi_n \quad (2.2)$$

$$A_\mu = i\bar{\psi}_p \left( g_1(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 + \frac{g_2(q^2)}{m_p} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \gamma_5 + i g_3(q^2) q_\mu \gamma_5 \right) \psi_n, \quad (2.3)$$

mit dem Impulsübertrag  $q$ . Gleiches gilt analog für die leptonenischen Ströme. Die Terme in  $f_1$ ,  $f_2$  und  $f_3$  berücksichtigen die Beiträge der Vektor-, Tensor- und induzierte

Skalar-Kopplung, die Terme in  $g_1$ ,  $g_2$  und  $g_3$  die Axial-, induzierte Tensor- und induzierte Pseudoskalar-Kopplungen.  $f_2$  wird auch als *schwacher Magnetismus* und  $g_2$  als *schwache Elektrizität* bezeichnet. Für das Limit  $q^2 \rightarrow 0$  sind die Bezeichnungen  $g_A = f_1(0)$  und  $g_V = g_1(0)$  gebräuchlich [Yao06].

Die Terme in  $f_3$  und  $g_2$  sind dabei Ströme *zweiter Klasse* und verschwinden im Standardmodell [Cab03]. Bisher gibt es auch keine experimentellen Hinweise für deren Existenz [Har06]. Die Hypothese der Erhaltung des schwachen Vektorstroms (CVC) [Fey58] impliziert, dass die schwache Vektorkopplungskonstante nicht renormalisiert wird, also  $f_1(0) = 1$  gilt. Als weitere wichtige Folge ist der schwache Magnetismus Formfaktor  $f_2(0)$  mit den magnetischen Momenten verbunden [Cab03]:

$$\kappa = \frac{f_2}{f_1} = \frac{m_n \mu_p^a - \mu_n^a}{2m_p} = 1.855. \quad (2.4)$$

Die Übergangsmatrix  $T_{fi}$  der Vier-Fermion-Wechselwirkung ist für kleine Impulsüberträge  $q$  gegeben durch

$$T_{fi} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} J_\mu^h J_\mu^l,$$

mit der Fermi-Konstanten  $G_F/\sqrt{2} = g^2/(8M_W^2)$  und dem Element  $V_{ud}$  der CKM Quark-Mischungsmatrix.

## 2.2 Observable des Neutronenzerfalls

Die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit des Neutronenzerfalls wird für polarisierte Neutronen in allgemeiner Form, ohne Analyse der Spins der auslaufenden Teilchen, beschrieben durch [Jac57] :

$$d\omega = F(E_e) \left( 1 + a \frac{\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} + \langle \sigma_n \rangle \left( A \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} + B \frac{\mathbf{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right) \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet  $\langle \sigma_n \rangle$  den (festen) Neutronenspin,  $p_e$  und  $p_\nu$  die Impulse von Elektron und Neutrino und  $E_e, E_\nu$  ihre Energien.  $F(E_e)$  bezeichnet das Energiespektrum der Elektronen, wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Mit der Maximalenergie des Elektrons aus dem Neutronenzerfall  $E_{0,e} = 1.292 \text{ MeV}$  gilt:

$$F(E) \propto p_e E_e (E_0 - E_e)^2.$$

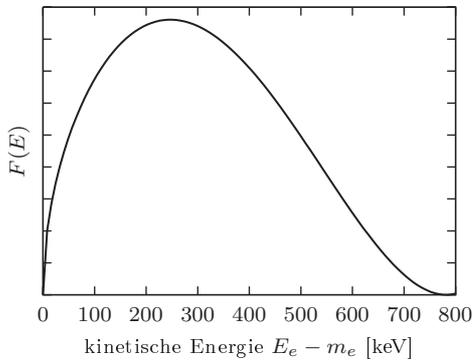


Abbildung 2.2: Phasenraumfaktor  $F(E)$  des Elektrons im Neutronenzerfall

$A = -0.1173 \pm 0.0013$	$B = 0.981 \pm 0.004$
$C = -0.238 \pm 0.011$	$D = -0.0004 \pm 0.0006$
$a = -0.103 \pm 0.004$	

Tabelle 2.1: Aktuelle Weltmittelwerte der Korrelationsgrößen im Neutronenzerfall [Yao06], bzw.  $C$  aus [Abe05]

Durch die Gleichung (2.5) werden eine Reihe von Korrelationskoeffizienten definiert. Der Koeffizient  $A$  der  $\beta$ -Asymmetrie und der Koeffizient  $B$  der Neutrino-Asymmetrie verletzen die Parität  $P$ , während ein Tripel-Koeffizient  $D \neq 0$  die Zeitumkehrinvarianz  $T$  verletzen würde. Der Parameter  $b$  wird als *Fierz*-Interferenz bezeichnet und verschwindet im Standardmodell.

Setzt man eine  $V - A$  Struktur des Standardmodells, wie oben beschrieben, voraus, sind alle diese Parameter durch das Verhältnis der Axial- zur Vektorkopplung

$$\lambda = \frac{g_A}{g_V} = \frac{f_1}{g_1} \quad (2.6)$$

bestimmt und es gilt:

$$\begin{aligned} a &= \frac{1-|\lambda|^2}{1+3|\lambda|^2}, & A &= -2\frac{|\lambda|^2+\Re(\lambda)}{1+3|\lambda|^2}, \\ B &= 2\frac{|\lambda|^2-\Re(\lambda)}{1+3|\lambda|^2}, & D &= 2\frac{\Im(\lambda)}{1+3|\lambda|^2}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Tabelle 2.2 gibt eine Übersicht über aktuelle Experimente, die diese Parameter gemessen haben, oder sich in Planung befinden. Die Koeffizienten  $N$  und  $R$  sind dabei Tripel-Koeffizienten, die aus einer zusätzlichen Analyse der auslaufenden Spins folgen. Der Koeffizient  $C$  bezeichnet die Protonen-Asymmetrie, die kinematisch an die Elektron-Asymmetrie  $A$  und die Neutrino-Asymmetrie  $B$  gekoppelt ist. Die aktuellen Weltmittelwerte dieser Koeffizienten sind in Tabelle 2.1 zu finden.

Das Element  $V_{ud}$  der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Quark-Mischungsmatrix ist mit der Lebensdauer  $\tau_n$  der Neutronen über

$$\tau_n^{-1} = \frac{G_F^2 m_e^5}{2\pi^3} |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) f^R (1 + \Delta_R) \quad (2.8)$$

verbunden. Dabei enthalten die Terme  $f^R$  und  $\Delta_R$  den Phasenraum und Strahlungskorrekturen.  $|V_{ud}|$  kann somit aus einer Kombination der Lebensdauer  $\tau_n$  und einer Messung von  $\lambda$  bestimmt werden. Der genauesten Wert von  $\lambda$  aus dem Neutronenzerfall stammt dabei bisher aus Messungen der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$ .

### Elektronen-Asymmetrie $A$ und schwacher Magnetismus

Die Winkelverteilung  $w(\theta)$  der Emissionsrichtung der Elektronen bezüglich des Neutronenspins ist durch

$$w(\theta) = 1 + \beta A \cos \theta \quad (2.9)$$

mit  $\beta = v/c$ , gegeben [Wil82]. In den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten zur Messung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  mit den Instrumenten PERKEO II und III wird

Zerfallsgröße	Experiment/Gruppe	Ort
a		Sussex, UK [Byr02b]
a	aCORN	LENS, NIST [Wie05a]
a, b	NAB Kollaboration	SNS, Oak Ridge, USA [Ala05]
a, C	aSPECT	Mainz/München [Bae05]
a,b,B,A	abBA Kollaboration	SNS, Oak Ridge, USA [Wil05]
A,B,C, $\kappa$	PERKEO II, PERKEO III	Heidelberg [Abe02, Kre05b, Abe05, Mun06a]
A	UCNA Kollaboration	LANSCE, Los Alamos, USA [You00]
A, B		PNPI, St. Petersburg, Russland [Ser05]
A, B		[Mos01]
B		PNPI, [Ser98]
C		NIST, Gaithersburg, USA [Dew03]
C	PANDA	SNS, Oak Ridge, USA [Chu06]
D	Trine	München [Sol04]
D	emiT	NIST, Gaithersburg, USA [Lis00]
N, R	nTRV	PSI, Brugg, Schweiz [Bod05]

Tabelle 2.2: Aktuelle und geplante Experimente zu Korrelationsgrößen des Neutronenzerfalls

nur das Elektron nachgewiesen und beide Instrumente messen mit Hilfe von zwei  $2\pi$  Detektoren integriert über den Emissionswinkel der Elektronen. Die Ereignisrate für die Emission der Elektronen parallel zum Neutronenspin ist dann als Funktion der Energie der Elektronen durch

$$N^\uparrow(E) \propto F(E) \int_0^{\pi/2} w(\theta) \sin \theta \, d\theta = F(E) \left( 1 + \frac{1}{2} A\beta \right) \quad (2.10)$$

gegeben. Die Ereignisrate für die entgegengesetzte Spin-Richtung  $N^\downarrow$  erhält man analog durch Integration über den anderen Halbraum  $\pi/2 < \theta < \pi$ . Aus diesen beiden Raten wird schließlich die so genannte experimentelle Asymmetrie  $A_{\text{exp}}$  gebildet:

$$A_{\text{exp}}(E) = \frac{N^\uparrow(E) - N^\downarrow(E)}{N^\uparrow(E) + N^\downarrow(E)} = \frac{1}{2} A\beta. \quad (2.11)$$

Diese kann sowohl direkt durch Vergleich der beiden Detektoren, als auch durch beide Detektoren einzeln durch Drehen des Neutronenspins gemessen werden.

Die Gleichung für die  $\beta$ -Asymmetrie aus (2.7) vernachlässigt die Einflüsse des Protonen-Rückstoß, des schwachen Magnetismus und der  $g_V g_A$  Interferenzen. Diese werden nach [Wil82] mit einer energieabhängigen Korrektur berücksichtigt:

$$A(E) = A_0 \left( 1 + A_{\mu M} \left( A_1 \frac{E_0 + m_e}{m_e} + A_2 \frac{E + m_e}{m_e} + A_3 \frac{m_e}{E + m_e} \right) \right), \quad (2.12)$$

wobei die  $\beta$ -Asymmetrie aus Gleichung (2.7) mit  $A_0$  bezeichnet wird und  $A_1, A_2, A_3$

und  $A_{\mu M}$  durch

$$\begin{aligned} A_{\mu M} &= \frac{-\lambda + 2\kappa + 1}{-\lambda(1 + \lambda)(1 + 3\lambda^2)} \frac{m_e}{m_n} = -1.63 \cdot 10^{-3}, \\ A_1 &= \lambda^2 - \frac{2}{3}\lambda - \frac{1}{3} = 2.12, \\ A_2 &= \lambda^3 - 3\lambda^2 + \frac{5}{3}\lambda + \frac{1}{3} = -8.66, \\ A_3 &= 2\lambda^2(1 + \lambda) = -0.869. \end{aligned} \tag{2.13}$$

gegeben sind. Die numerischen Werte wurden dabei mit Hilfe des Weltmittelwertes  $\lambda = 1.2695(29)$  [Yao06] und der Beziehung (2.4) gewonnen. Der schwache Magnetismus  $\kappa$  geht nur in die Größe  $A_{\mu M}$  ein. Diese Abhängigkeit wird in Kapitel 4 genutzt, um den schwachen Magnetismus aus einer Messung  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  zu bestimmen.

# 3 Das Instrument PERKEO III

Seit vielen Jahren werden mit den PERKEO Instrumenten sehr erfolgreiche Messungen des Zerfalls freier Neutronen durchgeführt [Bop86, Las88, Abe02, Abe05, Mun06a]. Das neue Spektrometer PERKEO III, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und gebaut wurde, soll diese Messungen in Zukunft mit verbesserter Präzision fortführen und neue physikalische Größen experimentell zugänglich machen.

In diesem Kapitel werden die Ziele der Entwicklung und Überlegungen zum Bau des Spektrometers beschrieben. Die daraus resultierenden Eigenschaften des Instruments und die technische Realisierung werden dargestellt und die zugänglichen Messgrößen im Zerfall freier Neutronen diskutiert.

## 3.1 Motivation und Konzept

An modernen Reaktorquellen wie dem Institut-Laue-Langevin (ILL) in Grenoble oder dem Forschungsreaktor München II (FRM II) stehen heute kalte Neutronenstrahlen mit einer Capture-Intensität<sup>1</sup> von  $I_c \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$  zur Verfügung. Diese werden durch Moderation heißer Neutronen aus der Spaltung von Uran gewonnen. Die Temperatur des Moderators beträgt dabei typisch etwa 40 K. Die theoretische Zerfallsrate  $r$  beträgt in diesen Strahlen pro betrachteter Länge  $l$  des Zerfallsvolumens (siehe Abschnitt 3.3.1):

$$\frac{r}{l} = \frac{I_c}{v_0 \tau_n} \approx \frac{2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}}{2200 \text{ m s}^{-1} \cdot 887 \text{ s}} \approx 1 \frac{\text{MHz}}{\text{m}},$$

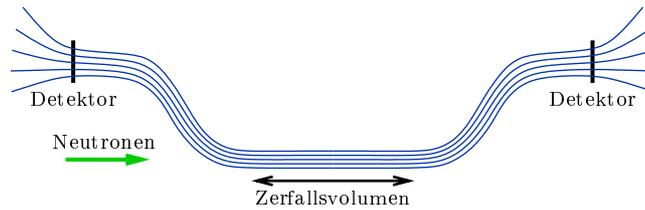
dabei ist  $\tau_n$  die Lebensdauer der Neutronen und  $v_0$  die Normierungsgeschwindigkeit für Capture-Größen. Bisherige Instrumente zur Bestimmung von Korrelationskoeffizienten können hiervon aufgrund ihrer Größe nur einen sehr kleinen Bruchteil nutzen. So beträgt z. B. die maximale Ereignisrate bei Verwendung eines unpolarisierten Neutronenstrahls beim Vorgängerexperiment PERKEO II ca. 3 kHz. Dies führt dazu, dass die neuesten Messungen zur Elektronen-Asymmetrie  $A$  statistisch limitiert sind [Mun06a].

Um die Statistik um bis zu zwei Größenordnungen zu steigern, wird das Volumen, in dem Neutronzerfälle beobachtet werden, durch das neue Instrument wesentlich vergrößert. Sowohl der genutzte Querschnitt, die Länge des so genannten Zerfallsvolumens und auch die Winkelakzeptanz für den divergenten Neutronenstrahl werden erhöht.

---

<sup>1</sup>Mit *capture* bezeichnete Größen sind über das Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen mit  $1/v$  skaliert und integriert.

Erreicht wird dies durch ein *longitudinales Magnetfeld*. An dessen Enden ist das Feld gekrümmt, um die geladenen Zerfallsprodukte von den Neutronen zu trennen:



Die enorme Steigerung der verfügbaren Statistik kann in mehrfacher Hinsicht genutzt werden: Zum einen rücken hiermit neue Messgrößen in den Bereich der Messbarkeit. So ist als erste Messung auch eine erstmalige Bestimmung des schwachen Magnetismus Formfaktors  $f_2$  aus dem Neutronenzerfall geplant. Vorbereitungen hierfür werden als Teil dieser Arbeit in Kapitel 4 beschrieben. Zum anderen kann die erhöhte Statistik auch zur weiteren Verbesserung der Systematik, z. B. bei der Messung der Elektronen-Asymmetrie  $A$ , genutzt werden. Erreicht wird dies durch die Verwendung eines gepulsten Neutronenstrahls bei gleichzeitiger Reduzierung der Wellenlängenverteilung. Die Vorteile dieses Verfahrens werden in Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

Das neue Instrument PERKEO III basiert auf der gleichen prinzipiellen Funktionsweise wie seine Vorgänger PERKEO I und PERKEO II, die in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Ein polarisierter Strahl kalter Neutronen durchquert ein zu den Detektoren hin abfallendes, aber im Bereich der Neutronen homogenes, starkes magnetisches Feld. Dieses leitet die im Zerfall der Neutronen entstehenden Elektronen und Protonen aus dem Neutronenstrahl heraus zu den beiden Detektoren. Das Magnetfeld stellt dabei ebenfalls sicher, dass aus den Detektoren rückgestreute Elektronen – eine bedeutende Quelle systematischer Störungen – zu dem jeweils anderen Detektor geleitet werden und somit keine Energieinformation verloren geht. Der Raumwinkel der Detektion beträgt durch das Magnetfeld  $2 \times 2\pi$ , Raumwinkelkorrekturen sind dabei nicht notwendig.

Die in Kapitel 2 beschriebenen Korrelationsgrößen des Neutronenzerfalls werden für beide Halbräume integral über den Emissionswinkel zum Magnetfeld gemessen. Elektronen werden dafür energieaufgelöst nachgewiesen, während Protonen bisher aufgrund ihrer geringen Energie nur als Ereignis detektiert werden konnten.

## 3.2 Magnetfeld

Das Magnetfeld stellt das zentrale Element des Spektrometers dar und erfüllt vielfältige Aufgaben:

- Es leitet die Elektronen und Protonen aus dem Zerfall der Neutronen zu den Detektoren und definiert somit die beiden Halbräume der Detektion. Asymmetrien werden daher als integrale Größe über den Emissionswinkel  $\theta$  zum Magnetfeld gemessen.

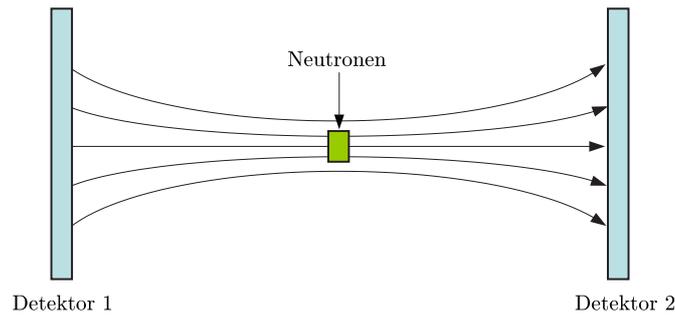


Abbildung 3.1: Schema der PERKEO Instrumente: ein abfallendes Magnetfeld führt die Zerfallsprodukte – Elektronen und Protonen – zu den Detektoren und definiert somit die beiden Halbräume

- Das zu den Detektoren hin abfallende Magnetfeld verändert über den inversen magnetischen Spiegeleffekt, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird, die Winkelverteilung der geladenen Zerfallsprodukte derart, dass ein streifender Einfall auf den Detektoren vermieden wird. Dies reduziert die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung aus den Detektoren erheblich (siehe Abschnitt 3.2.4).
- Ein Teil der rückgestreuten Elektronen wird durch den magnetischen Spiegeleffekt sogleich wieder am ansteigenden Feld zwischen Detektor und zentralem Bereich reflektiert.
- Werden dennoch Teilchen aus einem Detektor zurück gestreut, leitet das Feld diese zum zweiten Detektor. Aufgrund der Flugzeitinformation kann der richtige Halbraum zugeordnet werden. Durch Summation der beiden Detektoren wird die gesamte Energie des Teilchens nachgewiesen (siehe Kapitel 4.3.4).
- Im Bereich des Neutronenstrahls ist das Feld weitgehend homogen, um den magnetischen Spiegeleffekt zu vermeiden. Eine leichte Krümmung des Feldes erlaubt jedoch eine sichere Extraktion von Teilchen, die unter großen Winkeln zum Magnetfeld gyrieren. Dabei bleibt die Information über den Halbraum der Emission erhalten.

Bei der Konzeption und Optimierung des magnetischen Feldes spielt der (inverse) magnetische Spiegeleffekt eine große Rolle und wird daher im nächsten Abschnitt beschrieben.

### 3.2.1 Magnetischer Spiegeleffekt

Ändert sich das magnetische Feld  $\mathbf{B}(\mathbf{x})$  entlang der Flugbahn eines geladenen Teilchens nur langsam, so ist der von der Gyration mit Radius  $r$  umschlossene magnetische Fluss  $\Phi \propto Br^2$  eine adiabatische Invariante.

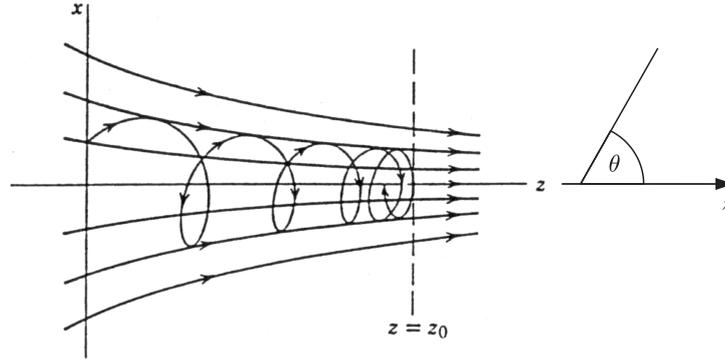


Abbildung 3.2: Magnetischer Spiegeleffekt: gyriert ein geladenes Teilchen in einem ansteigenden inhomogenen Magnetfeld, so wird es über einem kritischen Winkel  $\theta_{\text{krit}}$  an diesem reflektiert. [Jac02]

Steigt das Feld  $B$  an, so verkleinert sich der Gyrationradius entsprechend. Das inhomogene Feld verursacht eine Beschleunigung entgegen der Bewegung des Gyrationenzentrums. Über einem kritischen Winkel zum Magnetfeld von

$$\sin \theta_{\text{krit}} = \sqrt{\frac{B_0}{B_{\text{max}}}} \quad (3.1)$$

wird das Teilchen am Magnetfeld reflektiert. Die Bewegungsrichtung des Führungszentrums wechselt ihr Vorzeichen (siehe Abbildung 3.2).

Fällt das magnetische Feld  $B$  hingegen ab, so vergrößert sich der Gyrationradius. Effektiv wird hiermit Energie aus der Transversal- in die Longitudinalbewegung überführt, die Ganghöhe der Gyration wird vergrößert, der Winkel der Flugrichtung der Teilchen zum Magnetfeld also verkleinert. Im Folgenden wird dieser Prozess als *inverser magnetischer Spiegeleffekt* bezeichnet.

### 3.2.2 Einfluss des Spiegeleffekts auf Asymmetrien

Bei einer Asymmetriemessung führt der magnetische Spiegeleffekt durch die Reflektion von Teilchen am Magnetfeld zu einer Zuordnung zum falschen Halbraum und somit zu einer Verfälschung der Asymmetrie.

Im Falle von PERKEO besitzt das Magnetfeld im Zentrum ein Maximum. Zerfallen Neutronen außerhalb dieses Maximums, so ist für diese die Trennung der Halbräume gestört. Sie erfolgt nicht mehr bei einem Winkel  $\theta = \frac{\pi}{2}$  gegen das Magnetfeld, sondern bei  $\theta = \theta_{\text{krit}}$ . Zerfallen die Neutronen zwischen Detektor und Magnetfeldmaximum wird der Raumwinkel für die Detektion vergrößert, befindet sich das Maximum hingegen zwischen Detektor und den zerfallenden Neutronen, so wird der Raumwinkel verringert.

Dies kann beispielsweise beträchtliche Auswirkungen auf die gemessene  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  haben. Der magnetische Spiegeleffekt führt zu einer Verschiebung der Grenzen der Winkelintegration über den Emissionswinkel  $\theta$  der Elektronen. Für eine punktförmige Quelle, wie sie in Abbildung 3.3 dargestellt ist, erhält man für die experimentelle

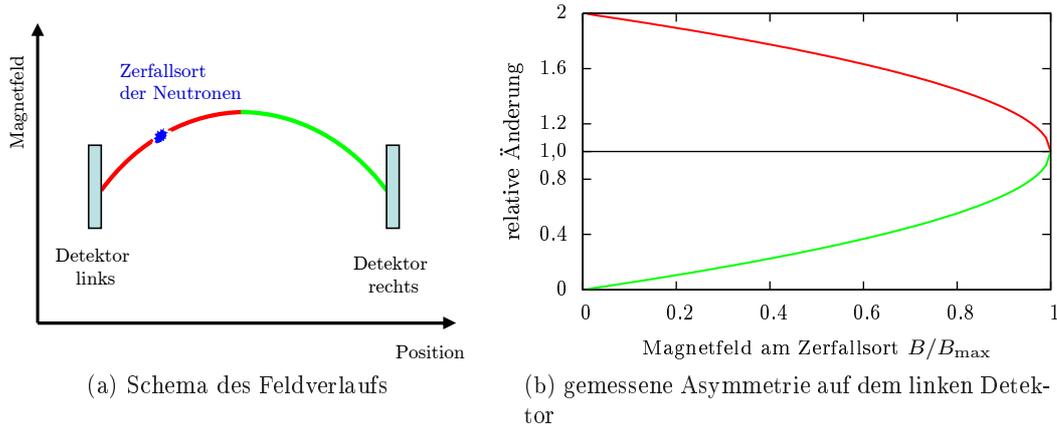


Abbildung 3.3: Einfluss des Magnetfeldes auf die gemessene  $\beta$ -Asymmetrie  $A_{\text{exp}}$  von Neutronen, die im Feld  $B$  zerfallen. Die beiden Kurven gelten für Zerfälle links (rot), bzw. rechts (grün) vom Maximum  $B_{\text{max}}$ . Bei Mittelung über einen ausgedehnten Neutronenstrahl wird dieser Effekt deutlich schwächer.

$\beta$ -Asymmetrie (vgl. Kapitel 2.2):

$$A_{\text{exp}}(E) = \frac{N_1(E) - N_2(E)}{N_1(E) + N_2(E)} \quad \text{mit}$$

$$N_i(E) = \int_0^{\theta_{\text{max}}(B)} 2\pi \sin \theta (1 + (-1)^i \frac{v}{c} A \cos \theta) d\theta, \quad i = 1, 2. \quad (3.2)$$

Dabei ist der Grenzwinkel im linken Bereich (rot) durch  $\theta_{\text{max}}(B) = \pi - \theta_{\text{krit}}(B)$  und im rechten Bereich (grün) durch  $\theta_{\text{max}}(B) = \theta_{\text{krit}}(B)$  gegeben. Bereits kleine Feldänderungen führen zu starken Änderungen in der gemessenen Asymmetrie. Nur bei einem exakt homogenen Feld entspricht der gemessene Wert  $A_{\text{exp}}$  dem tatsächlichen Wert  $A$ .

Ist die Neutronenverteilung  $\rho(\mathbf{x})$  jedoch nicht punktförmig, sondern ausgedehnt und näherungsweise symmetrisch zum Maximum des Magnetfeldes, so ergibt eine detaillierte Analyse einen deutlich weniger kritischen Zusammenhang [Rav95]:

$$A_{\text{exp}}(E) = \beta A \frac{M}{1+k} \quad \text{mit}$$

$$M = \frac{1}{N} \int \rho(\mathbf{x}) \sin^2 \theta_{\text{krit}}(B(\mathbf{x})) d^3x, \quad N = \int \rho(\mathbf{x}) d^3x, \quad (3.3)$$

$$k = \frac{1}{N} \left( \int_{\text{links}} \rho(\mathbf{x}) \cos \theta_{\text{krit}}(B(\mathbf{x})) d^3x - \int_{\text{rechts}} \rho(\mathbf{x}) \cos \theta_{\text{krit}}(B(\mathbf{x})) d^3x \right).$$

Dabei beschreibt der Parameter  $M$  die Krümmung des magnetischen Feldes, während der Parameter  $k$  auf die Asymmetrie der Verteilung der Neutronen zurückzuführen ist. Dieser Zusammenhang gilt auch für den Fall einer zeitabhängigen Neutronenverteilung  $\rho(\mathbf{x}, t)$ .

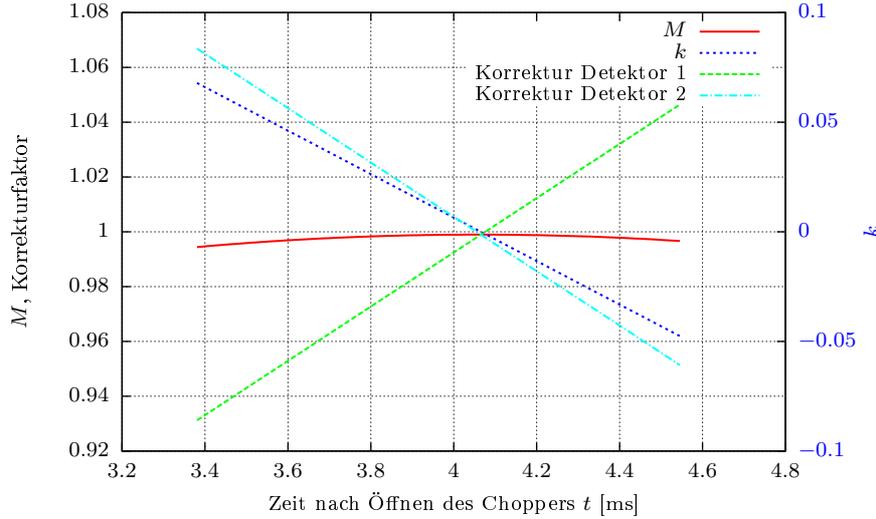


Abbildung 3.4: Zeitlicher Verlauf der Korrektur auf die  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  durch die Krümmung des Magnetfeldes, die gemittelte Gesamtkorrektur beträgt  $3.9 \cdot 10^{-3}$ . (Rechnung ohne Einfluss der Chopperöffnungsfunktion und transversaler Inhomogenitäten im Magnetfeld für das Kollimationssystem der in Kapitel 4 beschriebenen Messung und einen Feldabfall zum Rand des Zerfallsvolumens um 2%; Details vgl. Text)

Um den Parameter  $M$  klein zu halten, muss das Feld im Bereich des Neutronenzerfalls also möglichst homogen sein. Um jedoch Teilchen, die unter exakt  $90^\circ$  zum magnetischen Feld gyrieren, nicht im Feld zu speichern fällt das Feld von PERKEO zum Rand des Zerfallsvolumens leicht ab.

Die Gleichungen (3.3) sind in dieser Form auch für PERKEO III gültig. Der schwache Magnetismus selbst ist nicht empfindlich auf den Spiegeeffekt. Eine Abschätzung des Spiegeeffekts für die Messung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  mit einem kontinuierlichen Neutronenstrahl findet sich in Abschnitt 4.3.3.

Für PERKEO III sind auch Messungen mit einem gepulsten Neutronenstrahl geplant, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben. Aufgrund des longitudinalen Feldes des neuen Instruments ist für diese Messungen der Spiegeeffekt, ebenso wie die Neutronenverteilung  $\rho(\mathbf{x}, t)$ , zeitabhängig (vgl. Gleichung (3.3)). Für den ersten Detektor auf der Seite des Strahleingangs vergrößert der Spiegeeffekt die gemessene Asymmetrie zu Anfang erst stark. Beim Durchflug des Neutronenpaketes durch das Spektrometer wird der Effekt immer kleiner und wechselt schließlich das Vorzeichen. Währenddessen ist der Verlauf für den zweiten Detektor qualitativ gegenläufig. Das Neutronenpaket läuft jedoch mit der Zeit entlang der Flugrichtung auseinander. Dadurch ergeben sich für die zeitlich gemittelten Korrekturen unterschiedliche Werte für die beiden Detektoren.

Ein beispielhaft gerechneter Verlauf der Korrektur mit einem idealen Chopper und der Neutronenkollimation der in Kapitel 4 beschriebenen Messung ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Der Verlauf des Magnetfeldes wurde dabei vereinfachend quadratisch entlang der Strahlachse genähert und das Feld fällt um 2% zum Rand des Zerfallsvolumens ab. Es ist zu sehen, dass der Parameter  $k$  die Korrektur dominiert. Der zeitliche Verlauf

der Korrektur kann direkt aus den gemessenen Daten entnommen werden.

Durch Mittelung der beiden Detektoren wird der Einfluss des Parameters  $k$  jedoch vermindert, da er nur noch quadratisch eingeht:

$$A_{\text{exp}}(E) = \frac{1}{2} \left( A_{\text{exp}}^{\text{links}}(E) + A_{\text{exp}}^{\text{rechts}}(E) \right) = \frac{1}{2} \beta A(E) \frac{M}{1 - k^2}. \quad (3.4)$$

Für den in Abbildung 3.4 gezeigten zeitlichen Verlauf der Parameter  $M$  und  $k$  ergibt sich im zeitlichen Mittel

$$\bar{M} = 2.5 \cdot 10^{-3}, \quad \frac{\bar{M}}{1 - k^2} = 3.9 \cdot 10^{-3}.$$

Eine ausführliche Analyse der Spiegeleffekte – auch für eine gemischte Betrachtung beider Detektoren – ist in [Rav95] zu finden.

### 3.2.3 Lokale Minima

Lokale Minima des magnetischen Feldes bilden durch den magnetischen Spiegeleffekt so genannte *magnetische Flaschen*. Diese können geladene Teilchen speichern, die unter Winkeln  $\theta > \theta_{\text{krit}}$  gyrieren (siehe Gleichung (3.1)). Durch Stöße mit dem Restgas können gespeicherte Teilchen diese Fallen wieder verlassen. Dabei geht die Information über den ursprünglichen Emissionshalbraum verloren, Messungen von Asymmetrien werden folglich verfälscht.

Aus einem lokalen Minimum erreichen nur Elektronen bis zum kritischen Winkel ungestört die Detektoren. Für Elektronen, die im Winkelintervall  $[\theta_{\text{krit}}, \pi - \theta_{\text{krit}}]$  emittiert werden, geht die Richtungsinformation vollständig verloren. Für die in einem Detektor gemessene experimentelle  $\beta$ -Asymmetrie  $A_{\text{exp}}^{\text{min}}$  in einem Feldminimum ergibt sich aus den Gleichungen (3.1) und (3.2):

$$\begin{aligned} N_i(E) &\propto \int_0^{\theta_{\text{krit}}} \sin \theta (1 + (-1)^i \beta A \cos \theta) d\theta \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_{\theta_{\text{krit}}}^{\pi - \theta_{\text{krit}}} \sin \theta (1 + (-1)^i \beta A \cos \theta) d\theta, \quad i = 1, 2 \\ A_{\text{exp}}^{\text{min}} &= -\frac{1}{2} \beta A \sin^2 \theta_{\text{krit}} = \frac{B}{B_{\text{min}}} A_{\text{exp}}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Der Messwert wird also proportional zur Tiefe des lokalen Minimums  $B_{\text{min}}$  verfälscht. Für  $A$  wird eine Genauigkeit von  $10^{-4}$  angestrebt. Lokale Minima im Magnetfeld des neuen Spektrometers müssen also auf diesem Niveau vermieden werden.

### 3.2.4 Winkelverteilung der Elektronen und Protonen am Ort des Detektors

Innerhalb der PERKEO Spektrometer fällt das Magnetfeld zwischen dem Zerfallsvolumen und den Detektoren adiabatisch ab. Durch den inversen magnetischen Spiegeleffekt entspricht die Winkelverteilung der Elektronen und Protonen nicht mehr der Verteilung am Entstehungsort. Einen Einfluss auf die Definition der Halbräume hat dieser Effekt jedoch nicht.

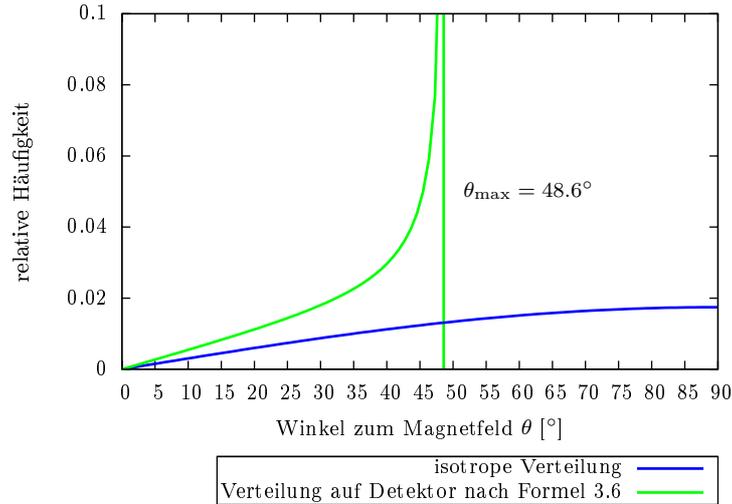


Abbildung 3.5: Winkelverteilung der auf dem Detektor auftreffenden Elektronen unter Annahme isotroper Emission im Magnetfeldmaximum. Das Verhältnis der Magnetfelder am Detektor und im Zentrum beträgt 0.6.

Ausgehend von isotroper Emission im Zerfallsvolumen (z. B. aus dem Zerfall unpolarisierter Neutronen) ergibt sich am Detektor eine veränderte Winkelverteilung  $w(\theta)$ , wie sie in Abbildung 3.5 zu sehen ist:

$$w(\theta) = \frac{\frac{B_0}{B_{\text{det}}} \sin \theta}{\sqrt{\left(1 - \frac{B_0}{B_{\text{det}}}\right) \tan^2 \theta + 1}}. \quad (3.6)$$

Dabei bezeichnet  $B_0$  die Feldstärke am Entstehungsort des Teilchens,  $B_{\text{det}}$  die Feldstärke am Detektor und  $\theta$  den Einfallswinkel zur Normalen des Detektors. Der maximale Auftreffwinkel  $\theta_{\text{max}}$  auf den Detektor ist durch

$$\sin^2 \theta_{\text{max}} = \frac{B_{\text{det}}}{B_0} \quad (3.7)$$

gegeben.

PERKEO verwendet zur  $\beta$ -Spektroskopie Detektoren auf Basis von großflächigen Plastik-Szintillatoren. Die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung von Elektronen aus diesen Detektoren ist stark abhängig vom Winkel, unter dem die Elektronen auf den Detektor treffen. In Abbildung 3.6 ist die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung als Funktion des Winkels der Elektronen zur Normalen des Detektors dargestellt. Sie ist das Ergebnis von Monte-Carlo-Simulationen, wie sie in [Wie05b] durchgeführt wurden. Für einen streifenden Einfall mit  $\theta \approx 90^\circ$  beträgt die Rückstreuwahrscheinlichkeit ca. 90%.

Durch den inversen magnetische Spiegeleffekt wird der Winkelbereich der geladenen Zerfallsprodukte eingeschränkt und somit der wichtige systematische Effekt der Rückstreuung, wie er näher in Kapitel 4.3.4 beschrieben wird, vermindert. Zusätzlich

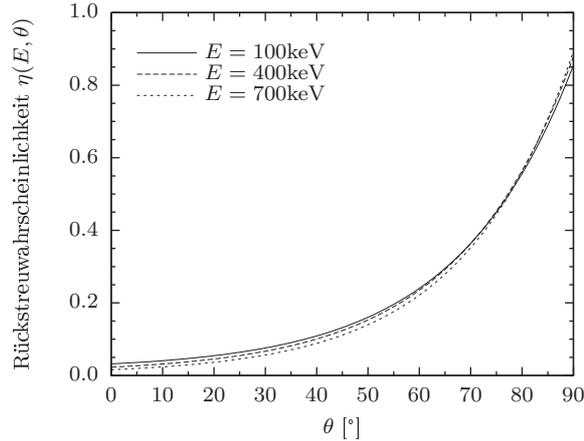


Abbildung 3.6: Die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung aus einem Plastikzintillator ist stark abhängig vom Einfallswinkel  $\theta$  der Elektronen auf dem Detektor, die Abhängigkeit von der Energie  $E$  der Elektronen hingegen gering. Der Winkel  $\theta$  bezeichnet den Winkel der Elektronen zur Normalen des Detektors [Wie05b].

wird durch den magnetischen Spiegeleffekt wiederum ein Teil der aus dem Detektor rückgestreuten Teilchen am nun ansteigenden Feld reflektiert und somit vollständig im ursprünglichen Detektor nachgewiesen.

Abbildung 3.6 zeigt auch eine leichte Abhängigkeit der Rückstreuung von der Energie der einfallenden Elektronen. Dieser Effekt ist für eine Bestimmung der integralen  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  jedoch vernachlässigbar.

Nach Gleichung (3.7) hängt der maximale Winkel  $\theta_{\max}$  nur vom Verhältnis der Magnetfeldstärken  $B_{\text{det}}/B_0$  ab. Für PERKEO III wurde daher als Kompromiss zwischen Detektorgröße (siehe Abschnitt 3.2.5) und der Verminderung der Rückstreuung die Feldstärke am Detektor etwa halb so groß gewählt wie im Zerfallsvolumen. Der maximale Winkel beträgt dadurch also  $\theta_{\max} \approx 45^\circ$ .

### 3.2.5 Wahl der Feldstärke

Die Spektrometer PERKEO I und II besitzen ein starkes magnetisches Feld im Bereich von einem Tesla, um die Gyrationradien der Elektronen und Protonen klein zu halten. Im Folgenden wird nun gezeigt, dass auch ein geringeres magnetisches Feld bereits ausreichend sein kann.

Das Magnetfeld wird benötigt, um die Elektronen und Protonen aus dem Zerfall der Neutronen zu den Detektoren zu führen. Dabei soll es auf einen Faktor  $B_{\text{det}}/B_0$  abfallen, um die im letzten Abschnitt beschriebene Beschränkung der Winkelverteilung auf dem Detektor zu erreichen.

Die Fläche, die von den Elektronen und Protonen aus dem Neutronenzerfall innerhalb des zentralen Magnetfeldes  $B_0$  überstrichen wird, hat, wie in Abbildung 3.7 dargestellt, einen Durchmesser von

$$d_0 = d_n + 4\rho_0. \quad (3.8)$$

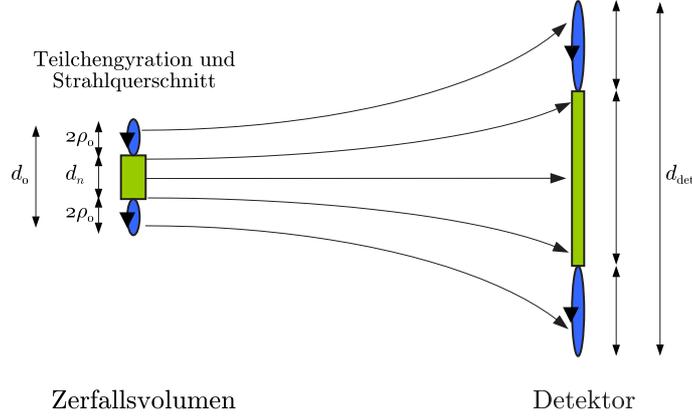


Abbildung 3.7: Das Magnetfeld bildet die Gyrationen der geladenen Zerfallsprodukte und den Neutronenstrahl auf den Detektor ab. Der Durchmesser wird dabei gemäß Gleichung (3.10) aufgeweitet.

Dabei bezeichnet  $d_n$  den Durchmesser<sup>2</sup> des Neutronenstrahls und

$$\rho_0 = \frac{cp_{\max}}{eB_0}$$

den maximalen Gyrationradius im Feld  $B_0$  beim Maximalimpuls  $p_{\max} = 1.187 \text{ MeV}/c$ .

Der Fluss durch die von der Gyration überstrichene Fläche ist eine adiabatische Invariante [Jac02], d. h.

$$d^2 B = \text{const.} \quad (3.9)$$

Durch die adiabatische Verringerung des Feldes  $B_0$  auf  $B_{\text{det}}$  an den Detektoren vergrößert sich also der Durchmesser  $d$  der Gyration, wie in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Am Detektor ist der Durchmesser  $d_n$  auf

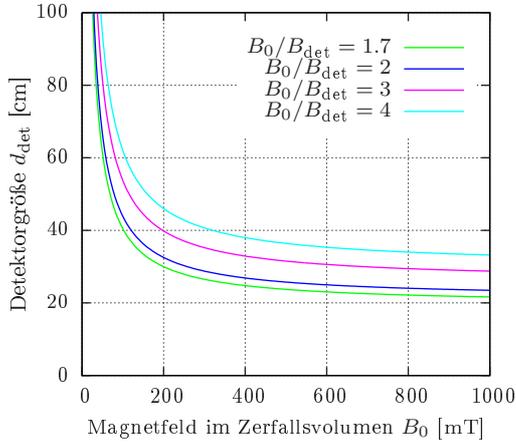
$$d_{\text{det}} = \sqrt{\frac{B_0}{B_{\text{det}}}} d_0 = \sqrt{\frac{B_0}{B_{\text{det}}}} \left( d_n + \frac{4cp_{\max}}{eB_0} \right) \quad (3.10)$$

angewachsen.

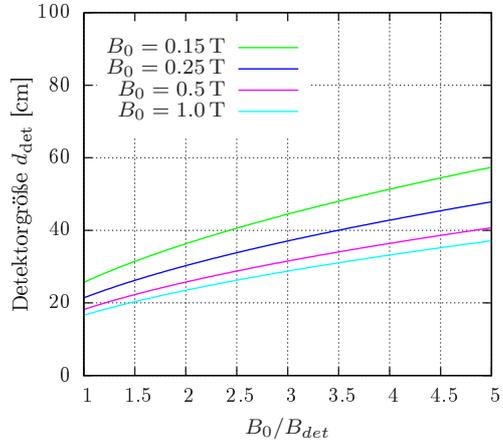
Aufgrund des in Kapitel 4.5.1 beschriebenen Designs des Elektronendetektors wirkt sich eine größere Breite negativ auf die Homogenität des Detektors aus. Bei früheren Messungen mit PERKEO II hat sich ein Detektor mit einer Breite von maximal 45 cm bewährt. Die Homogenität eines solchen Detektors ist ausreichend für die mit PERKEO III geplanten Messungen. Daher wird die Größe des Detektors zu  $d_{\text{det}} \leq 40 \text{ cm}$  gewählt.

Das Verhältnis der Feldstärken  $B_0/B_{\text{det}}$  bestimmt den Winkel unter dem Elektronen und Protonen auf den Detektor auftreffen und somit die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung, wie in Abschnitt 3.2.4 beschrieben. Die Größe des Detektorbildes ist

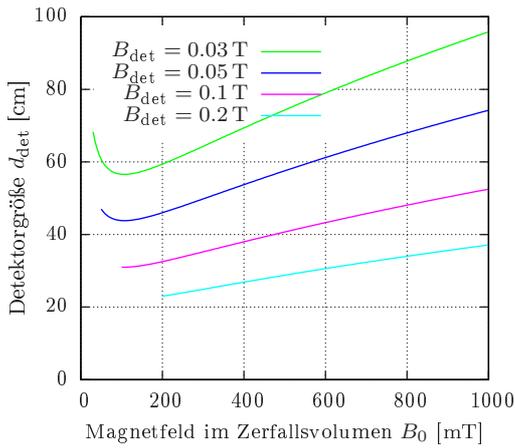
<sup>2</sup>Vereinfachend wird im Folgenden von Durchmessern gesprochen. In der Praxis hat das Profil des Neutronenstrahls jedoch einen rechteckigen Querschnitt. Die Betrachtungen bleiben dabei jedoch gültig.



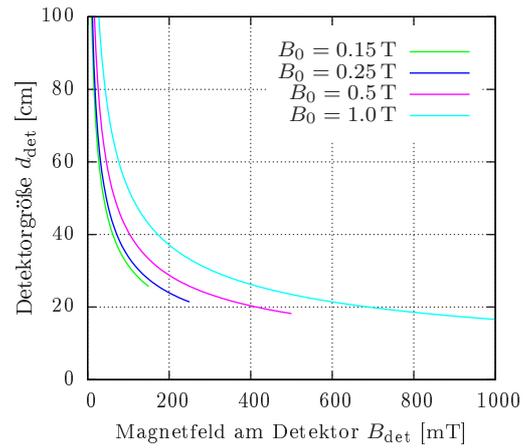
(a)  $B_0$  variabel,  $B_0/B_{\text{det}}$  konstant



(b)  $B_0$  konstant,  $B_0/B_{\text{det}}$  variabel



(c)  $B_0$  variabel,  $B_{\text{det}}$  konstant mit  $B_0 > B_{\text{det}}$



(d)  $B_0$  konstant,  $B_{\text{det}}$  variabel mit  $B_0 > B_{\text{det}}$

Abbildung 3.8: Größe des Bildes der Zerfallsprodukte auf dem Detektor bei einem Durchmesser des Neutronenstrahls von  $d_n = 15$  cm. Betrachtet werden verschiedene Variationen der Feldstärken  $B_0$  im Zerfallsvolumen und  $B_{\text{det}}$  am Detektor. Für PERKEO III wurde  $B_0/B_{\text{det}} = 160 \text{ mT}/90 \text{ mT} = 1.8$  gewählt.

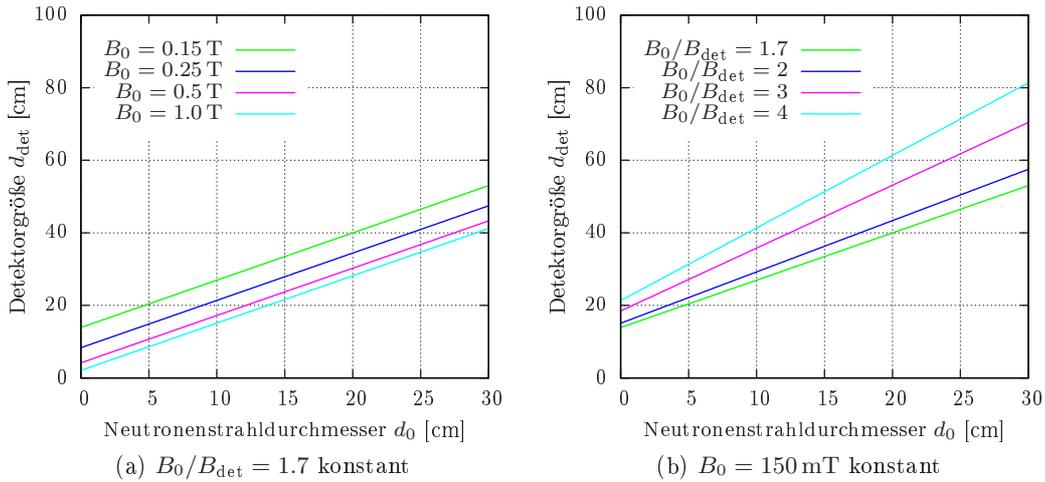


Abbildung 3.9: Sind die Feldstärken  $B_0$  und  $B_{\text{det}}$  festgelegt, so besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der  $d_{\text{det}}$  und der Größe des Neutronenstrahls  $d_n$ .

nicht stark abhängig von der Wahl dieses Verhältnisses (vgl. Abbildung 3.8b). Der  $1/B_0$  Term in Gleichung (3.10) hat nach Abbildung 3.8a jedoch einen deutlichen Einfluss. Bei einem festen Verhältnis  $B_0/B_{\text{det}}$  nähert sich  $d_{\text{det}}$  für ein große Feldstärken  $B_0$  dem Grenzwert  $d_{\text{det}} = \sqrt{B_0/B_{\text{det}}} d_n$  an. Eine weitere Erhöhung der Feldstärke  $B_0$  hat also keinen allzu großen Einfluss auf die Größe des Detektors.

Der Durchmesser  $d_n$  des Neutronenstrahls wird in Abschnitt 3.3 durch eine Optimierung der Ereignisrate bestimmt. Es ergibt sich  $d_n \approx 15$  cm. Bei einem Magnetfeldverhältnis von  $B_0/B_{\text{det}} = 2$  ergibt sich bei einer Reduktion des Magnetfelds  $B_0$  von einem Tesla auf 150 mT nur eine Vergrößerung des Detektors um 50% von 23.5 cm auf 35.4 cm. Die hierfür benötigte Stromdichte wird jedoch auf 15% reduziert (bei konstantem Durchmesser der Spulen).

Feldstärken von der Größenordnung 100 mT können auch für die für PERKEO benötigten großen Spulendurchmesser von typisch 80 cm mit Hilfe von konventionellen Spulen realisiert werden. Ein Einsatz aufwendiger und teurer Supraleiter ist daher nicht zwingend notwendig. Wir haben uns daher für eine Feldstärke von  $B_0 = 160$  mT entschieden. An den Detektoren beträgt die Feldstärke nur noch 56% hiervon, also 90 mT. Dieses Feld wird von wassergekühlten Kupferspulen erzeugt. Technische Einzelheiten werden im Abschnitt 3.4 beschrieben.

Wird nur die Feldstärke am Detektor  $B_{\text{det}}$  festgehalten, ergibt sich für den Durchmesser des Detektors  $d_{\text{det}}$  aus Gleichung (3.10) ein Minimum bei

$$B_{0,\text{min}} [\text{mT}] = \frac{4cp_{\text{max}}}{ed_n} \approx \frac{1600}{d_n [\text{cm}]}.$$

Dieses ist bemerkenswerterweise unabhängig von der Wahl des Feldes  $B_{\text{det}}$  am Detektor. Dabei gilt  $d_n = 4\rho_0$ , d. h. die Durchmesser der Gyration sind gerade halb so groß wie der Neutronenstrahl (vgl. Abbildung 3.7). Wie in Abbildung 3.8c zu sehen

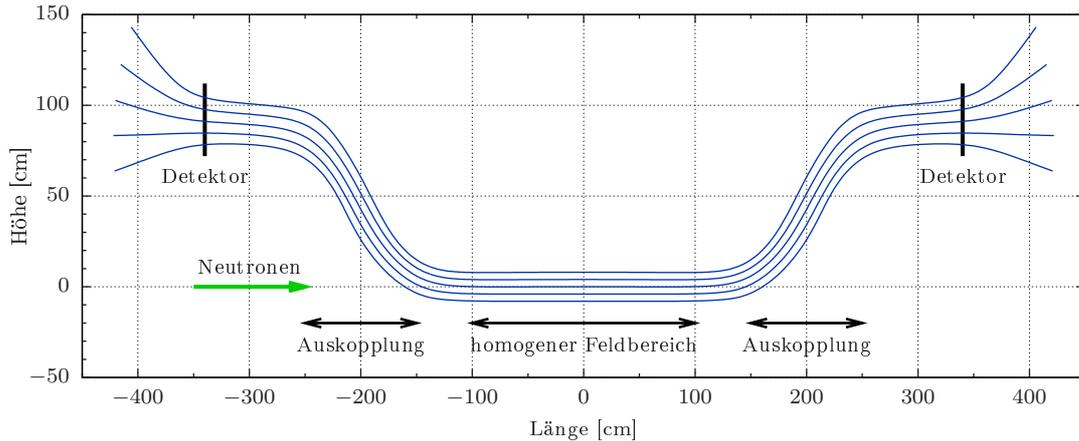


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des Spektrometers PERKEO III. Im Zentrum befindet sich der homogene Teil des Magnetfeldes. Daran schließen sich S-förmige Bereiche zur Trennung der geladenen Teilchen aus dem Neutronzerfall von den Neutronen.

ist, steigt  $d_{\text{det}}$  unterhalb dieses Minimums stark an. Bei der Wahl von  $B_0$  ist also darauf zu achten, dass  $B_{0,\text{min}}$  nicht unterschritten wird. Für die vorgesehenen großen Strahldurchmesser  $d_n \approx 15 \text{ cm}$  des PERKEO III spielt dieses Minimum jedoch keine Rolle.

### 3.2.6 Feldverlauf

Um die Ereignisrate im Vergleich zu den Vorgängerexperimenten signifikant zu steigern, soll das von den Detektoren betrachtete Strahlvolumen möglichst groß gestaltet werden. Hierzu besitzt PERKEO III ein langes, longitudinales Magnetfeld. In Abbildung 3.10 ist gezeigt, wie sich an diesen Zentralbereich in beiden Richtungen S-förmig gekrümmte Feldbereiche anschließen. Die magnetischen Feldlinien verlassen dort den Bereich des Neutronenstrahls. Vom Magnetfeld unbeeinflusst fliegen dort die Neutronen geradeaus in das Spektrometer hinein oder aus ihm heraus, während die Elektronen und Protonen den Feldlinien zu den Detektoren folgen. Als Folge werden Neutronen und geladenen Zerfallsprodukte räumlich getrennt.

Die Feldstärke entlang der Auskopplung nimmt kontinuierlich ab. Wie bereits in Abschnitt 3.2.4 beschrieben, wird dabei durch den inversen magnetischen Spiegeleffekt Energie aus der Transversal- in die Longitudinalbewegung der Elektronen und Protonen übertragen.

### Krümmungs- und Gradientendrift

Der gekrümmte Feldverlauf im Bereich der Auskopplung verursacht eine Bewegung der Elektronen und Protonen senkrecht zum Magnetfeld  $\mathbf{B}$ . Bezeichnet  $\mathbf{R}$  den Radiusvek-

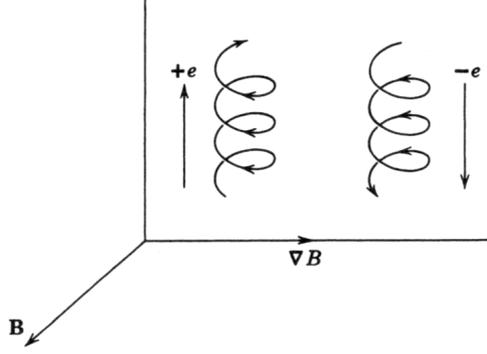


Abbildung 3.11: Driftbewegung geladener Teilchen in einem Magnetfeld mit senkrechtem Gradienten. [Jac02]

tor der Krümmung, so beträgt die Geschwindigkeit der so genannten *Krümmungsdrift*

$$\mathbf{v}_C = \frac{v_{\parallel}^2}{\omega_B R} \left( \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{RB} \right) \quad \text{mit} \quad \omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}. \quad (3.11)$$

Dabei bezeichnet  $v$  die Geschwindigkeit,  $q$  die Ladung und  $m$  die Masse des Teilchens. Die Richtung der Drift wird durch die Gyrofrequenz  $\omega_B$  bestimmt, die die Ladung des Teilchens enthält. Die Bewegungsrichtung ist also für Protonen und Elektronen entgegengesetzt. [Jac02]

Die senkrechte Komponente des Feldgradienten verursacht zusätzlich eine *Gradientendrift*, die in Abbildung 3.11 veranschaulicht wird. Die Geschwindigkeit dieser Drift beträgt

$$\mathbf{v}_G = \frac{\omega_B \rho^2}{2B^2} (\mathbf{B} \times \nabla_{\perp} B), \quad (3.12)$$

wobei  $\rho$  den Gyrationradius des Teilchens bezeichnet. Die Driftgeschwindigkeit ist proportional zur relativen Feldänderung  $\nabla B/B$  senkrecht zum Magnetfeld. Das Vorzeichen der Bewegungsrichtung wird wiederum durch die Gyrofrequenz  $\omega_B$  bestimmt.

Lässt sich das Magnetfeld in guter Näherung zweidimensional beschreiben, wie dies für PERKEO III der Fall ist, gilt [Jac02]:

$$\frac{\nabla_{\perp} B}{B} = -\frac{\mathbf{R}}{R^2}.$$

Daher können Krümmungs- und Gradientendrift hier vereinfachend zu einer gemeinsamen Driftgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_D$  zusammengefasst werden:

$$\mathbf{v}_D = \frac{1}{\omega_B R} \left( v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \left( \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{RB} \right), \quad (3.13)$$

wobei die Transversalgeschwindigkeit durch  $v_{\perp} = \omega_B \rho$  gegeben ist.

Als Vorgriff auf die gewählte Realisierung soll diese Geschwindigkeit nun für PERKEO III abgeschätzt werden. Das Magnetfeld ist im Bereich der Auskopplung bereits von  $B_0 = 160$  mT auf etwa 80 mT abgefallen. Ein typischer Öffnungswinkel der Gyration beträgt also  $\theta = 45^\circ$ . Der Radius der Feldkrümmung beträgt  $R \approx 80$  cm. Da

die Krümmung einen Winkel von ca.  $45^\circ$  einschließt ergibt sich für für Elektronen mit einer Energie von 780 keV eine Driftstrecke  $d$  von

$$d = \frac{v_D \frac{\pi}{4} R}{\beta c} = 8.3 \text{ cm.}$$

Diese Abschätzung wird von Simulationen mit Hilfe des Programmes EM Studio der Firma CST bestätigt [CST]. Damit Messungen mit PERKEO nicht durch Stöße der Elektronen und Protonen an den Wänden des Vakuumgehäuses beeinflusst werden, muss dieses groß genug sein, um für die Driftbewegung Platz zu bieten.

Durchlaufen z. B. am Detektor reflektierte Elektronen die Feldkrümmung in entgegengesetzter Richtung, wechselt die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  nach Gleichung (3.13) ihr Vorzeichen *nicht*. Die Gesamtdriftstrecke würde sich also verdoppeln. Ohne Kompensation würde dies den benötigten Durchmesser des Feldes um das doppelte einer einzelnen Driftstrecke vergrößern, um auch rückgestreute Elektronen noch zum gegenüberliegenden Detektor führen zu können.

Durch die S-förmige Krümmung des Magnetfeldes durchlaufen Elektronen und Protonen sowohl eine Links-, als auch eine Rechtskurve. Als Resultat erreichen die Ladungsträger die Detektoren nahezu ohne Nettodrift, da die beiden Krümmungsradien gerade so ausgelegt sind, dass sich ihr Effekt kompensiert. Damit ist sichergestellt, dass von einem Detektor rückgestreute Teilchen sicher zum anderen transportiert werden können.

### 3.3 Optimierung der Größe des Spektrometers

Für das neue Spektrometer sind zwei verschiedene Betriebsarten vorgesehen. Zum einen wird wie bisher ein kontinuierlicher Neutronenstrahl genutzt, im anderen Fall wird die Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Strahls durch einen Geschwindigkeitsfilter reduziert und der Strahl durch einen *Chopper* in kurze Pakete zerhackt. Die Wahl des Betriebsmodus ist abhängig von der zu messenden Größe, wie im Abschnitt 3.5 beschrieben.

#### 3.3.1 Kontinuierlicher Neutronenstrahl

Das Spektrometer wird an Reaktorquellen wie dem ILL oder dem FRM-II für Messungen aufgebaut werden. Dort führen Neutronenleiter mittels Totalreflektion die Neutronen von der Quelle im Reaktor zu den Strahlplätzen, die bis zu 70 m entfernt sein können. Der am Ende solcher Leiter austretende Strahl besitzt eine gewisse Divergenz. Speziell für lange Experimente wie PERKEO muss mit Hilfe einfacher Blenden aus Neutronen-absorbierendem Material die Divergenz und der Querschnitt des Strahls geometrisch beschränkt und das Profil des Strahls genau definiert werden.

In Abbildung 3.12 ist eine solche Anordnung von Blenden dargestellt. Um die Zählrate des Experiments zu maximieren, müssen die optimalen Größen der strahldefinierenden Blenden, sowie deren Abstände, die Länge des Zerfallsvolumens und dessen Durchmesser gefunden werden. Für diese Optimierung ist eine genaue Kenntnis des Strahlprofils des verwendeten Neutronenstrahls notwendig. Am Strahlplatz für

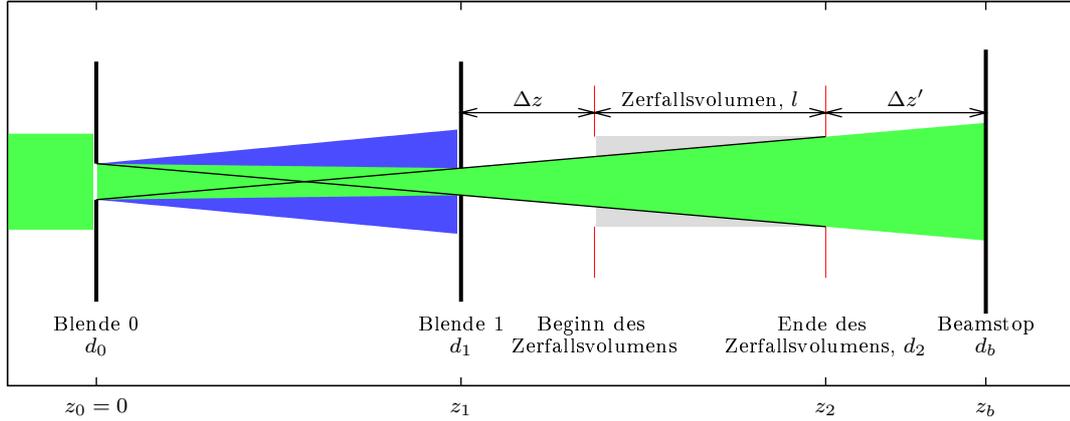


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau des Kollimationssystems für eine Messung mit einem kalten Neutronenstrahl: von links tritt der Strahl ein, dessen Divergenz darauf durch die Blenden 0 und 1 beschränkt wird.

Grundlagenphysik PF1A des ILL wurde das Strahlprofil daher genau vermessen und anschließend geeignet parametrisiert. Diese Messung wird in Kapitel 5 beschrieben.

Durch die in Abbildung 3.12 dargestellten Blenden 0, 1 wird die maximale Divergenz des Strahls geometrisch definiert. Diese ist so ausgelegt, dass die maximale Höhe und Breite  $d_2$  am Ende des Zerfallsvolumens nicht überschritten werden. So ist sichergestellt, dass das Volumen auch vollständig auf die Detektoren abgebildet werden kann. Mit den Längen  $z_1$ ,  $z_2$  und den Breiten bzw. Höhen  $d_0$ ,  $d_1$ ,  $d_2$  der Blenden und des Zerfallsvolumens ergibt sich aus dem Strahlensatz:

$$d_1 = \frac{z_1}{z_2} (d_2 + d_0) - d_0. \quad (3.14)$$

In Abbildung 3.13 sind die erwarteten Intensitäten für ein ca. 4 m langes Kollimationssystem und eine ca. 4 m lange Flugstrecke bis zum Ende des Zerfallsvolumens dargestellt. Eine Variation der verschiedenen Parameter zeigt für eine gegebene Geometrie des Instruments eine optimale Größe  $d_0$  der Blende 0 (vgl. Abbildung 3.13b). Eine Verlängerung der Kollimationsstrecke  $z_1$  ist ab etwa 4 m nicht mehr sinnvoll. Die Verluste durch die Divergenz des Neutronenstrahls gleichen den Zugewinn durch einen größeren Durchmesser  $d_1$  der Blende 1 gerade aus.

Im Falle eines kontinuierlichen Strahls ist die Rate  $r$  der Zerfälle pro Sekunde eines kalten Neutronenstrahls durch

$$r = \frac{l I_c}{v_0 \tau_n} \quad (3.15)$$

gegeben. Dabei bezeichnen  $l$  die Länge des betrachteten Volumens,  $\tau_n \approx 887$  s die Lebensdauer der Neutronen und  $I_c$  die Capture-Intensität<sup>3</sup> durch die Querschnittsfläche des Strahles. Wie in Kapitel 5 beschrieben, werden mit *Capture* bezeichnete Größen

<sup>3</sup>Im Bereich der Neutronenphysik wird die *Flussdichte* häufig einfach als *Fluss* bezeichnet. Zur Unterscheidung wird hier daher stattdessen der Begriff *Intensität* verwendet.

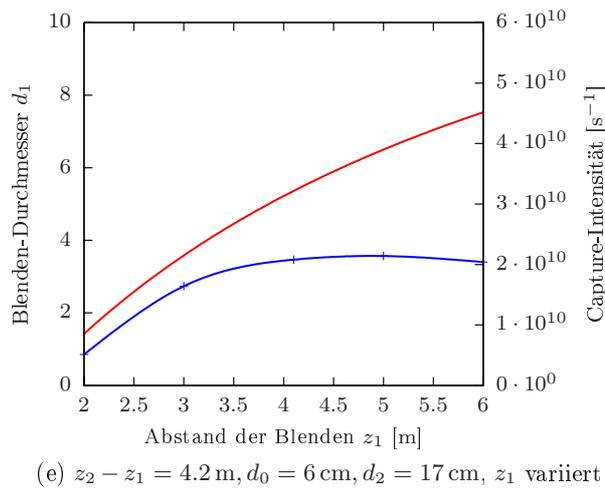
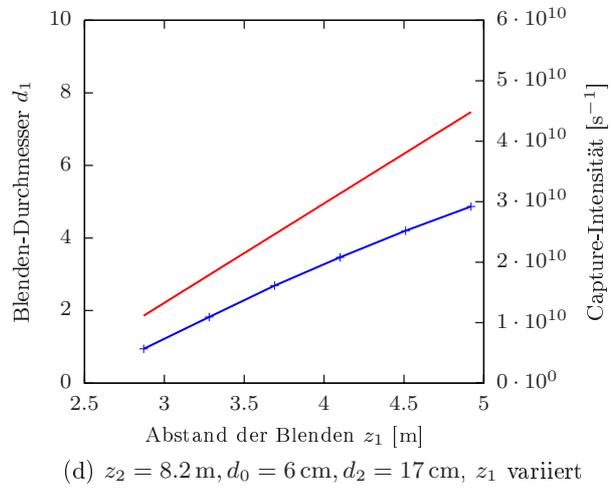
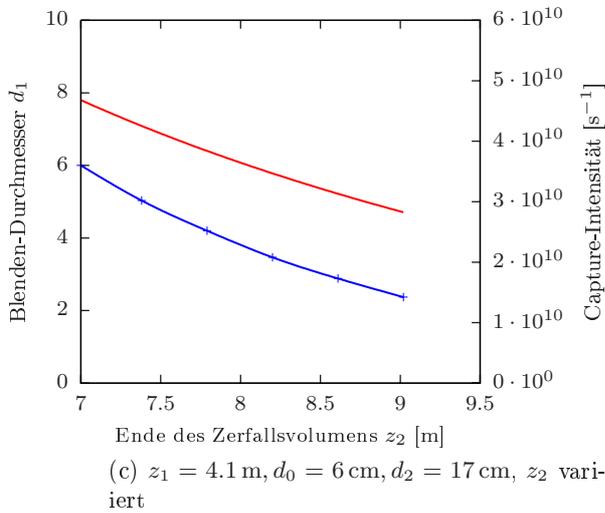
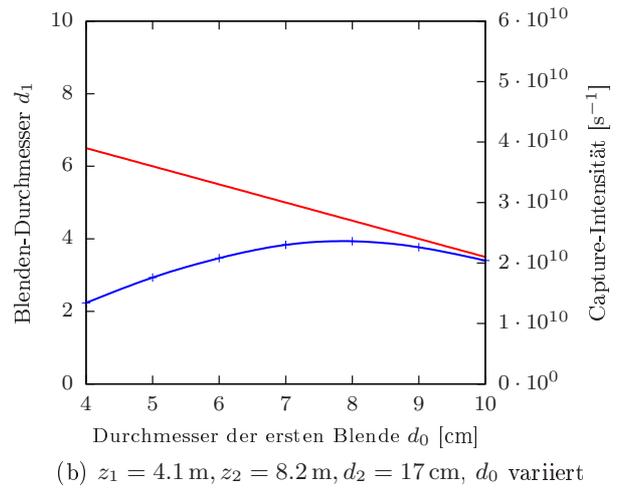
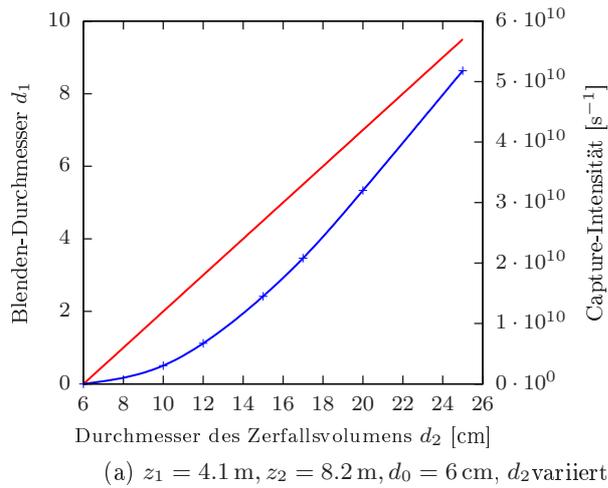
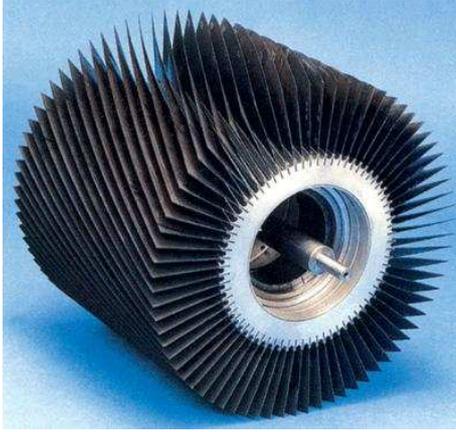
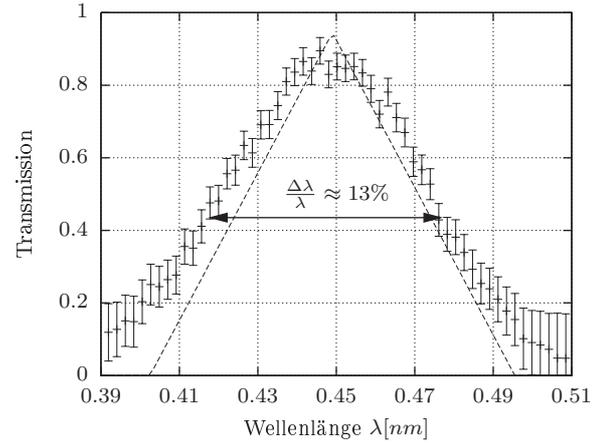


Abbildung 3.13: Berechnung der Intensität eines kollimierten und einfach polarisierten Strahls am Strahlplatz PF1B des ILL. Jeweils eine Größe wurde variiert und der Blendendurchmesser  $d_1$  jeweils entsprechend angepasst. Der Polarisator wird in Kapitel 4.5.2 beschrieben. Er verringert die Strahlintensität und erhöht die Strahldivergenz.



(a) Der Selektor besteht aus einer Turbine, deren Schaufelblätter Neutronen absorbieren. Durch die Rotation werden nur Neutronen einer bestimmten Wellenlänge  $\lambda_0$  transmittiert. [Dai]



(b) Die dargestellte Transmissionsfunktion wurde bei  $\lambda_0 = 0.45$  nm am Strahl H53 des ILL (A. Petoukhov) gemessen. Durch die Divergenz des Strahls wird die Funktion gegenüber der theoretischen Erwartung für einen nicht divergenten Strahl verbreitert.

Abbildung 3.14: Geschwindigkeits-Selektor zur Reduzierung des Wellenlängenspektrums. Dieser steht am ILL für Messungen zur Verfügung.

mit der Geschwindigkeit der Neutronen über das Spektrum gewichtet:

$$I_c = \int_0^{\infty} \frac{v_0}{v} I(v) dv. \quad (3.16)$$

Die Geschwindigkeit  $v_0 = 2200$  m s<sup>-1</sup> bezeichnet dabei die wahrscheinlichste Geschwindigkeit von Neutronen in einem thermischen Maxwell-Spektrum. Capture-Größen sind also proportional zur Aufenthaltsdauer der Neutronen im betrachteten Volumen.

### 3.3.2 Gepulster Neutronenstrahl

Eine wichtige Messgröße des neuen Spektrometers ist die  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  im Zerfall polarisierter Neutronen. Diese soll in Zukunft mit einem gepulsten Neutronenstrahl gemessen werden. Dadurch werden zwei wichtige Quellen systematischer Unsicherheiten bisheriger Messungen eliminiert: Zum einen wird nicht abziehbarer, strahlbehafteter Untergrund, wie er z. B. in Kapitel 4.3.6 beschrieben wird, gänzlich vermieden. Eine vollständige Bestimmung des Untergrunds unter identischen Bedingungen wie während der Messung ist daher möglich. Zum anderen wird eine Begrenzung des auf den Detektor abgebildeten Strahls durch Blenden für die Elektronen unnötig. Die Abbildung ist randlos und der mit Blenden assoziierte systematische Randeffekt entfällt (siehe Kapitel 4.3.1). Darüberhinaus erfolgt die Messung nur in der Zeit, während der sich alle Neutronen innerhalb des homogenen Teils des Magnetfeldes befinden. Dadurch wird der magnetische Spiegeeffekt und die durch ihn bedingten Korrekturen

Rotor Länge $l$	250 mm	Höhe der Blätter	60 mm
Rotor Durchmesser	290 mm	Dicke der Blätter	0.4 mm
Schraubenwinkel $\phi$	48.3°	Absorber	$^{10}\text{B}$ (35 g m $^{-2}$ )
Frequenz $f$	50 - 472 Hz	Wellenlängenbereich	0.45 – 4.3 nm
Frequenzstabilität	0.2%	max. Transmission	94.5%
Turbinenblätter $N$	72	$\Delta\lambda/\lambda$ typisch	10.3%

Tabelle 3.1: Charakteristische Daten des Dornier-Geschwindigkeitsselektors [Dai]. Dieser steht am ILL zur Verfügung.

auf ein Minimum beschränkt.

Erzeugt wird der gepulste Neutronenstrahl durch eine Kombination aus einem Geschwindigkeits-Selektor und einem Strahlzerhacker (Chopper). Diese beiden Instrumente werden im Folgenden beschrieben.

### Geschwindigkeits-Selektor

Mit Hilfe eines Geschwindigkeitsselektors wird aus dem breiten Geschwindigkeitsspektrum von ca. 400–4000 m s $^{-1}$  der Neutronen ein schmales Band herausgeschnitten. Dadurch läuft der Puls langsamer auseinander und ein Überlappen zweier aufeinanderfolgender Pulse wird vermieden.

Der Selektor basiert auf dem Funktionsprinzip einer Turbine, wie sie in Abbildung 3.14 zu sehen ist. Die Schaufelblätter enthalten Bor, einen Neutronenabsorber. Sie sind so geformt, dass sie im Ruhesystem von Neutronen der Geschwindigkeit  $v_0$  durch die Rotation parallel zur Strahlachse erscheinen. Neutronen der Geschwindigkeit  $v_0$  werden also transmittiert, während schnellere oder langsamere Neutronen an der Beschichtung der Schaufelblätter des Selektors absorbiert werden.

Am ILL steht ein solcher Selektor für Messungen zur Verfügung. Er wurde von Dornier, der GKSS in Gestacht und der PTB Braunschweig gemeinsam entwickelt [Dai]. In Abbildung 3.14 ist die gemessene Transmission für den kalten Neutronenstrahl des Leiters H53 (ILL) zu sehen. Die Form der Transmissionsfunktion ist eine Folge der Divergenz des Neutronenstrahls. Entgegen seines Namens wählt der Geschwindigkeits-Selektor ein Wellenlängenband der Breite  $\Delta\lambda$  aus. Für exakt in Strahlrichtung fliegende Neutronen ist die Transmissionsfunktion dreiecksförmig mit einer mittleren Wellenlänge von

$$\lambda = \frac{h}{m_n} \frac{\phi}{2\pi f l}.$$

Dabei bezeichnet  $f$  die Rotationsfrequenz des Selektors,  $\phi$  den Winkel zwischen Vorder- und Hinterkante der Turbinenblätter und  $l$  die Länge des Selektors, wobei die de Broglie Beziehung  $\lambda = h/m_n v$  benutzt wurde. Die Halbwertsbreite  $\Delta\lambda$  der Verteilung ist durch

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{2\pi}{N\phi}$$

gegeben, wobei  $N$  die Anzahl der Turbinenblätter ist. Die Halbwertsbreite der Transmissionsfunktion beträgt für diesen Selektor, abhängig von der Divergenz des Neutro-

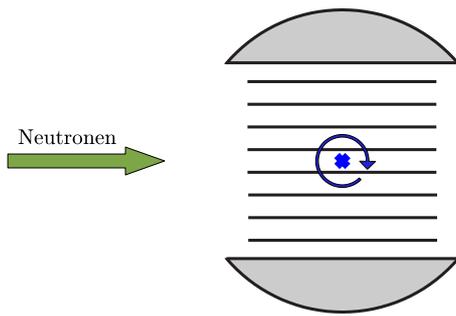


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung eines Fermi-Choppers, die Rotationsachse ist in blau markiert

nenstrahls,  $\Delta\lambda/\lambda \approx 10\%$ . Weitere charakteristische Daten sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

### Chopper

Vor der letzten, strahldefinierenden Blende 1 (vgl. Abbildung 3.12) befindet sich ein Strahlzerhacker, auch *Chopper* genannt. Dies ist ein periodischer, mechanischer Strahlverschluss, der den Strahl in kurze Pakete unterteilt.

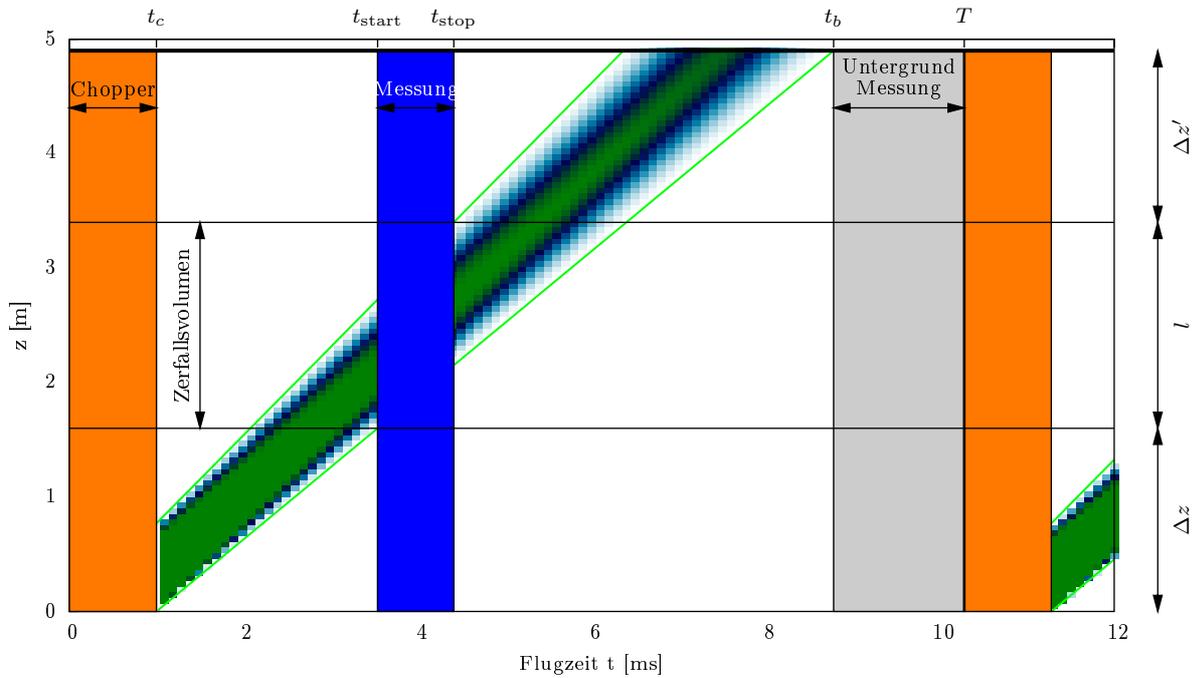
Realisiert werden vor allem zwei Bauarten: Beim klassischen Scheiben-Chopper rotiert eine Scheibe, die Neutronen absorbiert, hinter einer Blende. In der Scheibe befindet sich eine Öffnung. Dreht sich die Scheibe, fällt der Neutronenstrahl abwechselnd auf die Scheibe, oder er kann durch die Öffnung hindurch gelangen. Für große Strahldurchmesser erfordert dieses Bauprinzip sehr große Scheiben. Die dabei auftretenden großen Kräfte beschränken den sinnvollen Einsatzbereich auf relativ kleine Strahldurchmesser von wenigen Zentimetern, erlauben jedoch eine hohe Strahldivergenz.

Für große Strahlquerschnitte besser geeignet sind so genannte *Fermi-Chopper*. Bei diesen rotieren parallele Platten aus Neutronen-Absorbern, wie in Abbildung 3.15 dargestellt. Dadurch können sie vergleichsweise kompakt gebaut werden und eignen sich auch für größere Strahlquerschnitte und geringe Strahldivergenz, wie dies für PERKEO III der Fall ist.

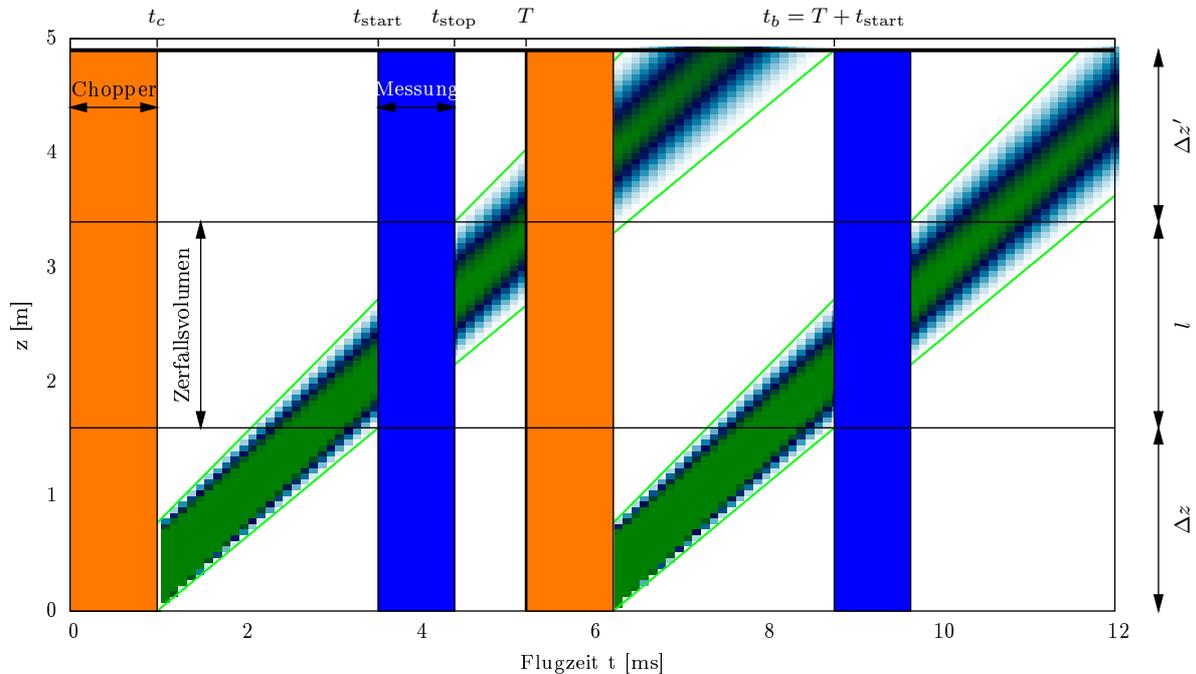
### Gepulste Messung und Untergrundbestimmung

Abbildung 3.16 zeigt einen „Zeitfahrplan“ für eine gepulste Messung. Der Chopper öffnet für eine Zeit  $t_c$  und lässt Neutronen in das Spektrometer hinein. Haben zum Zeitpunkt  $t_{\text{start}}$  alle Neutronen den inneren und homogenen Teil des Zerfallsvolumens erreicht beginnt die Messung. Diese stoppt zum Zeitpunkt  $t_{\text{stop}}$ , sobald die ersten Neutronen das Zerfallsvolumen wieder verlassen. Während der gesamten Messzeit ist der Chopper geschlossen und es treffen auch keine Neutronen auf den abschließenden Beamstop. Die Elektronen und Protonen haben (zum größten Teil) sehr viel größere Geschwindigkeiten als die kalten Neutronen (typisch nur einige 100 m/s). Daher erreichen sie die Detektoren lange bevor die Neutronen am Beamstop angelangen.

Die in Abbildung 3.16 eingezeichneten Totlängen  $\Delta z$  vor dem Zerfallsvolumen und  $\Delta z'$  dahinter entsprechen dem inhomogenen Teil des Magnetfeldes im Bereich der



(a) Der Untergrund wird während des Zyklus in der Zeit  $(t_b, T)$  bestimmt.



(b) Die Messzyklen werden optimal überlagert. Der Untergrund muss in einer getrennten Messung bestimmt werden.

Abbildung 3.16: Zeitlicher Ablauf einer gepulsten Messung mit PERKEO III (vgl. Abb. 3.12). Der Chopper befindet sich bei  $z = 0$ , der Beamstop bei  $z = 4.9$  m. In der Zeit  $[0, t_c]$  (orange) ist der Chopper geöffnet, in  $[t_{\text{start}}, t_{\text{stop}}]$  (blau) erfolgt die eigentliche Messung. Die grünen Linien markieren die minimale und maximale Geschwindigkeit der Neutronen. Dazwischen ist die Capture-Flussdichte der Neutronen dargestellt. Diagramm (a) zeigt den Ablauf mit einer Messung des Untergrund während des Zyklus, während für (b) der Untergrund in einer getrennten Messung bestimmt wird.

Auskopplung. Diese Bereiche sind nicht für eine Messung nutzbar (vgl. Abb. 3.10).

Der Untergrund während der Messung kann nun auf zwei unterschiedliche Arten bestimmt werden: Zum einen kann er, wie in Abbildung 3.16a gezeigt, zum Ende jedes Messzyklus während der Chopper noch geschlossen ist und bereits alle Neutronen den Beamstop erreicht haben, gemessen werden. Diese Methode hat den Vorteil, dass auch kurzfristige zeitliche Schwankungen im externen, d.h. nicht strahlbehafteten, Untergrund bemerkt werden. Nachteilig ist allerdings die feste zeitliche Korrelation zwischen Messung und Untergrundbestimmung. Sollte eine Untergrundquelle wie z. B. ein benachbartes Instrument eine ähnliche Zeitstruktur aufweisen, führt dies zu systematischen Fehlern. Auch ist der zeitliche Anteil der Untergrundmessung durch die Bauart des Choppers festgelegt und kann nicht variiert werden. Wie im Folgenden gezeigt wird, ist der größte Nachteil dieser Methode jedoch die starke Reduktion der mittleren Ereignisrate.

Größere Flexibilität bietet die Methode, die in Abbildung 3.16b dargestellt ist: Die Untergrundmessung erfolgt nun nicht während der Chopper-Zyklen, sondern unabhängig von diesen. Dadurch kann die Periodendauer des Choppers verkürzt werden, im abgebildeten Beispiel auf unter 50%. Zur Bestimmung des Untergrunds wird der Neutronenstrahl regelmäßig durch einen zusätzlicher Strahlverschluss direkt hinter dem Chopper blockiert. Durch den größeren zeitlichen Abstand zur Messung besteht bei dieser Methode jedoch eine gewisse Unsicherheit in der Bestimmung des Untergrunds.

Durch sorgfältige systematische Studien muss in beiden Fällen gezeigt werden, dass der gemessene Untergrund nicht von der Stellung des Choppers abhängt, d.h. dass der Untergrund zeitlich konstant ist, während der Chopper geschlossen ist. Für systematische Studien des Untergrunds kann auch eine Kombination der beiden Methoden sinnvoll sein.

## Optimierung

Durch den Geschwindigkeits-Selektor haben die Neutronen, die in das Spektrometer gelangen, eine minimale Geschwindigkeit  $v_{\min}$  und eine maximale Geschwindigkeit  $v_{\max}$ :

$$v_{\min} = \frac{k}{\lambda + \Delta\lambda}, \quad v_{\max} = \frac{k}{\lambda - \Delta\lambda}, \quad \text{mit} \quad k = \frac{h}{m_n} \approx 395 \frac{\text{nm m}}{\text{s}} \quad (3.17)$$

Durch die Einschränkung des Spektrums nimmt der Gesamtfluss des Neutronenstrahls ebenfalls anteilig ab. Nimmt man die Intensität des Neutronenstrahls im Intervall  $[\lambda - \Delta\lambda, \lambda + \Delta\lambda]$  als konstant an, erhält man für die durch den Selektor reduzierte Intensität

$$\frac{I_{c,\Delta\lambda}}{I_c} = \frac{\Delta\lambda}{\Lambda}. \quad (3.18)$$

Dabei wurde der Faktor  $\Lambda$  eingeführt, der ein Maß für die spektrale Breite des ursprünglichen Spektrums ist und im Folgenden die Darstellung vereinfacht. Die lineare Näherung ist gerechtfertigt, da  $\Delta\lambda$  sehr viel kleiner ist als die Breite des ursprünglichen Spektrums.

Die Periodendauer eines Zyklus des Choppers beträgt im Falle einer Messung des Untergrunds während des Zyklus nach Abbildung 3.16a

$$T_1 = t_b + t_U = t_c + \frac{\Delta z + l + \Delta z'}{v_{\min}} + t_U. \quad (3.19)$$

Dabei ist die Zeit  $t_b$  gerade die Zeit, die die langsamsten Neutronen mit der Geschwindigkeit  $v_{\min}$  nach Ende der Chopper-Öffnung benötigen, um das Instrument zu durchqueren. Der Untergrund wird anschließend für die Zeit  $t_U$  gemessen. Der Chopper ist für die Zeit  $t_c$  geöffnet und lässt in dieser Zeit Neutronen in das Spektrometer. Die Strecken  $\Delta z$  und  $\Delta z'$  bezeichnen die nicht nutzbaren Totlängen, die durch die Auskopplung entstehen, und  $l$  die Länge des Zerfallsvolumens (siehe Abbildung 3.16).

Im Falle einer separaten Untergrundmessung können zwei aufeinander folgende Zyklen überlagert werden, wie in Abbildung 3.16b gezeigt: Die letzten Neutronen des vorhergehenden Zyklus erreichen zur Zeit  $t_b$  gerade den Beamstop, wenn die letzten Neutronen des derzeitigen Zyklus zur Zeit  $t_{\text{start}}$  alle in den Messbereich des Zerfallsvolumens eingetreten sind. Die Periodendauer  $T_2$  beträgt also

$$T_2 = t_b - t_{\text{start}} = t_c + \frac{\Delta z + l + \Delta z'}{v_{\min}} - \left( t_c - \frac{\Delta z}{v_{\min}} \right) = \frac{\Delta z' + l}{v_{\min}}. \quad (3.20)$$

In beiden Fällen beträgt die Messdauer des Signals pro Zyklus

$$\Delta t = t_{\text{stop}} - t_{\text{start}} = \frac{\Delta z + l}{v_{\max}} - t_c - \frac{\Delta z}{v_{\min}}. \quad (3.21)$$

Das optimale Verhältnis zwischen der Messzeit für den Untergrund  $t_U$  und der Messdauer  $\Delta t$  ist durch die Stärke der beiden Signale gegeben, es beträgt [Kno79]:

$$\left( \frac{\Delta t}{t_U} \right)_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{N_S + N_U}{N_U}}, \quad (3.22)$$

wobei  $N_S$  die Anzahl der Ereignisse des Signals und  $N_U$  die Anzahl der Untergrundergebnisse bezeichnen. Bei einem Signal zu Untergrund Verhältnis von ca. 2:1, wie in der letzten Messung mit PERKEO II [Mun06a], entspricht dies also  $\Delta t/t_U = \sqrt{3}$ .

In einem Neutronenpaket beträgt die *instantane* oder maximale Zerfallsrate (vgl. Gleichung (3.15))

$$r_{\text{inst}} = \frac{N}{\tau_n} = \frac{I_N t_c}{\tau_n} = \frac{k I_{c,\Delta\lambda} t_c}{v_0 \lambda \tau_n}. \quad (3.23)$$

Dabei bezeichnet  $N$  die Anzahl der Neutronen in einem Puls. Der Teilchenfluss  $I_N$  wurde durch den Teilchen-Capture-Fluss  $I_{c,\Delta\lambda}$  mit Hilfe der mittleren Wellenlänge  $\lambda$  genähert:

$$I_N = \frac{v}{v_0} I_{c,\Delta\lambda} = \frac{k}{\lambda v_0} I_{c,\Delta\lambda}, \quad \text{mit } k \text{ aus Gleichung (3.17)}$$

Nur während der Periode  $\Delta t = t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$ , in der sich das Neutronenpaket vollständig innerhalb des Zerfallsvolumens befindet, werden Daten genommen (vgl. Abbildung 3.16). Dadurch verringert sich die mittlere detektierte Ereignisrate  $r_m$  auf

$$r_m = \frac{\Delta t}{T} r_{\text{inst.}} = \frac{k}{v_0} \frac{t_c}{\lambda \tau_n} \frac{\Delta t}{T} I_{c,\Delta\lambda}. \quad (3.24)$$

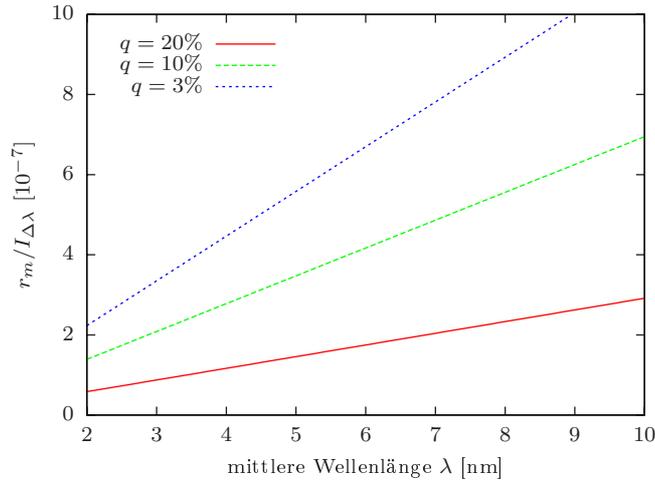


Abbildung 3.17: Die mittlere Rate  $r_m$  ist nach Gleichung (3.26) proportional zur mittleren Wellenlänge der Neutronen. In der Praxis wird  $\lambda$  aus dem Maximum der Wellenlängen-Verteilung gewählt. Die Parameter  $l = 1.8\text{ m}$ ,  $\Delta z = \Delta z' = 1.3\text{ m}$  werden festgehalten, während die Bandbreite  $q$  und die mittlere Wellenlänge  $\lambda$  variiert werden.

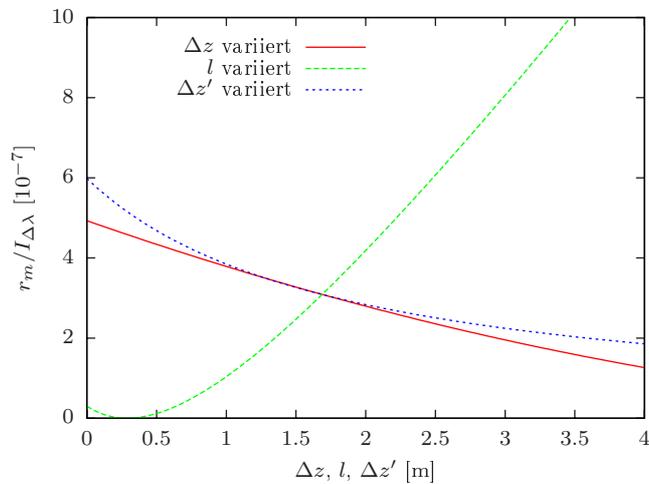


Abbildung 3.18: Jeweils ein Parameter aus Gleichung 3.26 wird variiert, die anderen werden konstant gehalten mit  $l = 1.8\text{ m}$ ,  $\Delta z = \Delta z' = 1.3\text{ m}$  und der Bandbreite  $q = 0.1$ . Die Totlängen  $\Delta z$  und  $\Delta z'$ , die durch die Auskopplung entstehen, sollten möglichst klein gewählt werden. Die hier gezeigte lineare Anstieg der Zählrate  $r_m$  mit der Länge  $l$  wird in der Praxis durch den Abfall der Intensität durch die Divergenz des Strahls kompensiert (vgl. Abb. 3.13).

Für die flexiblere Methode der separaten Untergrundbestimmung (vgl. Abbildung 3.16b) ergibt sich mit den Gleichungen (3.18) und (3.21) ein Optimum für die mittlere Rate  $r_m$  bei

$$t_c = \frac{\lambda}{2k} \left( l - \frac{\Delta\lambda}{\lambda} (2\Delta z + l) \right). \quad (3.25)$$

Für  $\Delta\lambda/\lambda = 0$  ist die optimale Öffnungszeit  $t_c$  des Choppers also durch die halbe Flugzeit der Neutronen durch das Zerfallsvolumen  $l$  gegeben. Es gilt  $t_c = \Delta t$ .

Setzt man dieses Optimum in Gleichung (3.24) ein, so folgt:

$$r_{m,opt} = \frac{\lambda}{\tau v_0} \frac{((1-q)l - 2\Delta z q)^2}{4(l + \Delta z')(1+q)} I_{c,\Delta\lambda} \quad \text{mit} \quad q = \Delta\lambda/\lambda \quad (3.26)$$

In den Abbildungen 3.17 und 3.18 ist die mittlere Rate in Abhängigkeit der verschiedenen Parameter aufgetragen. Hieraus ist ersichtlich, dass die mittlere Wellenlänge  $\lambda$  groß gewählt werden sollte. In der Praxis ist die optimale Wellenlänge jedoch annähernd durch das Maximum des Capture-Brightness-Spektrums bestimmt (vgl. Kapitel 5). Die Parameter  $\Delta z$  und  $\Delta z'$  sollten so klein wie möglich sein, um  $r_m$  zu maximieren. Die Länge  $l$  ist ebenfalls so groß wie möglich zu wählen. Hierbei ist jedoch die im Abschnitt 3.3.1 diskutierte Strahlkollimation limitierend, die die Rate  $r_0$  bei großen Längen beschränkt.

## 3.4 Technische Realisierung

In den letzten Abschnitten wurden die Anforderungen an das Magnetfeld des neuen Spektrometers dargestellt und eine Optimierung der Dimensionierung durchgeführt. In den folgenden Abschnitten werden nun einigen Details der technischen Realisierung beschrieben. In Abbildung 3.19 ist das fertige Design des Spektrometers in einer schematischen Ansicht zu sehen und Tabelle 3.2 fasst einige technische Parameter zusammen.

### 3.4.1 Eckdaten des neuen Spektrometers

Das neue Spektrometer basiert, wie die Spektrometer PERKEO I und PERKEO II, auf der Trennung der Halbräume durch ein starkes Magnetfeld. Durch ein longitudinales Magnetfeld von 160 mT und einen großen Durchmesser der Spulen von 60 cm wird eine hohe Akzeptanz für einen breiten und divergenten Neutronenstrahl erreicht. Die maximale Höhe und Breite des Neutronenstrahls beträgt  $d_n = 20$  cm.

Realisiert wird das homogene Zentralfeld durch einen 2.5 m langen Solenoiden. Korrekturspulen am Rand verbessern die Homogenität des Feldes entlang der Strahlachse. Es ergibt sich ein homogener Innenbereich des Feldes von ca.  $l = 1.8$  m Länge, wobei das Feld am Rand um maximal 2% abfällt. Durch zusätzliche Korrekturspulen wird die Feldhomogenität später weiter verbessert.

Das S-förmig gekrümmte Feld im Anschluss an den Solenoiden entkoppelt die geladenen Zerfallsprodukte und den Neutronenstrahl. Dabei stellt es eine sichere Führung der aus den Detektoren rückgestreuten Elektronen ohne resultierende Driftbewegung senkrecht zur Magnetfeldrichtung sicher (vgl. Abschnitt 3.2.6). Die Totstrecken betragen

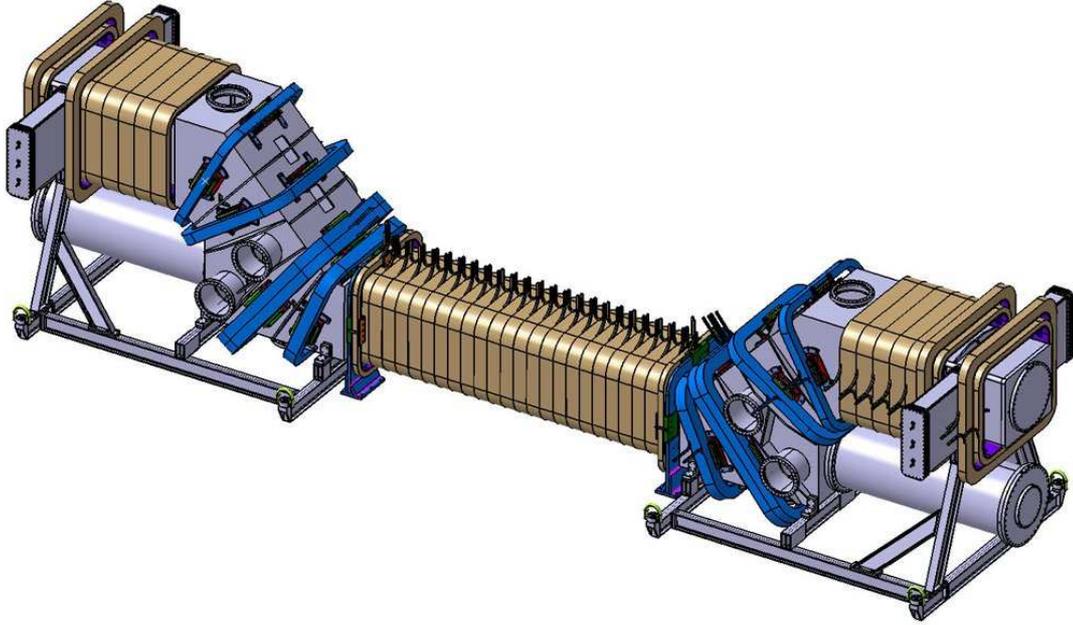


Abbildung 3.19: Maßstabsgetreue Ansicht des Spektrometers PERKEO III. Zu sehen sind die Magnetspulen, die Vakuumphäuse mit zahlreichen Flanschen und ein Teil der Stützkonstruktion. Die Länge des Instruments beträgt insgesamt 7.7 m.

auf beiden Seiten des Solenoiden minimal  $\Delta z = \Delta z' = 1.2$  m, also gerade das Doppelte des Spulendurchmessers des Zentralbereichs. Davon entfallen ca.  $\sqrt{2} \cdot 60$  cm  $\approx 85$  cm auf die Auskopplung. Die verbliebenen 25 cm entsprechen dem Außenbereich des zentralen Solenoiden, der bereits eine zu große Inhomogenität aufweist.

Vor den Detektoren befindet sich eine 1 m lange, recht homogene Flugstrecke. Durch diese wird eine direkte Sicht der Detektoren in den Bereich des Zentralvolumens größtenteils verhindert. Im Zentrum des Zentralsolenoiden befinden sich radioaktive Präparate zur Eichung der Detektoren, die auch  $\gamma$ -Strahlung emittieren (vgl. Kapitel 4.5.1). Die  $\gamma$ -Quanten aus diesen Präparaten müssen mindestens zweimal an den Innenwänden des Vakuumpfäßes reflektiert werden, um einen Detektor zu erreichen.<sup>4</sup>

Im Falle eines kontinuierlichen Neutronenstrahls beträgt die Länge des Zerfallsvolumens ca. 3.2 m. Bei einem maximalen Durchmesser des Neutronenstrahls von 20 cm steht somit eine maximale Ereignisrate von

$$r_{\text{kont.,unpol.}} = 4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$$

zur Verfügung (vgl. Kapitel 5). Diese entspricht dem hundertfachen, der bisher bisher mit PERKEO II zur Verfügung stehenden Rate.

Im Falle einer Polarisation des Neutronenstrahls auf  $P_c = 98.5\%$  reduziert sich diese Rate auf

$$r_{\text{kont.,pol.}} = 6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}.$$

<sup>4</sup>Dies stellt eine Verbesserung im Vergleich zum Spektrometer PERKEO II dar, da dort die Detektoren direkte Sicht auf die Eichpräparate hatten.

Länge	7.7 m	Anzahl der Spulen	54
Länge des Zerfallsvolumens	1.8 m - 3.2 m	Wasserfluss	10 m <sup>3</sup> /h
Größe des Detektors	43 cm × 45 cm	Wasserdruck (max.)	5 bar
Feld im Zerfallsvolumen	160 mT	„Abstand“ der Detektoren	8 m
Homogenität ZV (o. Korrektur)	2%	Drahtquerschnitt	12 mm
Feld am Detektor	90 mT	Bohrung f. Kühlwasser	8 mm
Stromstärke	600 A u. 420 A		
Elektrische Leistung	280 kW	Anzahl der Flansche	20
Magnetfeldenergie	25 kJ		

Tabelle 3.2: Ausgewählte technische Daten des Spektrometers PERKEO III

Dies ist eine stärkere Reduktion, als allein die Transmission des Polarisators von  $\approx 20\%$  vermuten lässt. Der Polarisator erhöht aufgrund seiner Bauweise auch die Divergenz des Neutronenstrahls, wodurch mehr Neutronen durch die geometrische Kollimation der Blenden absorbiert werden.

Im Extremfall eines sehr gut polarisierten ( $P_c = 99.5\%$ ) und gepulsten Neutronenstrahls ist die nutzbare Länge des Zerfallsvolumens auf  $l = 1.8\text{ m}$  beschränkt. Die Ereignisrate beträgt in diesem Fall

$$r_{\text{gepulst.,stark pol.}} = 2.4 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}.$$

Bei der letzten Strahlzeit mit PERKEO II betrug die Ereignisrate ca.  $390 \text{ s}^{-1}$  [Mun06a]. Das neue Instrument bietet also bei stark verbesserter Systematik (Untergrund, Randeffect) noch vergleichbare Statistik.

### 3.4.2 Magnetfeld

Das Magnetfeld wurde mit Hilfe des kommerziellen Programms **EM Studio** der Firma CST [CST] simuliert und sein Verlauf optimiert. Abbildung 3.20 zeigt den Absolutwert des Magnetfeldes im Querschnitt.

Um die Simulationen zu überprüfen wurde das Feld zusätzlich analytisch genähert. Die annähernd rechteckigen Spulen wurden hierfür durch jeweils vier stromdurchflossene Quader genähert. Für diese Anordnung kann das resultierende Magnetfeld analytisch geschlossen berechnet werden. Der hierfür verwendete Mathematica Code basiert auf [Böh03].

Die beiden Verfahren zeigen eine gute Übereinstimmung im Bereich weniger Prozent. Die numerische Simulation zeigt ihre Stärken unter Einbeziehung nichtlinearer Materialien zur Feldabschirmung. Mit der analytischen Rechnung können hingegen sehr effizient Untersuchungen zu den Einflüssen der Fertigungstoleranzen der Spulen und deren Positionierung und auf die Feldhomogenität durchgeführt werden.

Der Querschnitt der Spulen wurde nahezu rechteckig gewählt. Dadurch wird im Bereich der Auskopplung die Feldhomogenität verbessert und die Größe der Spulen konnte kleiner gewählt werden. Die kleinsten Spulen sind um das Zerfallsvolumen angeordnet und haben eine Größe von  $60 \times 60 \text{ cm}$ . Im Bereich der Auskopplung kommen dagegen Spulen mit bis zu  $110 \times 85 \text{ cm}$  zum Einsatz.

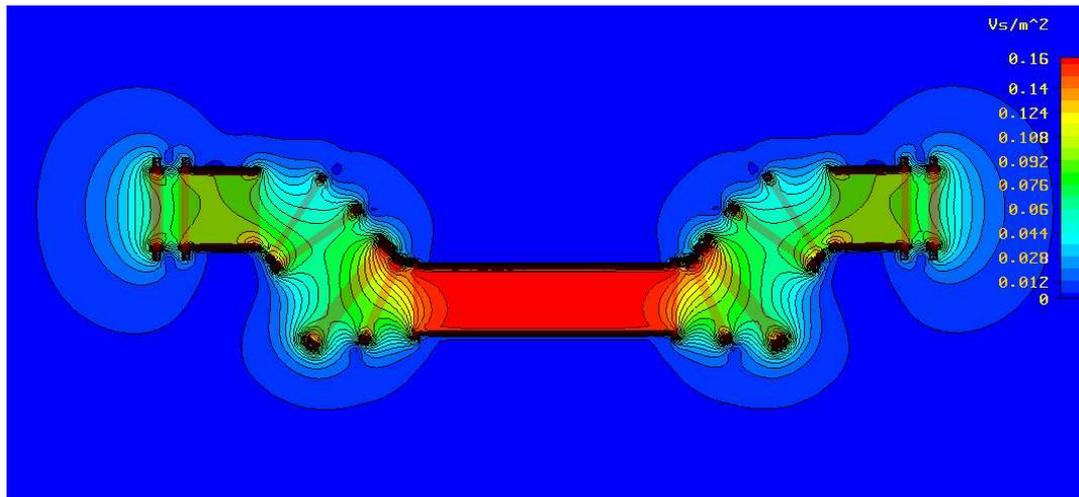


Abbildung 3.20: Numerische Simulation des Magnetfeldes mit CST EM Studio. Gezeigt ist der Absolutwert. Die etwas dunkleren Bereiche markieren die Position der Spulen

### Feldhomogenität

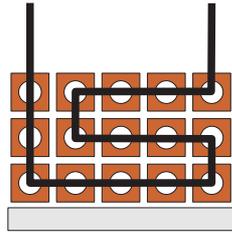
Die Homogenität des Zerfallsvolumens ist z. B. für eine absolute Bestimmung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  von großer Bedeutung, da die Inhomogenität des Feldes nach Formel 3.3 eine absolute Korrektur in Form des Faktors  $M$  zur Folge hat. Beim Design des zentralen Solenoiden wurde daher auf eine möglichst gute Homogenität geachtet.

Lokale Feldminima, die wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, die Messung von Asymmetrien empfindlich stören könnten, werden durch einen leichten Abfall des Feldes zu seinen Enden hin vermieden. Analytische Feldberechnungen zeigten, dass Abweichungen des Verlaufs der einzelnen Spulenwindungen von  $\pm 0.7$  mm keine lokalen Minima zur Folge haben. Um dies sicherzustellen wurden alle Spulen nach der Produktion mit Hilfe eines 3D-Messtisches genau vermessen. Die relative Lage der Segmente des Solenoiden wurde danach durch entsprechende Passbohrungen festgelegt.

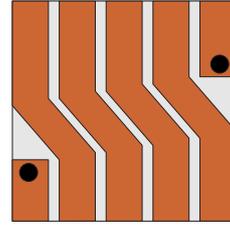
Das Feld des Hauptsolenoiden fällt momentan im Außenbereich um ca. 2% der maximalen Feldstärke ab. Durch weitere Korrekturspulen, die auf den zentralen Solenoiden aufgewickelt werden, wird die Homogenität um eine Größenordnung verbessert. Der magnetische Spiegeleffekt wird so weiter reduziert (vgl. Abschnitt 3.2.2).

### Wicklungsschema der Spulen

Die Solenoiden in Abbildung 3.19 sind aus einzelnen Spulensringen zusammengesetzt. Das in Abbildung 3.21 gezeigte Wicklungsschema dieser Spulensegmente ist auf einen möglichst homogenen Stromfluss durch den Querschnitt optimiert. Die Windungen auf der linken Außenseite eines Spulensringes sind schneckenförmig übereinander angeordnet. Dagegen sind die restlichen Windungen rechts davon lagenweise gewickelt. Der Übergang von Windung zu Windung erfolgt dabei möglichst abrupt. Dazu wird der Leiter unter einem Winkel von ca.  $45^\circ$  gebogen. Ein größerer Winkel ist nicht



(a) Querschnitt: die Linie zeigt die Reihenfolge der Windungen an. Die unterste Windung auf der linken Seite wird zuerst gewickelt.



(b) Draufsicht: der Wechsel der Windungen von links nach rechts ist gut lokalisiert, an den schwarzen Punkte findet ein Wechsel in nächste Lage statt

Abbildung 3.21: Das Wicklungsschema der Spulen ist möglichst kompakt um eine hohe Stromdichte zu erreichen. (Details siehe Text)

möglich ohne durch die Biegung den Querschnitt der Innenbohrung des Kupferleiters zu verengen und damit die Wasserkühlung der Spulen zu verschlechtern.

Durch dieses Wicklungsschema liegen die Strom- und Wasseranschlüsse auf der Oberseite und nicht seitlich. Das Schema erlaubt daher den kompakten Aufbau der Solenoiden (im Zentralbereich und vor den Detektoren) durch viele kurze Spulen. Dadurch entstehen genügend Anschlüsse für eine ausreichende Kühlung der Spulen bei mäßigem Wasserdruck.

Weiterhin liegen bei diesem Schema die Wicklungen genau senkrecht zur Achse der Spule. Der Übergang zwischen zwei nebeneinander liegenden Windungen findet immer an derselben Position statt (siehe Abb. 3.21b). Der durch diesen Windungsfortschritt entstehende Nettostrom entlang der Achse kann in erster Näherung kompensiert werden. Hierfür wird ein Kabel der Zuleitung entlang des Übergangsbereichs von einem Ende der Spule zum anderen geführt.

### 3.4.3 Vakuumgefäße

Das Spektrometer PERKEO III ist in drei große Vakuumgefäße aufgeteilt. Das Zentralrohr ist von dem Hauptsolenoiden umgeben. Daran schließen sich auf an den Seiten die beiden Detektorgefäße mit großen Auskoppelspulen und den Solenoiden im Bereich des Detektors an (vgl. Abbildung 3.22).

Um ein gutes Vakuum im Bereich von  $10^{-9}$  mbar erreichen zu können wurden die Innenoberflächen auf eine Rauigkeit von typisch  $R_z = 15 \mu\text{m}$  geschliffen. Das Spektrometer kann zur Verbesserung des Vakuums auf  $200^\circ\text{C}$  erhitzt werden, ohne das die in Kunststoff vergossenen Spulen dabei Schaden nehmen.

Erste Tests der leeren Vakuumgehäuse ergaben einen Enddruck von  $< 2 \cdot 10^{-7}$  mbar. Dies entspricht dem durch das Kompressionsverhältnis der verwendeten Pumpen zu erwarteten Druck. Dieser ist für Messungen mit Elektronen sicher ausreichend. Beispielsweise betrug bei den bisherigen Messungen mit PERKEO II der Druck im Spektrometer minimal  $10^{-6}$  mbar. Messungen der Protonen können aufgrund ihrer niedrigen Maximalenergie der von 780 eV leicht durch Restgas gestört werden. In diesem

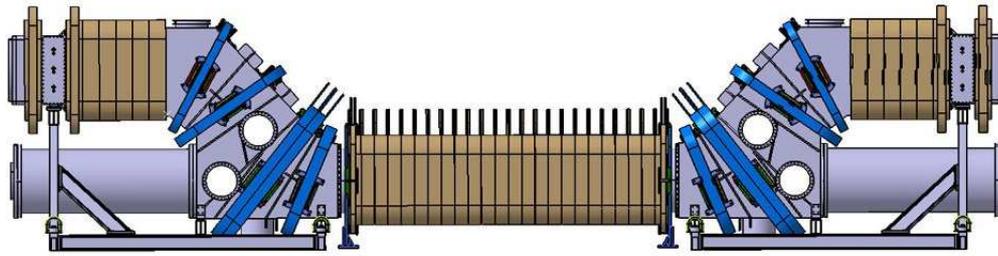


Abbildung 3.22: Seitenansicht des Spektrometers PERKEO III

Fall wird ein Druck von der Größenordnung  $10^{-9}$  mbar benötigt.

### Zentralrohr

Das zentrale Vakuumgefäß ist ein 2.7 m langes Rohr mit einem Innendurchmesser von 50 cm. Um eine Beeinflussung der Homogenität des Magnetfeldes im Zentralbereich zu verhindern, wurde bei der Produktion eine Permeabilität von  $\mu < 1.05$  angestrebt.

Durch mechanische Bearbeitung, wie z. B. dem Biegen des Rohres, und das Schweißen der Nahtstellen, verändert sich das Gefüge des Stahls so, dass die Permeabilität des Stahls in den bearbeiteten Bereichen ansteigt. Daher wurde der unmagnetische Edelstahl (Typ 1.4435) gesondert ausgesucht und das Rohr nach dem Biegen der Platte mit einem Elektronenstrahl längsnahtgeschweißt um den Wärmeeintrag zu reduzieren. Nach den Schweißarbeiten an den Flanschen wurde das Rohr für vier Stunden bei einer Temperatur von  $900\text{ }^{\circ}\text{C}$  vakuumgeglüht. Dadurch wurden die magnetischen Fehlstellen im Material soweit reduziert, dass eine Permeabilität von  $\mu < 1.01$ , gemessen mit einer Förster-Sonde, erreicht wurde.

### Detektorgefäße

Die Vakuumgefäße im Bereich der Auskopplung und der Detektoren haben keinen runden Querschnitt. Um ihre Stabilität unter Vakuum gewährleisten zu können, wurden von K. Dermati (GSI, Darmstadt) numerische Berechnungen durchgeführt. Eines der Ergebnisse ist in Abbildung 3.23 zu sehen. Ohne die angeschweißten seitlichen Verstrebungen würde sich die 12 mm starke Seitenwand im Betrieb um bis zu 5 mm durchbiegen. Durch die 12 cm hohen Verstrebungen kann diese Durchbiegung auf tolerable 1 mm reduziert werden. Der Stahl bleibt dabei im elastischen Bereich.

Auch hier kam unmagnetischer Edelstahl (Typ 1.4435) zum Einsatz. Aufgrund der geringeren Anforderungen an die Permeabilität konnte hier jedoch auf ein Glühen im Vakuum verzichtet werden.

### Vakuumgroßflansche mit Aluminiumdichtung

Um die Detektorgefäße und das Zentralrohr zu verbinden, wurde ein neuer Vakuumflansch entwickelt. An der gewählten Verbindungsstelle steht nur sehr wenig Platz zur Verfügung, wie in der Seitenansicht in Abbildung 3.22 zu sehen ist. Daher konnte

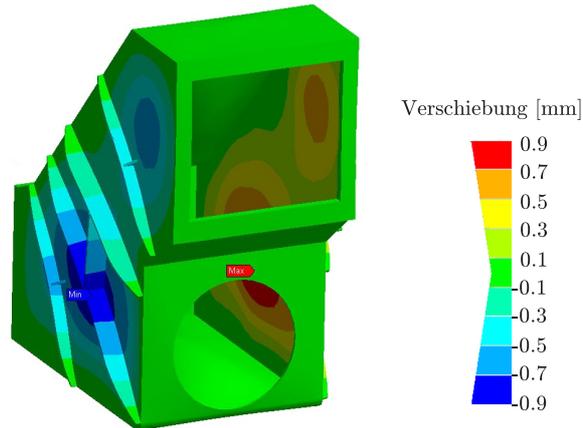


Abbildung 3.23: Ergebnis der Stabilitätssimulationen des Detektorgefäßes von K. Dermati (GSI). Die Durchbiegung der seitlichen Gehäuseseiten beträgt unter 1 mm. Erreicht wird dies erst durch 12 cm hohe angeschweißte Verstrebungen.

kein handelsüblicher Flansch- und Dichtungstyp eingesetzt werden. Das Vakuumsystem soll auf eine Temperatur von maximal 200 °C erhitzt werden können. Ein Einsatz von Ringdichtung aus Viton<sup>5</sup> ist deshalb nicht möglich.

Für alle Sonderflansche am Instrument kommt daher eine Dichtung aus reinem Aluminium zum Einsatz. Dazu wird aus einem Aluminiumdraht durch Kaltschweißen, d. h. Verpressen, ein Ring geformt. Durch den Pressvorgang ist die Nahtstelle verhärtet und muss anschließend durch Erhitzen *geheilt* werden. Nur so bleibt die Dichtung auch nach dem Erhitzen des Gefäßes noch dicht.

Dieser Aluminiumring wird in einer Nut gequetscht, ähnlich wie ein O-Ring aus Viton. Für diesen Flansch wird ein runder, 1.4 mm dicker Draht eingesetzt, der zwischen den Flanschen auf 0.8 mm Höhe gequetscht wird. Die Nut ist dabei nur 2.0 mm breit. Dadurch wird verhindert, dass sich der Draht während des Erhitzens des Vakuumsgefäßes aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten des Aluminiumdrahtes und des Edelstahl auf dem Flansch bewegen kann.

Mehrere zu Testzwecken gefertigte Flansche erwiesen sich auch nach mehreren Zyklen des Erhitzens auf über 200 °C und Abkühlens als dicht. Die Leckrate betrug dabei stets weniger als  $2 \cdot 10^{-10}$  mbar l s<sup>-1</sup>. Auch die Vakuumsgefäße des PERKEO III wurden erfolgreich auf ihre Dichtigkeit für Helium überprüft.

### 3.5 Zukünftige Messungen mit PERKEO III

Mit dem neuen Instrument sind eine Vielzahl von Zerfallsgrößen im Zerfall polarisierter und unpolarisierter Neutronen experimentell zugänglich. Dabei benötigt jedoch jede Größe eine spezielle Modifikation des Experiments, um die Sensitivität jeweils zu maximieren.

<sup>5</sup>geschützte Marke der Firma Dupont

Observable	Methode	Neutronenstrahl	Physik
$\beta$ -Asymmetrie $A$	Elektron-Spektrum (Szintillator)	gepulst, polarisiert	CKM Unitarität, Schwacher Magnetismus, Phase rechtshändiger Ströme, QCD Tests
$\beta$ -Asymmetrie $A$	Elektron-Spektrum	kontinuierlich, polarisiert	Schwacher Magnetismus
Proton-Spektrum, $e$ - $\nu$ Korrelation $a$	Flugzeit	gepulst, unpolarisiert	CKM Unitarität
Proton-Asymmetrie $C$	Flugzeit	gepulst, polarisiert	Masse eines rechtshändigen W-Bosons

Tabelle 3.3: Mögliche Messungen mit PERKEO III. Jede Messgröße erfordert eine speziell optimierte Messung bezüglich Teilchendetektion, Strahlkollimation und Polarisationsgrad der Neutronen.

Aufgrund der langen Flugzeiten von minimal 11 ns für die Elektronen und  $7.5 \mu\text{s}$  für die Protonen sind koinzidente Messungen von Elektronen und Protonen mit PERKEO III nur schwer zu realisieren. Die Stärke des neuen Spektrometers liegt daher in Ein-Teilchen Messungen. Eine Übersicht über eventuelle Messgrößen wird in Tabelle 3.3 gegeben.

### 3.5.1 Elektronen-Asymmetrie $A$

Die Elektronen-Asymmetrie  $A$  wird durch eine energieaufgelöste Messung der Zählraten  $N(E)$  für die beiden Emissionshalbräume und die beiden Spin-Polarisationsrichtungen der Neutronen bestimmt. Dafür wird die so genannte *experimentelle Asymmetrie* gebildet:

$$A_{\text{exp}}(E) = \frac{N_1(E) - N_2(E)}{N_1(E) + N_2(E)} = \frac{1}{2} \frac{v}{c} P A(E) \quad (3.27)$$

$P$  bezeichnet dabei den Polarisationsgrad des Neutronenstrahls und  $v$  die Geschwindigkeit der Elektronen. Die Indizes stehen dabei entweder für die beiden Detektoren bei einer bestimmten Ausrichtung des Neutron-Spins, oder für die beiden Richtungen des Spins bei Betrachtung eines Detektors. Beispielfhaft ist in Abbildung 3.24 die experimentelle Asymmetrie für die letzte Messung mit PERKEO II aufgetragen [Mun06a].

Mit PERKEO III wird diese Größe mit einem gepulsten Neutronenstrahl, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, gemessen. Hierdurch wird die Systematik im Vergleich zu bisherigen Messungen verbessert:

- Strahlabhängiger Untergrund, der bisher aufwendig abgeschätzt werden musste, tritt quasi nicht mehr auf. Somit können Signal und Untergrund unter denselben

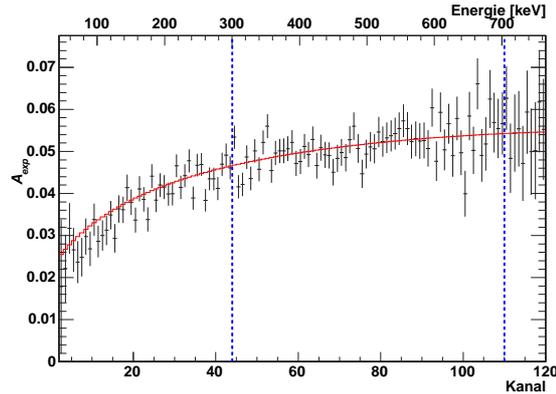


Abbildung 3.24: Experimentelle Asymmetrie  $A_{\text{exp}}$  nach Gleichung (3.27), bestimmt mit PERKEO II. Blau markiert ist der Bereich des Fits. [Mun06a]

Bedingungen gemessen werden. (vgl. Abschnitt 3.3.2)

- Die Abbildung der Elektronen auf den Detektor ist randlos. Eine Beeinflussung der Messung durch eventuelle begrenzende Blenden tritt nicht auf. Der systematische Randeffekt entfällt (vgl. Kapitel 4.3.1).

Die Eigenschaften, die auch die bisher genaueste Messung mit PERKEO II auszeichnen, bleiben erhalten:

- Echte  $2 \times 2\pi$  Detektion der Elektronen, d. h. es sind keine Korrekturen auf einen eingeschränkten Raumwinkel der Detektion notwendig.
- Volle Energiedetektion: Durch die symmetrische Anordnung können aus den Detektoren rückgestreute Elektronen sicher im jeweils anderen Detektor nachgewiesen werden. Eine zeitaufgelöste Messung erlaubt die korrekte Zuordnung zum korrekten Halbraum.
- Nur sehr kleine Korrekturen aufgrund des magnetischen Spiegeleffekts. Durchläuft ein Neutronenpaket das Zerfallsvolumen, so stellt der Spiegeleffekt eine zeitabhängige Korrektur dar. Durch eine zeitaufgelöste Messung besteht nun also die Möglichkeit durch Vergleich der beiden Detektoren den Spiegeleffekt direkt zu messen (vgl. Abbildung 3.4).

Neben den Verbesserungen der Systematik kann auch die Statistik um von 370 Hz [Mun06a] auf bis zu 1 kHz erhöht werden.

Eventuell nachteilig gegenüber dem bisherigen Experiment PERKEO II ist der im Vergleich der Flächen fast dreimal größere Detektor. Der Detektor ist allerdings nicht wesentlich breiter, so dass die Inhomogenität bei seitlicher Auslese des Szintillators durch Photomultiplier in dieser Richtung nicht stärker sein wird.

### 3.5.2 Schwacher Magnetismus $\kappa$

Der schwache Magnetismus zeigt sich im Neutron-Zerfall in einer leichten Energieabhängigkeit der Elektronen-Asymmetrie  $A$ . Eine Bestimmung aus gemessenen Asym-

metrie-Daten war bisher vor allem aufgrund mangelnder Statistik und Unsicherheiten in energieabhängigen systematischen Effekten wie dem Untergrund und der Detektorfunktion nicht möglich. Eine Auswertung für die letzte Messung mit PERKEO II findet sich dennoch in Kapitel 4.4.

In Kapitel 4 werden die Vorbereitungen einer Messung mit PERKEO III ausführlich beschrieben. Die genannten systematischen Effekte werden dort ebenfalls diskutiert.

Für diese Messung wird ein kontinuierlicher Strahl eingesetzt, um die notwendige Statistik von  $1 \times 10^9$  Ereignissen zu erreichen [Mun06b]. Dadurch wird eine Begrenzung des Zerfallsvolumens durch Blenden für die Elektronen notwendig.

### 3.5.3 Protonen-Asymmetrie $C$

Durch Nachweis der Protonen aus dem Zerfall Spin-polarisierter Neutronen kann, analog zur Elektronen-Asymmetrie, die Asymmetrie der Protonen bestimmt werden:

$$C = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (3.28)$$

Dabei sind auch hier die Kombinationen der beiden Detektoren für eine Spinrichtung und beide Spinrichtungen für einen Detektor denkbar. Die Maximalenergie der Protonen aus dem Neutron-Zerfall beträgt weniger als 1 keV. Die Energie der Protonen ist daher nicht mittels einfacher Detektoren zu ermitteln.

Die Asymmetrie  $C$  wurde 2002 erstmals mit PERKEO II bestimmt [Abe05]. Eine erneute Messung im Jahr 2004 wird derzeit noch analysiert [Sch07].

### 3.5.4 Fierz-Interferenz Term $b$

Der Fierz-Interferenz Term  $b$  ist durch eine exakte Messung des Energiespektrums der Elektronen aus dem Zerfall unpolarisierter Neutronen zu bestimmen. Eine gepulste Messung erlaubt Messungen mit ausreichender Statistik. Gleichzeitig werden zwei der drei energieabhängigen systematischen Effekte vermieden: Eine Störung des Spektrums durch strahlbegrenzende  $\beta$ -Blenden findet nicht statt. Das Spektrum des Untergrunds kann mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Zusätzlich kann durch die klare zeitliche Trennung der Rückstreueereignisse das Spektrum zufälliger Koinzidenzen, die die Bestimmung von Rückstreuung erschweren, simultan bestimmt werden. Wichtigster systematischer Effekt ist somit die Genauigkeit des Detektors.

Der in Kapitel 4.5.1 vorgestellte Apparat zur Eichung der Detektoren verspricht die Genauigkeit der Bestimmung der Detektorfunktion deutlich zu verbessern. Ob dies jedoch bereits ausreicht muss durch Messungen gezeigt werden.

# 4 Messung des schwachen Magnetismus im Neutronenzerfall

Im letzten Kapitel wurden die Eigenschaften des neuen Spektrometers PERKEO III dargestellt. Aufgrund der im Vergleich zu PERKEO II bis zu 100-fach größeren Ereignisrate werden nun neue Messgrößen, wie beispielsweise der schwache Magnetismus, im Neutronenzerfall zugänglich.

Der schwache Magnetismus äußert sich in einer kleinen zusätzlichen Abhängigkeit der Elektronen-Asymmetrie  $A$  von der Energie der Elektronen. In diesem Kapitel wird beschrieben, wie aus einer Bestimmung des Spektrums der Elektronen aus dem Zerfall polarisierter Neutronen der schwache Magnetismus bestimmt werden kann. Die beiden möglichen Methoden werden im ersten Abschnitt erläutert, gefolgt von einer Diskussion der relevanten systematischen Effekte.

In einer Messung mit PERKEO II haben wir die  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  am ILL gemessen [Mun06a]. Aus den Daten dieser Messung wird in Abschnitt 4.4 der schwache Magnetismus extrahiert. Die Genauigkeit ist durch die Statistik limitiert. Daher werden abschließend die Vorbereitungen einer Messung mit PERKEO III im Winter 2006/2007 beschrieben.

## 4.1 Methode

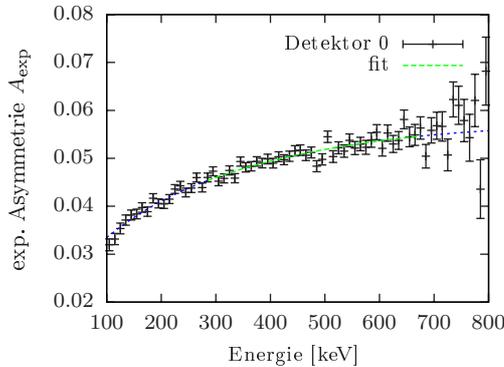


Abbildung 4.1: Experimentelle  $\beta$ -Asymmetrie, gemessen mit PERKEO II im Jahr 2004. Die hier gezeigte Statistik enthält  $4.3 \cdot 10^7$  Ereignisse.

Die Asymmetrie  $A$  der Elektronenverteilung bezüglich des Neutronenspins besitzt in erster Näherung eine schwache lineare Abhängigkeit von der Energie des Elektrons. Sie setzt sich zusammen aus Beiträgen des schwachen Magnetismus, dem Protonenrückstoß und  $(g_A - g_V)$ -Interferenztermen [Wil82]:

$$A(E) = A \left( 1 + A_{\mu M} \left( A_1 \frac{E_0 + m_e}{m_e} + A_2 \frac{E + m_e}{m_e} + A_3 \frac{m_e}{E + m_e} \right) \right). \quad (4.1)$$

Dabei sind  $A_1$ ,  $A_2$  und  $A_3$  abhängig vom Axial- zu Vektorkopplungsverhältnis  $\lambda$  (vgl. Kapitel 2.2, Gleichung (2.13)). Nur der Parameter  $A_{\mu M}$  zeigt eine zusätzliche Abhängigkeit von einem weiteren Parameter  $\kappa$ :

$$A_{\mu M} = \frac{-\lambda + 2\kappa + 1}{-\lambda(1 + \lambda)(1 + 3\lambda^2)} \frac{m_e}{m_n} \approx -1.63 \cdot 10^{-3}. \quad (4.2)$$

Der Parameter  $\kappa$  entspricht dem Verhältnis der Kopplungskonstanten der induzierten tensoriellen Kopplung  $f_2$  und der Axialvektorkopplung  $f_1 = g_A$ . Über

$$\kappa = \frac{f_2}{f_1^*} = \frac{\mu_p^a - \mu_n^a}{2} = \frac{\mu_p - \mu_n - 1}{2} = 1.85 \quad (4.3)$$

ist dieses mit den anomalen magnetischen Momenten des Protons und des Neutrons verknüpft. Dies ist eine Konsequenz der CVC (conserved vector current) Hypothese der elektroschwachen Vereinigung (siehe Kapitel 2).

Die resultierende Energieabhängigkeit der Asymmetrie  $A$  beträgt im Zerfall des Neutrons nur etwa 2%. Da diese sich selbst nur auf etwa 12% beläuft, ist der zu messende Effekt von der Größenordnung  $10^{-3}$ .

Im Zerfall von Atomkernen ( $B^{12} \rightarrow C^{12}$  und  $N^{12} \rightarrow C^{12}$ ) konnte der Einfluss des schwachen Magnetismus auf das  $\beta$ -Spektrum bereits im Jahre 1963 gemessen werden [Lee63]. Bisher ist eine Bestimmung aus dem Neutronenzerfall sowohl aufgrund unzureichender Systematik, als vor allem auch unzureichender Statistik nicht möglich gewesen. Ziel der ersten Messung mit dem neuen Spektrometer PERKEO III ist die Messung dieser Energieabhängigkeit und damit eine Überprüfung der Vorhersage des Standardmodells für den Parameter  $\kappa$ .

Um den Einfluss des schwachen Magnetismus aus der Energieabhängigkeit der  $\beta$ -Asymmetrie zu extrahieren, gibt es zwei Möglichkeiten: Zum einen kann die Energieabhängigkeit aus einer Messung der energieabhängigen Asymmetrie  $A(E)$  selbst extrahiert werden, zum anderen ist die Information bereits auch in der Differenz der Zählraten für die beiden Stellungen des Neutronenspins enthalten.

#### 4.1.1 Schwacher Magnetismus in der $\beta$ -Asymmetrie $A$

Die  $\beta$ -Asymmetrie  $A(E)$  wird über die so genannte *experimentelle Asymmetrie*  $A_{\text{exp}}$  bestimmt. Diese setzt sich zusammen aus den energieabhängigen Zählratenmessungen  $N_1(E)$ ,  $N_2(E)$  für entgegengesetzte Richtungen des Neutronenspins:

$$A_{\text{exp}}(E) = \frac{N_1(E) - N_2(E)}{N_1(E) + N_2(E)} = \frac{1}{2} P f \frac{v}{c} A(E). \quad (4.4)$$

Dabei bezeichnet  $P$  den Polarisationsgrad des Neutronenstrahls und  $f$  die Effizienz des Spinflip-Vorgangs.

Aus Gleichung 4.1 ist ersichtlich, dass die Auswertung einer Messung der experimentellen Asymmetrie auf den schwachen Magnetismus lediglich um einen Parameter

$$a_{\text{wm}}(\lambda, \kappa) = A_{\mu M}(\lambda, \kappa) \cdot A_2(\lambda) = 1.4 \cdot 10^{-2} \quad \text{im Standardmodell} \quad (4.5)$$

für eine lineare Energieabhängigkeit erweitert werden muss, anstatt die Vorhersage des Standardmodells für den Parameter  $\kappa = 1.85$  zu verwenden. In Kapitel 4.4 werden die Daten der letzten Messung der Asymmetrie  $A$  [Mun06a] mit dieser Methode ausgewertet. Für die geplante Messung mit PERKEO III wird ebenfalls diese Methode angewendet werden. Die wichtigsten systematischen Effekte dieser Methode sind dabei:

- die Detektorfunktion, die die Energieabhängigkeit des Elektronnachweises beschreibt (vgl. Abschnitt 4.3.2),
- der Untergrund, der durch seine Energieabhängigkeit eventuell die gemessene Abhängigkeit verändert (vgl. Abschnitt 4.3.6).
- der Randeﬀekt durch die Elektron-Blenden, die das betrachtete Teilvolumen des Strahls definieren (vgl. Abschnitt 4.3.1), da mit einem kontinuierlichen Strahl gemessen wird.

Eine vollständige Diskussion der systematischen Effekte findet sich in Kapitel 4.3.

#### 4.1.2 Bestimmung aus Differenzmessung

Die Information der Energieabhängigkeit ist bereits im Zähler der experimentellen  $\beta$ -Asymmetrie enthalten, dem so genannten *Differenzspektrum*:

$$N_{\text{diff}}(E) = N_1(E) - N_2(E) \propto \beta A(E) F(E).$$

Dabei bezeichnet  $F(E)$  das (korrigierte) Fermi-Spektrum (siehe Kapitel 2). Durch eine häufig alternierende Messung für beide Spinzustände mit Hilfe eines  $\pi$ -Flippers ist die Größe  $N_{\text{diff}}(E)$  in guter Näherung frei von Untergrund. Der für eine Anpassung nutzbare Energiebereich wird daher nicht durch die Genauigkeit der Kenntnis des Untergrunds bei niedrigen Energien eingeschränkt.

Das Differenzspektrum selbst weist eine starke Energieabhängigkeit auf, da es das Fermispektrum  $F(E)$  enthält. Daher wird die Genauigkeit der Messung durch die Detektorfunktion bestimmt. Die Steigung der Energie-Kanal-Beziehung (Ausgangssignal als Funktion der Energie des Elektrons) ist bisher durch Eichmessungen auf 3‰ genau bekannt [Sch07]. Nach einer Analyse in [Bae96] müssten diese jedoch auf 1‰ bekannt sein um verlässliche Ergebnisse zu liefern. Trotz der Verbesserungen am Design des Detektors und der Einführung eines aufwendigen Apparats zur Eichung des Detektors (s. Abschnitt 4.5.1) wird diese Genauigkeit vorerst nicht erreicht werden. Im Folgenden wird daher auf diese Methode nicht näher eingegangen. Die Betrachtungen zur Systematik gelten jedoch zumeist auch für diese Methode.

## 4.2 Statistische Sensitivität

Die Genauigkeit der Bestimmung des Parameters  $\kappa$  für den schwachen Magnetismus aus der Asymmetrie  $A$  skaliert mit der Wurzel der Anzahl der Ereignisse  $N$ . Aufgrund des bei einer Messung mit kontinuierlichem Strahl immer vorhandenen Untergrunds kann die Anpassung an die Daten nur oberhalb einer unteren Abschneideenergie  $E_1$  erfolgen.

Diese beträgt bei der letzten Messung mit PERKEO II ca. 300 keV für eine Bestimmung der Asymmetrie  $A$ . Für eine Bestimmung des schwachen Magnetismus muss diese unter Umständen noch konservativer gewählt werden (siehe Abschnitt 4.4).

Simulationen mit realistischen Annahmen bezüglich der Detektorfunktion und des Randeffekts (s. Abschnitt 4.3.1) ergeben für eine Genauigkeit von  $\Delta\kappa/\kappa = 50\%$  bei einer unteren Abschneideenergie  $E_1 = 300$  keV eine benötigte Statistik von  $10^9$  Ereignissen [Mun06b]. Dieses Ergebnis stimmt mit der Analyse in [Bae96] überein und entspricht dem sechsfachen der gesamten Statistik der letzten Messung der Asymmetrie  $A$  im Jahr 2004.

Für die erste Messung mit PERKEO III wird eine Ereignisrate von etwa 25 kHz erwartet (s. Abschnitt 4.5.2), statt bisher 0.5 kHz. Somit kann eine statistische Genauigkeit von 50% in nur 11 Stunden reiner Messzeit erreicht werden. Hinzu kommen die Zeiten für Untergrundmessungen und wiederholte Detektoreichung (siehe Abschnitte 4.3.6 und 4.5.1). Einen wesentlichen Teil der Strahlzeit muss jedoch für Untersuchungen der systematischen Fehlerquellen verwendet werden.

### 4.3 Systematische Effekte

Systematische Fehlerquellen einer Bestimmung des schwachen Magnetismus  $\kappa$  aus der experimentellen Asymmetrie  $A_{\text{exp}}$  sind all jene Einflüsse, die Energie- und Asymmetrie-Information mischen. Hierzu gehören:

- Randeffekte durch  $\beta$ -Blenden zur Definition des Zerfallsvolumens (siehe Abbildung 4.2)
- Abhängigkeit der Detektoreffizienz vom Auftreffort des Elektrons
- (differentielle) Linearität des Detektorsystems
- Verbreiterung des Energiesignals aufgrund der niedrigen Anzahl der im Szintillator erzeugten Photonen
- Rückstreuung von Elektronen aus dem Detektor
- Energieabhängigkeit des Untergrunds.

Unkritisch sind hingegen Effekte, die zwar einen Einfluss auf den Absolutwert der Asymmetrie haben, jedoch keine Energieabhängigkeit aufweisen und somit keinen Einfluss auf die Genauigkeit die Extraktion des schwachen Magnetismus aus den Daten haben. Hier zu nennen sind insbesondere:

- magnetischer Spiegeleffekt und
- Neutronen-Polarisation.

Eine Abschätzung dieser Effekte ist wichtig, da es sich bei der Bestimmung des Absolutwerts der Asymmetrie  $A$  um einen essentiellen Test der Systematik des neuen Instruments handelt.

In den folgenden Abschnitten werden die oben genannten Einflüsse beschrieben und der zu erwartende Einfluss auf die Genauigkeit einer Bestimmung des schwachen Magnetismus erörtert.

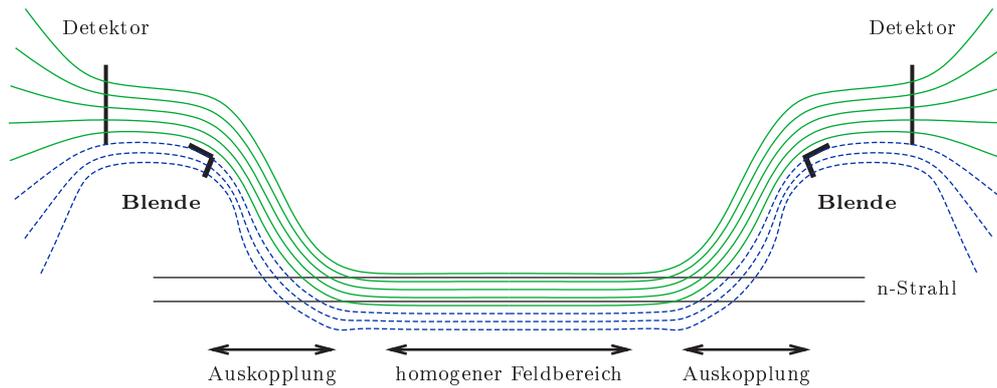


Abbildung 4.2: Position der Elektron-Blenden zur Begrenzung des Zerfallsvolumens. Nur Elektronen, die entlang der grünen Feldlinien entstehen werden auf die Detektoren abgebildet.

### 4.3.1 Randeffekt

Die Messung des schwachen Magnetismus soll mit kontinuierlichem Strahl erfolgen, um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten. Im Gegensatz zu einer Messung mit gepulstem Neutronenstrahl, muss in diesem Fall das Zerfallsvolumen durch Blenden für die Zerfallsprodukte – Elektronen und Protonen – begrenzt werden. Die Position dieser Blenden ist in Abbildung 4.2 zu sehen. PERKEO III benötigt nur zwei Blenden (anstatt wie PERKEO II vier), da der Strahl der Elektronen nur nach unten begrenzt werden muss. Nach oben wird der Strahl immer vollständig auf den Detektor abgebildet.

Diese Blenden definieren durch Absorption der Elektronen und Protonen die effektive Länge des betrachteten Zerfallsvolumens. Für Teilchen mit großem Gyrationradius wird diese Länge stärker verkürzt, als für Teilchen mit kleinem Gyrationradius, da sie bereits für kleinere Abstände des Führungszentrums zu den Blenden durch diese absorbiert werden. Dadurch ergibt sich ein von der Energie der Teilchen abhängiger systematischer Effekt auf die Asymmetrie  $A$ .

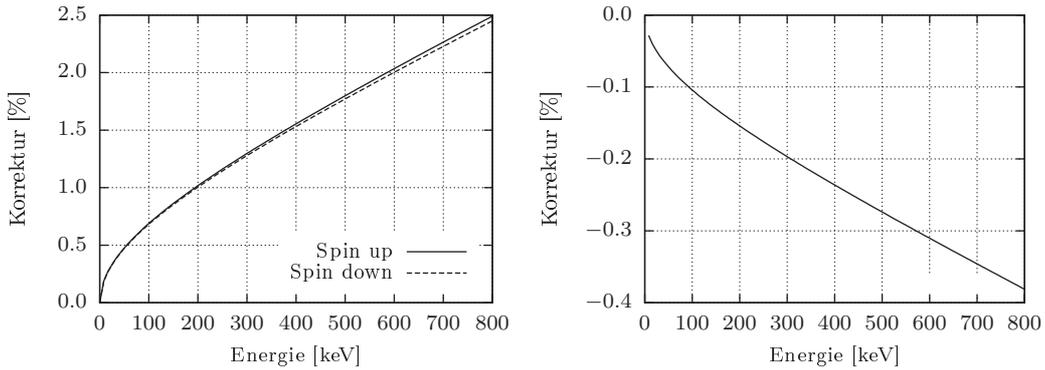
Elektronen, die unter großen Winkeln  $\theta \approx 90^\circ$  zum Magnetfeld emittiert werden, tragen aufgrund der Emissionswahrscheinlichkeit

$$w(\theta) = (1 + \beta A \cos \theta)$$

wenig zur integralen Asymmetrie  $A$  bei. Für diese Elektronen ist jedoch das Zerfallsvolumen effektiv verkürzt. Die Beschränkung des Zerfallsvolumens durch Blenden erhöht daher den Wert der gemessenen Gesamtasymmetrie  $A$ .

Für die Bestimmung des schwachen Magnetismus ist jedoch die Tatsache wichtig, dass die Gyrationradien von der Energie der Elektronen abhängig sind und dass daher durch die Blenden die Form des Elektron-Spektrums am Detektor gestört wird.

Prinzipiell kommen zwei Arten von Blenden in Betracht. Im ersten Fall werden die Blenden so dünn wie möglich gestaltet, d. h. gerade dick genug um senkrecht auf-



(a) Korrektur auf die Spektren  $N_1(E)$  und  $N_2(E)$

(b) Korrektur auf die Asymmetrie  $A(E)$

Abbildung 4.3: Korrekturen durch den Randeﬀekt für PERKEO III mit dicken Blenden. Im Bereich der Anpassung (300 – 700 keV) beträgt der Effekt 0.15%, während die Energieabhängigkeit der Asymmetrie  $A(E)$  1.5% beträgt.

treffende Elektronen sicher zu absorbieren. Im anderen Fall sind die Blenden dicker als die doppelte maximale Ganghöhe der Spiralbahn der Elektronen. Dadurch treffen auch Elektronen, die an der Oberfläche der Blende reflektiert werden, mindestens ein zweites Mal auf die Blende auf und können dann absorbiert werden [Rav95, Bae96].

Für die Verwendung dünner Blenden spricht, dass sie in erster Ordnung den Effekt der energieabhängigen Länge des Zerfallsvolumens kompensieren: Die Häufigkeit, mit der Elektronen, deren Führungszentrum gerade außerhalb des durch die Blenden definierten Zerfallsvolumens liegt, noch an der dünnen Blende vorbei zum Detektor gelangen, ist gerade gleich der Häufigkeit mit der Elektronen, deren Führungszentrum innerhalb liegt, an den Blenden absorbiert werden. Dies gilt jedoch nur unter der Annahme, dass sich das Magnetfeld im Bereich des durch die Blenden definierten Randes nicht ändert. Diese Annahme ist jedoch an der Position der Blenden in PERKEO III nicht gerechtfertigt (vgl. Abbildung 4.2). Für die kommende Messung werden daher dicke Blenden verwendet, die sich bereits in vorangegangenen Messungen bewährt haben.

Der Einfluss des Randeﬀekts im Falle dicker Blenden kann analog zu PERKEO II abschätzt werden [Rav95, Bae96]. Es wird angenommen, dass Elektronen, deren Gyrationzentrum näher an den Blenden liegt als ein Gyrationradius, von den Blenden auch absorbiert werden. Für die  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  ergibt sich daher für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron an den Blenden absorbiert wird:

$$w(E) = \frac{2p}{eBL} \frac{1}{1 \pm \frac{1}{2}A\beta} \left( \frac{\pi}{4} \pm \frac{A\beta}{3} \right). \quad (4.6)$$

Dabei bezeichnen  $p$  den Impuls der Elektronen,  $L$  die Länge des Zerfallsvolumens und  $B$  die Feldstärke am Ort der Blenden.

Für eine Messung mit kontinuierlichem Strahl mit PERKEO III beträgt  $L = 3.2$  m und  $B = 0.08$  T. Daraus ergibt sich eine Korrektur auf die Spektren  $N_1(E)$ ,  $N_2(E)$  und

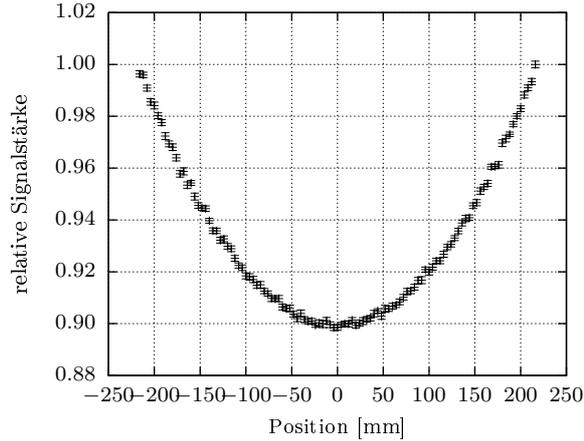


Abbildung 4.4: Simulation der Ortsabhängigkeit des Elektronendetektors (Daten aus [Mun06a]). Der Detektor der letzten Messung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  zeigte eine Verminderung der Signalstärke in der Mitte von 9%.

die Asymmetrie  $A(E)$ , die in Abbildung 4.3 dargestellt wird. Der Effekt ist innerhalb des zur Anpassung verwendeten Energiebereichs ( $E = 300 - 700$  keV) näherungsweise linear und klein im Vergleich zum erwarteten Einfluss des schwachen Magnetismus. Im Bereich der Anpassung an die Daten beträgt die Korrektur auf die Energieabhängigkeit der Asymmetrie durch den Randeffekt  $-0.15\%$ , während die Energieabhängigkeit der Asymmetrie in diesem Bereich  $1.5\%$  beträgt. Nimmt man eine Genauigkeit der Berechnung des Randeffekts von nur  $20\%$  an, beträgt der Fehler auf  $a_{\text{wm}}$  nach Gleichung (4.5) nur  $2\%$ .

Unberücksichtigt bei dieser Betrachtung ist bisher der Effekt der Rückstreuung der Elektronen an den Blenden: Elektronen, die nicht an den Blenden absorbiert werden, sondern an diesen reflektiert werden, könnten einen der beiden Detektoren erreichen. Diese Elektronen haben dann bereits einen Teil ihrer Energie und eventuell auch die Information über die ursprüngliche Emissionsrichtung verloren. Dadurch könnten sowohl das Spektrum, als auch die Asymmetrie gestört werden. Eine Monte-Carlo Simulation von F. Glück ergab jedoch nur eine vernachlässigbar kleine Korrektur von  $0.02\%$  auf den Wert der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$ . [Rei99]

Elektronen, die aus dem Detektor zurück gestreut werden, können ebenso an den Blenden absorbiert werden. Dieser Effekt ist über den Gyrationradius abhängig von der Energie der reflektierten Elektronen. Auf den Effekt der Rückstreuung wird in Abschnitt 4.3.4 näher eingegangen. Da die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung insgesamt jedoch weniger als  $5\%$  beträgt, stellt dies nur einen Effekt zweiter Ordnung dar.

### 4.3.2 Detektorfunktion

Neben dem im letzten Abschnitt besprochenen Randeffekt stellen die Orts- und Energieabhängigkeit des Detektors die größte Quelle energieabhängiger Korrekturen dar. Sie ist daher mitbestimmend für die systematische Unsicherheit der Messung.

Bild 4.4 zeigt eine Berechnung der Ortsabhängigkeit des Detektors für den in Abschnitt 4.5.1 näher beschriebenen Detektor. Dabei wurden Absorption, Grenzwinkel und Effizienz der Totalreflektion berücksichtigt. Deutlich ist eine Abschwächung des Signals in der Mitte des Detektors im Bereich von einigen Prozent zu erkennen.

Um diesen Effekt zu korrigieren, ist die (wiederum energieabhängige) Verteilung der Elektronen auf dem Detektor zu ermitteln. Diese kann rechnerisch in erster Näherung durch Faltung der Neutronenzerfallsdichte im Zerfallsvolumen  $n(\mathbf{x})$  mit der Energieverteilung  $F(E)$ , der Winkelverteilung der Elektronen  $w(\theta, E)$  und der Abbildungsfunktion der Elektronen aus dem Zerfallsvolumen auf den Detektor  $g(\mathbf{x})$  ermittelt werden.

In der Praxis wird die Neutronenverteilung durch die Aktivierung von Kupferfolien ermittelt. Dazu werden Folien aus reinem, natürlichem Kupfer mit einer typischen Dicke von  $75 \mu\text{m}$  eine Zeit  $T$  dem Neutronenstrahl ausgesetzt. Durch Einfang von Neutronen entstehen dabei die instabilen Elemente  $^{64}\text{Cu}$  und  $^{66}\text{Cu}$ , mit einer Lebensdauer von  $\tau = 18.3 \text{ h}$  bzw.  $\tau = 7.39 \text{ min}$ . Nach einer angemessenen Abklingzeit ist die schnelle Komponente aus dem  $\beta$ -Zerfall des  $^{66}\text{Cu}$  vernachlässigbar. Die Aktivität der Folie wird dann mit Hilfe eines Image Plates ortsaufgelöst bestimmt. Da der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_a$  für den Einfang antiproportional zur Geschwindigkeit  $v$  der Neutronen ist, ist die Aktivität also proportional zur *Capture*-Flussdichte  $\phi_c$  der Neutronen. Dies ist die mit der Geschwindigkeit  $v$  gewichtete Neutronenflussdichte  $\phi(v)$ :

$$\phi_c = \int_0^\infty \frac{v_0}{v} \phi(v) dv. \quad (4.7)$$

Nach Gleichung (3.15) ist die Zerfallswahrscheinlichkeit ebenfalls antiproportional zur Geschwindigkeit  $v$  der Neutronen. Mit dieser Methode kann daher auf einfache Weise die Zerfallsdichte der Neutronen bestimmt werden.

Die Abbildungsfunktion auf den Detektor und das ortsabhängige Verhalten des Detektors werden nicht getrennt voneinander, sondern gemeinsam experimentell bestimmt. Hierzu werden verschiedene radioaktive Eichquellen<sup>1</sup> im Zentralbereich des Zerfallsvolumens senkrecht zur Strahlachse bewegt und somit zweidimensional die Energieantwort des Detektors bestimmt. Dieses Verfahren wurde bereits in den letzten beiden Messperioden von PERKEO II eingesetzt und erreichte dort eine Genauigkeit von besser als 1 %. Dabei kam allerdings nur ein Wismut Präparat zum Einsatz [Mun06a], bzw. bei der letzten Messperiode auch ein Cer Präparat. [Sch07].

Aufgrund des vergleichsweise geringen Magnetfeldes von PERKEO III ändert sich die Detektorfunktion innerhalb eines Gyrationradius merklich. Daher wird nun mit fünf Präparaten ( $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ) unterschiedlicher Energie jeweils die Detektorantwort gemessen und so das Energiespektrum des Neutronenzerfalls abgedeckt. Die hierfür entwickelte Mechanik, der so genannte Scanner, wird in Abschnitt 4.5.1 näher beschrieben.

Diese fünf Präparate werden auch zur absoluten Energieeichung des Detektors benutzt. Die dabei bisher erreichte Genauigkeit beträgt 0.5% für die Steigung und 3% für den Offset der Energie-Kanal-Beziehung.

Um die Empfindlichkeit der Messung auf die Bestimmung der Detektorfunktion abzuschätzen, wurden Simulationen durchgeführt, die eine realistische Detektorfunktion

<sup>1</sup>monoenergetische Konversions-Elektronen-Präparate

berücksichtigen [Mun06b]. Die Analyseprogramme der letzten  $A$ -Messung wurden um einen Fit-Parameter für den schwachen Magnetismus erweitert, wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben. Als Ergebnis dieser Simulation wird ein Einfluss der Genauigkeit der Detektorfunktion von unter 20% auf  $a_{\text{wm}}$  erwartet.

Durch den stark erweiterten Scanner (siehe Abschnitt 4.5.1) und eine häufige Kontrolle von Drift-Effekten des Detektors erwarten wir einen Beitrag des Detektors zur systematischen Genauigkeit der Energieabhängigkeit der  $\beta$ -Asymmetrie von unter 20% [Mun06b].

### 4.3.3 Magnetischer Spiegeleffekt

Die leichte Inhomogenität des Magnetfeldes verursacht, wie bereits in Kapitel 3.2.1 beschrieben, den magnetischen Spiegeleffekt. Dieser ist nur vom Emissionswinkel  $\theta$  der Teilchen zum Magnetfeld abhängig. Für eine Messung der Energieabhängigkeit der  $\beta$ -Asymmetrie ist dieser Effekt daher unkritisch. Zur Bestimmung des Absolutwerts der  $\beta$ -Asymmetrie muss dieser Effekt jedoch korrigiert werden.

Die Präzision bisheriger Messungen mit PERKEO II wird durch eine Mittelung über ein möglichst symmetrisches Strahlprofil zum Magnetfeld erreicht, so dass nur eine kleine Gesamtkorrektur von 0.11% notwendig ist [Mun06a]. Eingehende Betrachtungen zum magnetischen Spiegeleffekt finden sich für PERKEO II z. B. in [Rav95]. Diese Betrachtungen sind auch für PERKEO III gültig und in den Gleichungen (3.3) zusammengefasst.

Die Größe des Spiegeleffekts kann durch Integration über die Capture-Flussdichte der Neutronen im Zerfallsvolumen von PERKEO berechnet werden. Aus der berechneten Neutronenverteilung aus Abschnitt 4.5.2 und dem simulierten Magnetfeld aus Abschnitt 3.4.2 ergibt sich somit eine recht große Korrektur von etwa 10(1)%. Da das Magnetfeld im Randbereich stark abfällt, ist die Korrektur nur ungenau bekannt. Eine konkurrenzfähige Bestimmung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  mit kontinuierlichem Strahl ist daher nicht zu erwarten. Stattdessen wird diese mit einem gepulsten Strahl gemessen. Die weiteren Vorteile werden in Kapitel 3.5 beschrieben.

Für eine Messung des schwachen Magnetismus erniedrigt der Spiegeleffekt nur die statistische Sensitivität, da er die Asymmetrie energieunabhängig verringert. Der Spiegeleffekt geht somit zusammen mit der Polarisation  $P$  der Neutronen, Spinflipper-Effizienz  $f$  und der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  als konstanter Faktor in die Fitfunktion ein.

### 4.3.4 Elektron-Rückstreuung

Die Streuung und Reflektion von Elektronen an Blenden und Detektoren stellt eine große systematische Fehlerquelle der Elektronenspektroskopie dar. Dies liegt in der hohen Wahrscheinlichkeit begründet, mit der diese Prozesse stattfinden. Für die von uns verwendeten Plastiksintillatoren wurde die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung in [Wie05b] simuliert. Der maximale Einfallswinkel auf den Detektor beträgt in PERKEO  $\theta = 50^\circ$ . Der Anteil der aus dem Detektor rückgestreuten Elektronen ist nach Abbildung 4.5 also in der Größenordnung 20%.

Das Magnetfeld des Spektrometers PERKEO gewährleistet eine sichere Führung der aus einem Detektor zurückgestreuten Elektronen hin zum zweiten Detektor. Durch

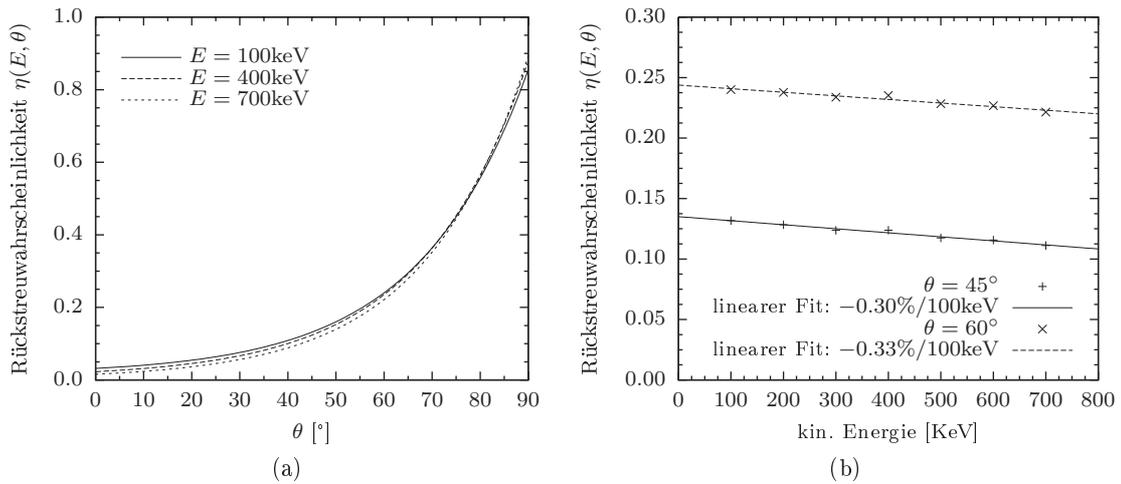


Abbildung 4.5: Abhängigkeit der Rückstreuung von Winkel und Energie des einfallenden Elektrons. Das Modell wurde aus [Wie05b] entnommen. Der Winkel  $\theta$  ist zur Normalen des Detektors angegeben.

Summation der Energieinformation beider Detektoren wird somit die gesamte Energie des Elektrons nachgewiesen.

### Erkannte Rückstreuung

In den meisten Fällen deponieren rückgestreute Elektronen genug Energie im Detektor um ein Trigger-Signal auszulösen. Durch das Magnetfeld werden die rückgestreuten Elektronen dann auf den zweiten Detektor geleitet, wo sie den Rest ihrer Energie deponieren und in vielen Fällen wiederum ein Trigger-Signal auslösen. Im Folgenden wird dies *erkannte Rückstreuung* genannt.

Durch einen Time-to-Digital-Converter (TDC) lässt sich in diesem Fall ermitteln, welcher der beiden Detektoren zuerst angesprochen hat und wie lange das rückgestreute Teilchen für die Flugstrecke zwischen den beiden Detektoren benötigte. Das Flugzeitdiagramm ergibt dann eine so genannte *Kamelhöckerkurve*, wie in Abbildung 4.6 gezeigt. Man kann deutlich die minimale Flugzeit erkennen, die durch die Maximalenergie der Elektronen  $E_{\max}$  und die Distanz zwischen den Detektoren gegeben ist. Die Distanz zwischen den beiden Detektoren beträgt in PERKEO III ca. 8 m. Dies entspricht einer minimalen Flugzeit der Elektronen aus dem Neutronenzerfall von  $\approx 29$  ns, also ungefähr zehnmal mehr als bei PERKEO II. Damit ist eine korrekte Zuordnung der erkannten Rückstreuereignisse sicher möglich.

### Nicht-erkannte Rückstreuung

Deponiert das Elektron im Detektor zu wenig Energie, um ein Triggersignal im ersten Detektor auszulösen und wird es daraufhin im zweiten Detektor nachgewiesen, findet eine falsche Zuordnung des Ereignisses zu den Emissions-Halbräumen statt und die gemessene Asymmetrie wird verfälscht.

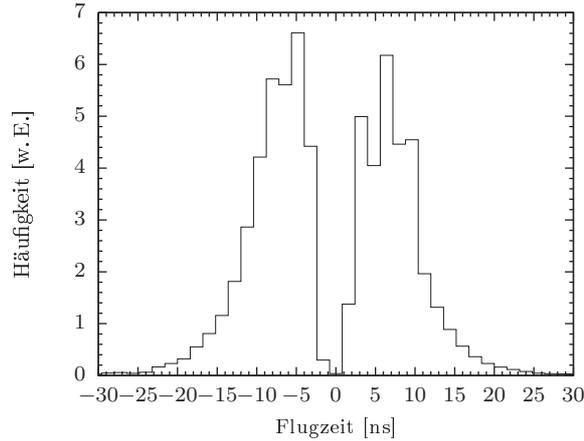


Abbildung 4.6: Flugzeitspektrum der erkannten Rückstreuung, gemessen mit PERKEO II [Sch06b]. Die zeitliche Separation der Signale beträgt für PERKEO III aufgrund des größeren Abstands zwischen den Detektoren 29 ns, statt bisher ca. 4 ns.

Eine Analyse in [Sch06b] zeigt, dass oberhalb einer bestimmten Energie der Elektronen keine nicht erkannte Rückstreuung mehr auftritt. Diese Grenze lässt sich mit großer Sicherheit aus den Messdaten selbst ermitteln. Für die letzte Messung der  $\beta$ -Asymmetrie mit PERKEO II (2004) beträgt diese ca. 200 keV. Sie stellt damit für die Bestimmung des schwachen Magnetismus eine untere Grenze des Bereichs der Anpassung dar.

Mit Hilfe der Triggerfunktion, die die Wahrscheinlichkeit eines Triggerns des Detektors als Funktion der Energie der Elektronen angibt, kann der Anteil der nicht erkannten Rückstreuung verlässlich bestimmt werden. In [Sch07] und [Mun06a] ist ein detaillierter Entscheidungsbaum zur Behandlung der Rückstreuung angegeben. Nicht erkannte Rückstreuung hat somit für die Bestimmung des schwachen Magnetismus keine Relevanz.

### Energie-Abhängigkeit der Rückstreuung

Die Monte-Carlo-Simulationen in [Wie05b] zeigen, dass die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung nur schwach von der Energie des einfallenden Elektrons abhängt, wie in Abbildung 4.5b zu sehen ist. Die Energieabhängigkeit von nur 0.3%/100 keV ist bei dieser Messung vernachlässigbar.

Die Energieauflösung für Ereignisse mit Rückstreuung ist schlechter als für Ereignisse bei denen nur ein Detektor anspricht. Dies rührt von den großen Gyrationen und der leichten Ortsabhängigkeit der Detektorfunktionen her, die in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Ein rückgestreutes Elektron trifft im Allgemeinen an einer Stelle mit leicht unterschiedlicher Energie-Kanal-Beziehung auf. Über die Gyrationen ist dieser Effekt an die Energie der Elektronen gekoppelt und müsste somit bei der Auswertung der Messdaten berücksichtigt werden. Bei der Eichung der Detektoren tritt dieser Effekt jedoch ebenfalls auf, so dass dieser Effekt automatisch berücksichtigt wird.

### 4.3.5 Zufällige Koinzidenzen

Durch die hohe Zerfallsrate  $r$  der Neutronen in PERKEO III treten zufällige Koinzidenzen auf. Die Zeit  $t_c$ , in der Ereignisse als Rückstreuung gewertet werden, beträgt für PERKEO III ca. 300 ns. In diesem Zeitintervall werden die Energien der beiden Detektoren addiert, um die Gesamtenergie des Elektrons zu erhalten. Die Rate  $r_c$  der zufälligen Koinzidenzen beträgt bei einer Zerfallsrate von  $r = 3 \cdot 10^4$  Hz also

$$r_c = 2t_c r^2 = 540 \text{ Hz} \quad (4.8)$$

Der Effekt ist also von der Größenordnung 2%. Das Spektrum der zufälligen Koinzidenzen kann mit PERKEO III direkt gemessen werden. Durch die lange Flugstrecke benötigen die Elektronen eine Flugzeit von mindestens 29 ns. Ereignisse, die innerhalb dieser Zeitspanne auftreten, sind also sicher zufällige Koinzidenzen.

### 4.3.6 Untergrund

Wird Untergrund  $U(E)$  nicht erkannt und daher auch nicht vom Signal  $N(E)$  abgezogen, verringert er die gemessene experimentelle Asymmetrie  $A_{\text{exp}}$ :

$$A'_{\text{exp}}(E) = \frac{N^\uparrow(E) - N^\downarrow(E)}{N^\uparrow(E) + N^\downarrow(E) + 2U(E)} \approx A_{\text{exp}}(E) \left( 1 - \frac{2U(E)}{N^\uparrow(E) + N^\downarrow(E)} \right). \quad (4.9)$$

Um den Einfluss des schwachen Magnetismus auf die Asymmetrie nicht zu überdecken muss das Verhältnis  $U(E)/N(E)$  des nicht erkannten Untergrunds deutlich weniger als 1% betragen.

Der Untergrund, der bei dieser Messung auftritt, lässt sich in zwei übergeordnete Kategorien zusammenfassen: Zum einen den externen Untergrund oder *Hallenuntergrund*, zum anderen den *strahlbehafteten* Untergrund, der vom Spektrometer und seiner

Beide Arten bestehen in der Regel aus  $\gamma$ -Quanten mit Energien im MeV-Bereich. Diese entstehen z. B. in der Kollimation anderer Instrumente oder auch deren Materialproben nach Abregung eines durch Neutroneneinfang angeregten Kerns.

Um die Detektoren vor  $\gamma$ -Strahlung zu schützen wird eine Abschirmung aus Blei so aufgebaut, dass eine Richtungsabhängigkeit des Untergrunds nicht mehr feststellbar ist. Aufgrund der großen Fläche ist dies im Raumwinkel des Elektronenstrahls nur schwer möglich. Hinter dem Plastiksintillator und um die Photomultiplier herum wird jedoch mindestens 10 cm Blei angebracht. Dies schwächt beispielsweise  $\gamma$ -Strahlung mit einer Energie von 2 MeV um knapp zwei Größenordnungen ab.

Eine weitere Untergrundquelle sind schnelle Neutronen mit Energien im MeV-Bereich. Diese entstehen mit einer Wahrscheinlichkeit von  $10^{-4}$  beispielsweise in der Reaktion  ${}^3\text{H}({}^6\text{Li}, {}^8\text{Be})n$ , die auch in dem für PERKEO verwendeten  ${}^6\text{LiF}$ -basierten Neutronenkollimationssystem auftritt (s. hierzu Abschnitt 4.5.2 und [Lon80]). Die Moderationslänge für diese Neutronen beträgt in Kunststoff einige 10 cm. Folglich werden kritische Punkte mit boriiertem Kunststoff von ca. 30 cm Dicke umgeben. In diesem Material werden die schnellen Neutronen zuerst moderiert und dann durch die  ${}^{10}\text{B}$  Kerne absorbiert. Die dabei mit hoher Wahrscheinlichkeit entstehende  $\gamma$ -Strahlung muss dann wiederum durch 5 cm Blei abgeschirmt werden. Auf diese Art und Weise wird vermieden, dass schnelle Neutronen in den nur 5 mm dünnen Plastiksintillatoren absorbiert werden.

## Strahlunabhängiger Untergrund

Bei strahlunabhängigem Untergrund handelt es sich um Untergrund, der auch bei ausgeschaltetem Neutronenstrahl auftritt. Dieser sogenannte *Hallenuntergrund* kann leicht durch Schließen des Hauptstrahlverschlusses des Neutronenleiters bestimmt werden.

Quellen dieses Untergrunds sind neben natürlicher Radioaktivität und Höhenstrahlung auch Strahlung, die in benachbarten Experimenten entsteht. Letzterer weist eine starke, nicht vorhersagbare Zeitabhängigkeit auf. Ursache sind dabei Veränderungen der experimentellen Bedingungen der Nachbarinstrumente wie z. B. Öffnen und Schließen von Strahlverschlüssen, Veränderung der Rotationsgeschwindigkeit von Geschwindigkeitsselektoren und Drehung von Materialproben.

Zur Bestimmung dieses Untergrunds wird in regelmäßigen Abständen der Neutronenstrahl durch einen Verschluss abgedeckt und die Zählrate in den beiden Elektronendetektoren aufgenommen. Zusätzlich werden innerhalb der Bleiabschirmung und außerhalb des Vakuums von PERKEO Monitore für das Strahlungsniveau installiert, die das zeitliche Verhalten des Untergrunds direkt beobachten. Diese Monitore erlauben bei der Datenauswertung Schnitte auf Messzyklen während derer der Untergrund auffällig schwankt. Eine Beeinflussung der Messung durch zeitlich variablen Untergrund kann so systematisch analysiert werden.

## Strahlbehafteter Untergrund

Der strahlbehaftete Untergrund tritt nur bei der Datennahme auf und kann daher nicht direkt gemessen werden. Zusätzliche Messungen erlauben jedoch eine verlässliche Abschätzung des spektralen Verlaufs und des maximalen Anteils am Messsignal, wie im nächsten Abschnitt beschrieben. Da dieses Verfahren jedoch mit einer systematischen Unsicherheit verbunden ist, wird diese Art des Untergrunds möglichst vermieden.

Dieser Untergrund entsteht durch Absorption von Neutronen im Polarisator, dem Kollimationssystem und dem Beamstop. Auch können z. B. an Blenden und Beamstop isotrop gestreute Neutronen im Stahl der Vakuumgefäße absorbiert werden. Beim Kern-Einfang von Neutronen entstehen im Allgemeinen angeregte Kerne, die quasi instantan unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quants in den Grundzustand übergehen.

Das für die Kollimation und den Beamstop verwendete Isotop  ${}^6\text{Li}$  erzeugt nur mit einer Wahrscheinlichkeit von  $10^{-4}$   $\gamma$ -Quanten und unterdrückt somit den Untergrund stark. Da innerhalb des Spektrometers jedoch nur eines von ca.  $10^6$  Neutronen zerfällt, werden mindestens 100 Mal mehr  $\gamma$ -Quanten erzeugt, als Elektronen nachgewiesen werden. Mit der Abschirmung wird versucht, die entstehende  $\gamma$ -Strahlung sehr nahe am Entstehungsort direkt in Blei zu absorbieren. Auch ist PERKEO so konstruiert, dass eine direkte Sicht der Detektoren auf diese Untergrundquellen nicht möglich ist. Durch die Abschirmung werden in aller Regel zwei, jedoch mindestens eine Reflektion der  $\gamma$ -Quanten nötig, um den Detektor zu erreichen. Der Raumwinkel der Sicht des Detektors auf die Quellen wird durch einen möglichst großen Abstand klein gehalten.

Für PERKEO II ist es in jahrelanger Optimierungsarbeit gelungen den Anteil des strahlbehafteten Untergrunds im Energie-Bereich des Fits auf unter  $10^{-4}$  zu drücken. Ein vergleichbar guter Wert ist für eine erste Messung mit dem neuen Spektrome-

ter noch nicht zu erwarten. Die bisher erarbeiteten Konzepte können aber auch auf PERKEO III angewendet werden.

### Bestimmung des strahlbehafteten Untergrunds

Zur Bestimmung des spektralen Verlaufs und der Intensität des strahlbehafteten Untergrunds wird der Strahl der Neutronen mit insgesamt drei Strahlverschlüssen (Shuttern) versehen. Diese erlauben es, jeweils einen Teil des Strahlgangs abzuschalten (siehe Abbildung 4.14). Damit wird jeweils ein Teil der Strahlungsquellen ausgeschaltet. Die Strahlverschlüsse selbst erzeugen dabei jedoch einen zusätzlichen Untergrund und können das Ergebnis folglich verfälschen.

Ereignisse jenseits der Endpunktenergie des Neutronenzerfalls (780 keV) sind unter Beachtung der Energieauflösung des Detektors sicher dem Untergrund zuzuordnen. Ist der spektrale Verlauf des Untergrunds bekannt kann durch Extrapolation zu niedrigeren Energien der Anteil des verbliebenen, strahlabhängigen Untergrunds im Spektrum des Neutronenzerfalls abgeschätzt werden. Mit Hilfe der Spektren mit geschlossenen Shuttern und zusätzlichen externen Strahlungsquellen wird dazu das Spektrum des Untergrunds ermittelt. Eine ausführliche Beschreibung dieser Vorgehensweise findet sich z. B. in [Bae96, Rei99, Mun06a].

Alternativ kann der strahlbehaftete Untergrund für PERKEO III auch direkt gemessen werden. Durch Abschalten der Spulen im Auskoppelbereich kann verhindert werden, dass Elektronen aus dem Zerfall der Neutronen die Detektoren erreichen. Die Untergrundstrahlung aus der Strahlkollimation und dem Beamstop wird jedoch weiter detektiert. Auch wird hierdurch das magnetische Umfeld der Photomultiplier nicht merklich beeinflusst. Einflüsse auf deren Verstärkung sind also auszuschließen. Durch die geänderte Feldführung werden jedoch eventuell Elektronen, die durch Comptonstreuung der  $\gamma$ -Strahlung des Untergrunds in der Wand des Vakuumgehäuses entstehen, nicht mehr auf den Detektor geführt. Eine Bestimmung des Untergrunds könnte dadurch verfälscht werden. Dies näher zu untersuchen ist für die nächste Messung geplant.

Als weiterer systematischer Test kann der Weg der Elektronen aus dem Neutronenzerfall zu den Detektoren durch eine Aluminiumplatte unterbrochen werden. Auch hiermit wird der Transport der Elektronen zu den Detektoren unterbunden. Die Platte stellt jedoch dann selbst durch Bremsstrahlung der Elektronen eine weitere Strahlungsquelle dar. Diese Methode ist daher vermutlich nicht geeignet und erfordert ebenfalls weitere Untersuchungen.

#### 4.3.7 Einfluss des Parameters $\lambda$

Gleichung (4.1) beschreibt die Energieabhängigkeit der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  [Wil82]. Für eine Messung des schwachen Magnetismus ist dabei nur der Vorfaktor

$$a_{\text{wm}} = A_2 A_{\mu M} \quad (4.10)$$

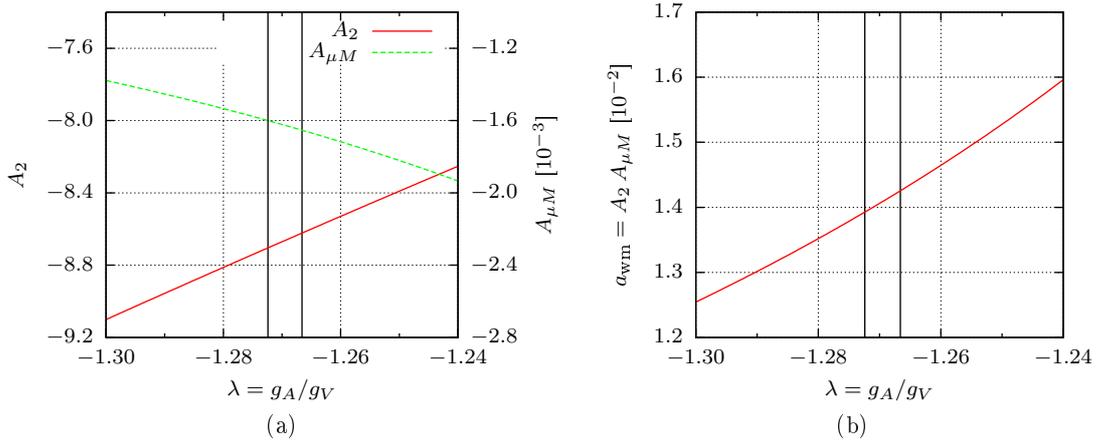


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Parameter  $A_{\mu M}$  und  $A_2$  von  $\lambda$  (siehe Gleichung (4.1) für den Standardmodellwert  $\kappa = 1.85$ ). Die senkrechten Striche markieren den Bereich des Weltmittelwerts [Yao06].

von Bedeutung. Dieser stellt einen freien Parameter der Anpassung dar. Der Parameter  $\kappa$  des Standardmodells kann daraus wie folgt berechnet werden:

$$\kappa = \frac{(\lambda - 1)^2(3\lambda^2 - 6\lambda - 1)}{6\lambda^3 - 18\lambda^2 + 10\lambda + 2} - \frac{3\lambda(3\lambda^3 + 3\lambda^2 + \lambda + 1)}{6\lambda^3 - 18\lambda^2 + 10\lambda + 2} \frac{m_n}{m_e} a_{\text{wm}}. \quad (4.11)$$

Die Unsicherheit in der Bestimmung des Parameters  $\kappa$  durch die Unsicherheit des Parameters  $\lambda = g_A/g_V$  beträgt für den Weltmittelwert  $\lambda = -1.2695(29)$  [Yao06] dabei nur ca. 2%. Die Messung wird also durch die Genauigkeit der Bestimmung von  $a_{\text{wm}}$  bestimmt. Die Abhängigkeit der Größen  $A_2$  und  $A_{\mu M}$  von  $\lambda$  ist in Abbildung 4.7 graphisch dargestellt.

## 4.4 Messung mit PERKEO II

Im Jahr 2004 wurde mit dem Spektrometer PERKEO II eine Messung der Elektronen-Asymmetrie  $A$  im Zerfall polarisierter Neutronen am Strahlplatz PF1B des ILL durchgeführt. Aus dieser Messung konnte der bisher genaueste Wert des Axial- zu Vektor-kopplungsverhältnisses  $\lambda = g_A/g_V$  aus dem Neutronenzerfall gewonnen werden. Bei der Analyse in [Mun06a] wurde der schwache Magnetismus gemäss der Erwartung aus dem Standardmodell berücksichtigt. Die Daten dieser Messung werden im Folgenden auf einen Einfluss des schwachen Magnetismus untersucht. Diese Untersuchungen wurden in Zusammenarbeit mit D. Mund durchgeführt.

### 4.4.1 Experimenteller Aufbau

Das Instrument PERKEO II ist in Abbildung 4.8 schematisch dargestellt. Es besitzt ein ähnliches Funktionsprinzip wie das in Kapitel 3 beschriebene Spektrometer PERKEO III. Im Gegensatz zu diesem besitzt PERKEO II ein zum Neutronenstrahl trans-

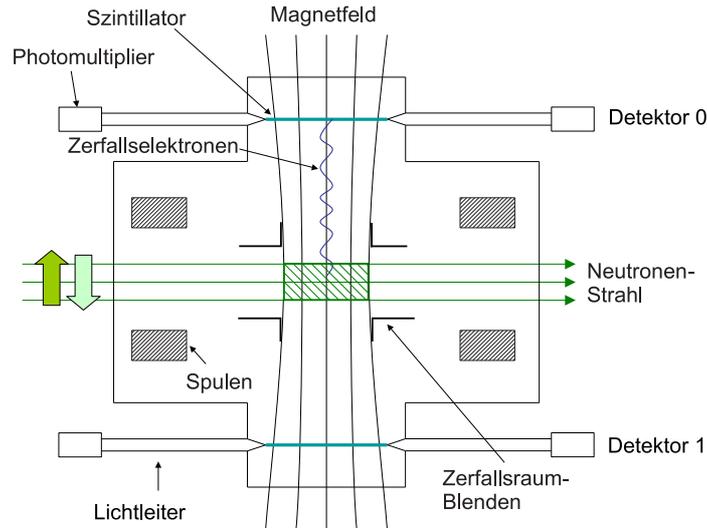


Abbildung 4.8: Das Spektrometer PERKEO II. Ein starkes transversales Magnetfeld leitet die Elektronen aus dem Neutronzerfall zu den Detektoren. [Mun06a]

versales Feld von ca. einem Tesla Feldstärke. Durch dieses erfolgt eine räumliche Trennung der geladenen Zerfallsprodukte – Elektronen und Protonen – von den Neutronen und eine Krümmung des Magnetfeldes ist somit nicht notwendig. Die anderen Eigenschaften des Magnetfeldes entsprechen denen des neuen Instruments PERKEO III, die in Kapitel 3.4.2 dargestellt sind.

Der Neutronenstrahl tritt in der Abbildung von links in das Spektrometer ein und ist senkrecht zur Flugrichtung der Neutronen polarisiert. In der Mitte des Spektrometers befindet sich das Zerfallsvolumen (in der Abbildung grün schraffiert). Elektronen, die innerhalb dieses Volumens durch den Zerfall der Neutronen entstehen, werden durch das Magnetfeld zu den Detektoren geführt und dort durch Plastikszintillatoren, die mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen werden, nachgewiesen.

Der Neutronenstrahl wird durch zwei Superspiegel-Polarisatoren in gekreuzter Geometrie [Kre05a] polarisiert. Die Capture-Polarisation des Neutronenstrahls beträgt dadurch 99.6(1)%, nahezu unabhängig von Raumwinkel und Wellenlänge der Neutronen. Dieser hohe Polarisationsgrad stellt eine Optimierung für die Messung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  dar, für die eine hohe und exakt bekannte Polarisation wichtig ist. Für eine Bestimmung des schwachen Magnetismus könnte auf den zweiten Polarisator verzichtet werden, da die Polarisation des Neutronenstrahls für diese Messgröße einen freien Parameter des Fits darstellt und der zweite Polarisator die Strahlintensität um ca. 50% schwächt.

Mit Hilfe eines Radiofrequenz-Flippers im Strahlengang vor dem Spektrometer kann die Polarisation des Neutronenstrahls um den Winkel  $\pi$  gedreht werden. Die Effizienz dieses Vorgangs wurde experimentell auf 100(1)% bestimmt. Der Strahllaufbau des Experiments und die Polarisationsmessung sind in [Sch04] beschrieben.

Um die  $\beta$ -Asymmetrie  $A(E)$  für die beiden Detektoren 0 und 1 getrennt zu be-

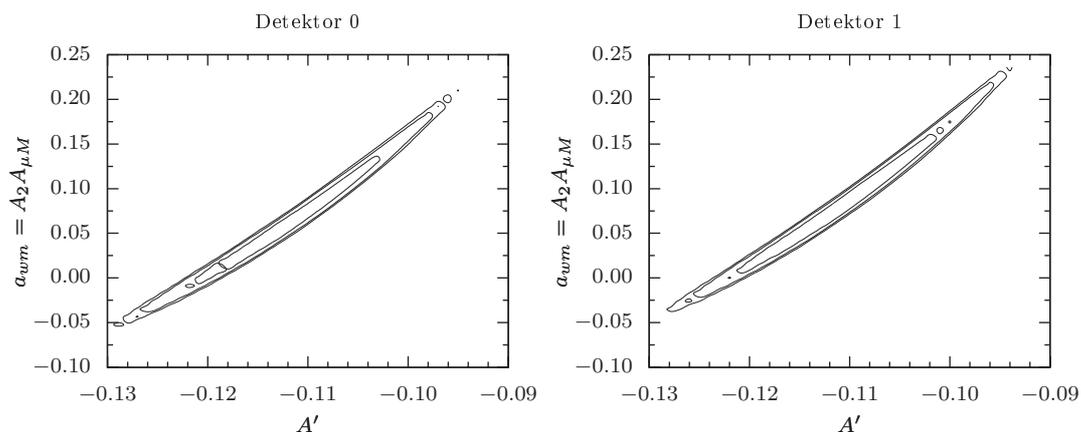


Abbildung 4.9:  $\chi^2$ -Umgebung der optimalen Anpassung für die beiden freien Parameter  $A'$  und  $a_{\text{wm}}$ . Die Konturen entsprechen 70, 90 und 95%. Die starke Korrelation der Parameter ist deutlich zu erkennen.

stimmen, wird der Spin der Neutronen mit Hilfe des Spin-Flippers in regelmäßigen Abständen gedreht. Hinzu kommen ebenso regelmäßig Eich- und Kontrollmessungen des Detektors und Messungen des Untergrunds.

#### 4.4.2 Analyse

In die Datenanalyse gehen  $8.4 \cdot 10^7$  Ereignisse ein. Die Spektren wurden nach demselben Verfahren wie in [Mun06a] von Untergrund bereinigt. Der Anteil der verbliebenen Untergründereignisse im Bereich der Anpassung ist  $\approx 2 \cdot 10^{-4}$ .

Gegenüber der Analyse der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  wird der Parameter  $a_{\text{wm}} = A_{\mu M} \cdot A_2$  in Gleichung (4.1) als zusätzlicher freier Parameter an die Daten angepasst. Der Parameter  $A' = A_0 \cdot P$  ist das Produkt der Asymmetrie  $A_0$  aus Gleichung (2.7) und der Polarisation  $P$  des Neutronenstrahls. Der Term in Gleichung (4.1), der  $A_3$  enthält, ist vernachlässigbar klein und wird daher bei der Auswertung nicht weiter berücksichtigt.

Eine Anpassung an die gemessenen Daten ergibt für die beiden Detektoren:

$$\text{Detektor 0: } a_{\text{wm}} = (5.7 \pm 7.5) \cdot 10^{-2} \quad (4.12)$$

$$\text{Detektor 1: } a_{\text{wm}} = (7.9 \pm 8.8) \cdot 10^{-2} \quad (4.13)$$

Die hier angegebenen Fehler sind dabei nur statistisch. In Abbildung 4.10 sind die angepassten Spektren für beide Detektoren getrennt zu sehen. Abbildung 4.9 zeigt die  $\chi^2$ -Umgebung der optimalen Anpassung für die beiden freien Parameter  $A'$  und  $a_{\text{wm}}$ . Deutlich ist die starke Korrelation zwischen den Parametern zu erkennen. Der Fehler  $\Delta a_{\text{wm}}$  der Messung ergibt sich daher durch die Projektion der innersten Fläche auf die Ordinate.

Die wichtigsten systematischen Fehler werden nun (trotz des großen statistischen Fehlers) diskutiert.

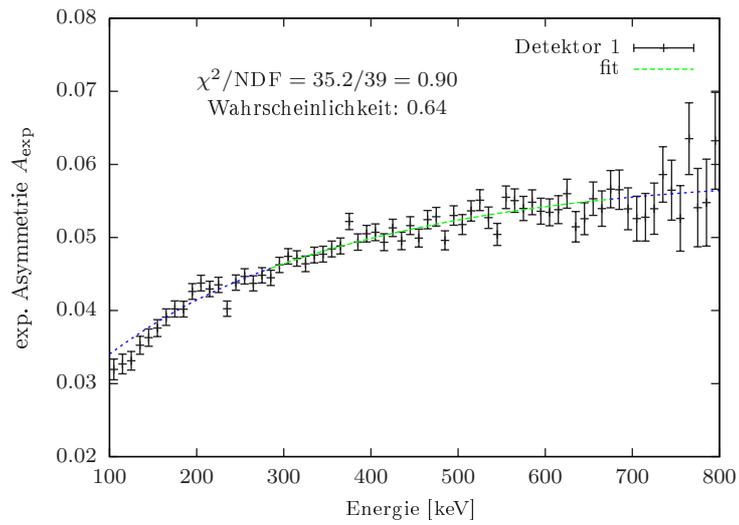
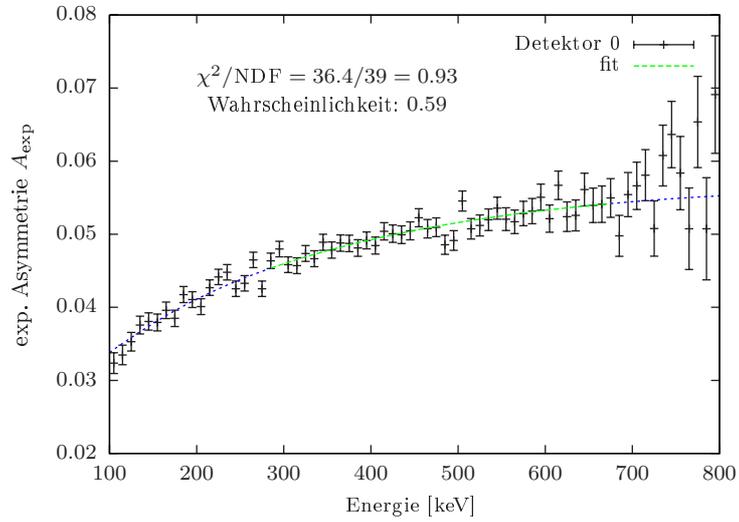


Abbildung 4.10: Asymmetrie-Spektren der PERKEO II Daten. Die grüne Linie entspricht dem Ergebnis der Anpassung im Bereich [280 – 780 keV]. In blau ist die Verlängerung der Fitfunktion gezeigt. Der systematische Randeffekt wird berücksichtigt.

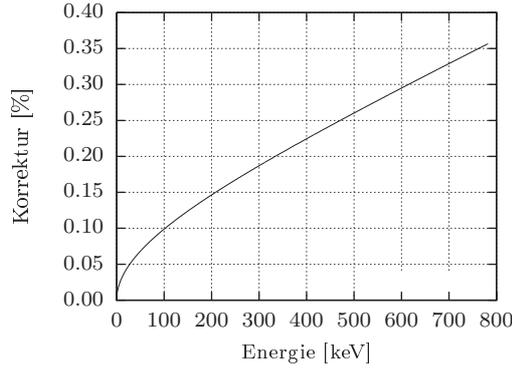


Abbildung 4.11: Einfluss des Randeffekts auf die Energieabhängigkeit der Asymmetrie  $A(E)$ : für große Energien wird der Anteil der Elektronen mit großen Gyrationradien unterdrückt und die gemessene Asymmetrie wird erhöht.

**Randeffekt** Wie in Abbildung 4.8 zu sehen, wird das Zerfallsvolumen durch Blenden für die Elektronen definiert. Diese Blenden sind dick im Sinne der Diskussion dieses Effekts in Kapitel 4.3.1. Für PERKEO II ist dieser Effekt leicht schwächer als für PERKEO III, wie durch Vergleich der Abbildungen 4.3 und 4.11 zu erkennen ist. Bezogen auf den Bereich der Anpassung von 280–680 keV erhöht der Randeffekt den Wert von  $a_{wm}$  um 0.14%. Diese Korrektur ist dabei besser als 30% bekannt und bereits in der Fitfunktion enthalten. Die hieraus entstehende Unsicherheit beträgt

$$\Delta a_{wm, \text{Randeffekt}} = 0.2 \cdot 10^{-2}. \quad (4.14)$$

**Detektorfunktion** Der Einfluss der Detektorfunktion wurde durch eine Variation des Energie-Kanal-Verhältnisses  $K$  abgeschätzt. Dieses Verhältnis ist durch Eichmessungen mit insgesamt vier verschiedenen Elektron-Konversions-Quellen und Berücksichtigung der Ortsabhängigkeit des Detektors auf  $\Delta K/K = 0.3\%_{\text{stat}}$  bekannt. Wird dieses Verhältnis um  $\pm \Delta K$  geändert, so variiert der beste Fitwert für den Parameter  $a_{wm}$  um

$$\Delta a_{wm, \text{Eichung}} = 0.3 \cdot 10^{-2}. \quad (4.15)$$

In die Auswertung geht die Anzahl der nachgewiesenen Photonen pro Energie des Elektrons ein. Sie wird benutzt, um die Fitfunktion anhand der Zahl der Photonen nach der Poisson-Statistik zu verbreitern. Durch eine Anpassung an die Spektren der Elektronen (keine Asymmetrie) erhalten wir für diese Messung:

$$n_{\text{MeV}} = (85 \pm 15) \text{ MeV}^{-1}.$$

Eine Verdopplung von  $n_{\text{MeV}}$  in der Auswertung verringerte  $a_{wm}$  um 23%. Der statistische Fehler in  $n_{\text{MeV}}$  beträgt jedoch nur ca. 20%. Somit kann abgeschätzt werden, dass der Fehler durch die Photonenstatistik sich auf ca. 5% beläuft, entsprechend

$$\Delta a_{wm, \text{Photonen}} = 0.3 \cdot 10^{-2} \quad \text{bzw.} \quad 0.4 \cdot 10^{-2}. \quad (4.16)$$

**Untergrund** Im Bereich der Anpassung an die Daten von  $E = 280\text{--}680\text{ keV}$  sind nach dem Abzug des Untergrunds, wie in [Mun06a] beschrieben, nur noch weniger als ca. 0.02% Untergrund enthalten. Die Genauigkeit des Untergrundabzugs ist für eine Bestimmung von  $a_{\text{wm}}$  jedoch deutlich kritischer, als für eine Bestimmung der Asymmetrie  $A$ . Daher wurden verschiedene Modelle des Untergrunds untersucht und der Anteil des Untergrunds zum Teil bewusst unter- bzw. überschätzt. Nach Abzug des Untergrunds wurden  $a_{\text{wm}}$  und  $A'$  jeweils an die Daten angepasst. Die maximale Variation des Ergebnisses betrug dabei:

$$\Delta a_{\text{wm, Untergrund}} = 0.3 \cdot 10^{-2}. \quad (4.17)$$

### 4.4.3 Ergebnis

Mit den obigen Betrachtungen zur Systematik ergibt sich als Ergebnis dieser Messung:

$$\text{Detektor 1: } a_{\text{wm}} = 0.057(75)_{\text{stat}}(6)_{\text{syst}} \quad (4.18)$$

$$\text{Detektor 2: } a_{\text{wm}} = 0.079(88)_{\text{stat}}(6)_{\text{syst}}. \quad (4.19)$$

Dabei wurden die einzelnen Beiträge der systematischen Unsicherheit quadratisch addiert.

Aus diesem Ergebnis kann mit Hilfe des Weltmittelwerts des Axial- zu Vektorkopplungsverhältnisses

$$\lambda = \frac{g_A}{g_V} = -1.2695(29)$$

[Yao06] und Gleichung (4.11) der Parameter  $\kappa$  des schwachen Magnetismus ermittelt werden:

$$\text{Detektor 1: } \kappa = 11 \pm 16_{\text{stat}} \pm 1_{\text{syst}} \quad (4.20)$$

$$\text{Detektor 2: } \kappa = 16 \pm 18_{\text{stat}} \pm 1_{\text{syst}}. \quad (4.21)$$

Der Fehler durch die Unsicherheit in  $\lambda$  ist für beide Detektoren kleiner als 0.2 und kann folglich vernachlässigt werden.

Für beide Detektoren ergibt sich ein gemittelter Wert von

$$\kappa = 13 \pm 12_{\text{stat}} \pm 1_{\text{syst}}, \quad (4.22)$$

in Übereinstimmung mit der Vorhersage  $\kappa = 1.85$  des Standardmodells.

Dieses Experiment war für eine Bestimmung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  optimiert. Es ist nicht auszuschließen, dass weitere systematische Effekte eine Rolle spielen, die hier nicht berücksichtigt wurden. So müsste der Anteil der Eichmessungen des Detektors für eine Bestimmung des schwachen Magnetismus erhöht werden. Eine bessere Kenntnis der Ortsabhängigkeit des Detektors wünschenswert, deren Einfluss hier nicht diskutiert wurde.

Die statistische Genauigkeit, die hier erreicht wurde, ist für eine Bestimmung des schwachen Magnetismus nicht zufriedenstellend. Um diese auf  $\Delta\kappa = 0.9$ , d. h. ca. 50% des Standardmodellwertes, zu verbessern bedarf es einer etwa 40 mal höheren Statistik von  $3 \cdot 10^9$  Ereignissen.

Bei einer Optimierung des Experiments auf eine Bestimmung des schwachen Magnetismus (z.B. durch Erhöhung der Transmission der Polarisatoren) kann lediglich mit einer Verdoppelung der Statistik gerechnet werden. Für die gewünschte Genauigkeit würde dies über 50 Tagen Datennahme entsprechen. Berücksichtigt man die benötigte Zeit für systematische Tests und Aufbau des Instruments, so ist diese Messung mit PERKEO II innerhalb von 100 Tagen (zwei Strahlzyklen) nicht möglich.

## 4.5 Messung mit PERKEO III

In den folgenden Abschnitten werden die Vorbereitungen für eine Messung des schwachen Magnetismus mit dem neuen Spektrometer PERKEO III beschrieben. Diese Messung wird im Winter 2006/2007 am ILL stattfinden. Dank der 50-fach höheren Ereignisrate im Vergleich zu PERKEO II ist diese Größe nun statistisch zugänglich.

Die Analyse im vorangehenden Abschnitt 4.4 ergab, dass die Eigenschaften des Detektors und die Abschätzung des Untergrunds den größten Einfluss auf die systematische Genauigkeit einer Bestimmung des schwachen Magnetismus aus der experimentellen  $\beta$ -Asymmetrie  $A_{\text{exp}}$  haben. Diese Punkte werden daher bei der Vorbereitung der Strahlzeit besonders beachtet.

### 4.5.1 Elektron-Detektor

Als Elektron-Detektor wird, wie auch schon bei allen vorhergehenden PERKEO Experimenten, ein großflächiger Plastikszintillator mit Auslese durch Photomultiplier verwendet. Plastikszintillatoren sind im Vergleich zu anderen Detektionstechniken wie z. B. Silizium-Detektoren recht kostengünstig und lassen sich gut als homogene Detektoren mit großer Fläche einsetzen. Die vergleichsweise schlechte Energieauflösung von ca. 15% [Mun06a] ist für Messungen der  $\beta$ -Asymmetrie ausreichend.

Der Elektronendetektor, wie er in Abbildung 4.12 dargestellt ist, besteht aus einem großflächigem Plastikszintillator vom Typ Bicron BC400 mit einer Größe von  $43 \times 45 \times 0.5 \text{ cm}^3$ . Er ist damit 2.3 mal so hoch und genauso breit wie die Detektoren des PERKEO II. An zwei Seiten wird der Szintillator von jeweils drei Photomultipliern ausgelesen. Diese sind über Lichtleiter adiabatisch an den Szintillator angekoppelt. Innerhalb des Szintillators und des Lichtleiters wird der Lichttransport durch Totalreflektion an den Oberflächen gewährleistet.

Das Szintillationslicht von verschiedenen Punkten des Detektors hat unterschiedlich lange optische Wege zu den Photomultipliern. Durch die Schwächungslänge des Szintillationslichts von der Größenordnung 160 cm und durch verlustbehaftete Reflektion an den Oberflächen entsteht eine Ortsabhängigkeit der Extraktion des Szintillationslichts. Insbesondere wird Licht, das unter einem großen Winkel zur Oberfläche emittiert wird und daher oft reflektiert wird, stark gedämpft. Diese Ortsabhängigkeit wurde bereits in Abbildung 4.4 dargestellt. Bei einem Detektor dieser Größe beträgt die Signalstärke in der Mitte rund 10% weniger als am Rand.

Wird der Lichtleiter, der denselben optischen Brechungsindex aufweist wie der Szintillator, nicht direkt durch Kleben angekoppelt, sondern ein kleiner Spalt eingebracht, führt dies zu einer Reduktion des Effekts [Dub]. An der Trennstelle zwischen Szintillator und Lichtleiter tritt in diesem Fall ebenfalls Totalreflektion auf. Licht, das zu

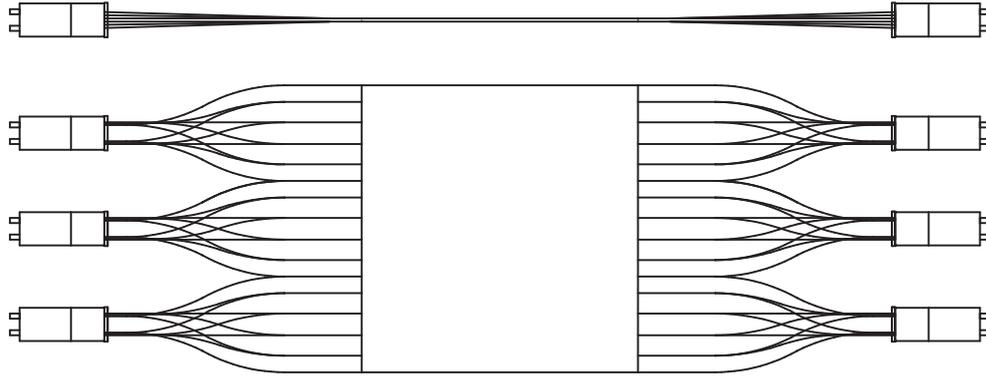


Abbildung 4.12: Schematische Ansicht des Elektron-Detektors (Zeichnung M. Schumann). Der Plastik-Szintillator ( $43 \times 45 \times 0.5 \text{ cm}^3$ ) in der Mitte wird seitlich von 6 Photomultipliern ausgelesen, die über Lichtleiter angekoppelt sind.

flach auftrifft, kann nicht aus dem Szintillator entweichen. Folglich wird der Anteil des Lichts, der mit nur wenigen Reflektionen den Photomultiplier erreicht, vergrößert.

Während sich bei einem Brechungsindex von  $n = 1.58$  die Ortsabhängigkeit so auf ein Viertel reduzieren lässt, sinkt gleichzeitig auch die Lichtausbeute um 50%. Diese hat über die in Kapitel 4.4 eingeführte Anzahl der Photoelektronen  $n_{\text{MeV}}$  einen großen Einfluss auf die Genauigkeit der Extraktion des schwachen Magnetismus.

Die mechanische Umsetzung des Detektors erlaubt es sowohl eine direkte Ankopplung der Lichtleiter mittels Klebung, als auch eine Ankopplung mit Lücke zu realisieren. Eine Entscheidung über die Art der Ankopplung wird nach einer experimentellen Charakterisierung des im Bau befindlichen Detektors gefällt werden.

## Eichung

Die Eichung des Detektors erfolgt mit Hilfe radioaktiver Präparate, die Elektronen bekannter Energie emittieren. Für diese Messperiode werden dazu die Konversions-Elektronen-Präparate  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{Ce}$  und  $^{207}\text{Bi}$  verwendet, die sich zu diesem Zweck bereits in vorangegangenen Messungen mit PERKEO bewährt haben [Sch07].

Zur Eichung wird in regelmäßigen Intervallen von ca. 15 Minuten der Neutronenstrahl durch einen Strahlverschluss außerhalb des Spektrometers blockiert. Anschließend wird eines der Präparate in das Zerfallsvolumen eingebracht. Da die Emissionslinien der Präparate bekannt sind, können auf diese Weise sowohl Offset als auch Steigung der Eichgeraden des Detektors bestimmt werden.

Die Präparate sind in dem so genannten *Scanner* eingebaut, der in der Mitte des Zerfallsvolumens montiert wird und in Abbildung 4.13 dargestellt ist. Mit Hilfe dieses Apparats können die verschiedenen Präparate im Bereich des Neutronenstrahls senkrecht zur Strahlachse bewegt werden. Dadurch kann die Detektorantwort als Funktion des Zerfallsortes (senkrecht zum Strahl) direkt bestimmt werden.

Durch die Positionierung des Scanners in der Mitte des Zerfallsvolumens können

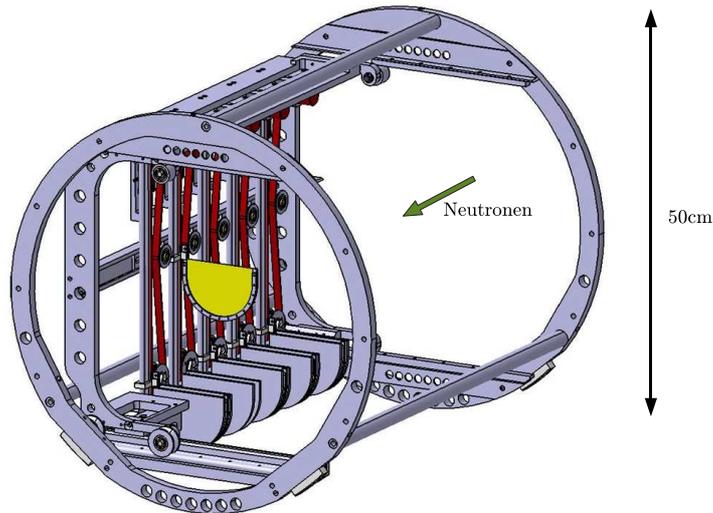


Abbildung 4.13: Schematische Ansicht des Eichapparates (Scanner), der in der Mitte des Zerfallsvolumens in PERKEO III eingebaut wird. Der Neutronenstrahl durchquert den Scanner von hinten rechts nach vorne links. In der Mitte ist einer der fünf Halter für die Präparate zu sehen. Das Präparat ist auf einer (in gelb angedeuteten) dünnen Folie aufgebracht. Die Präparate können einzeln in den zwei Dimensionen senkrecht zur Strahlachse bewegt werden.

die Capture-Flussdichte des Neutronenstrahls und die Eichmessungen ohne weitere Korrektur miteinander kombiniert werden um die Faltung aus Detektorfunktion und Abbildungsfunktion der Elektronen auf den Detektor zu bestimmen (vgl. Abschnitt 4.3.2), die benötigt wird, um die mittlere Eichung des Detektors zu ermitteln.

#### 4.5.2 Strahlgang

Das Experiment wird am Strahlplatz PF1B des Instituts Laue-Langevin (ILL), Grenoble, für die Dauer zweier Zyklen von 50 Tagen aufgebaut. Dieser Strahlplatz wird durch den ballistischen Superspiegel-Neutronenleiter H113, der in Heidelberg entworfen und gebaut wurde, durch Neutronen versorgt [Häs02]. Die Eigenschaften dieses Strahls wurden in einem Vorexperiment bestimmt und parametrisiert. Die Ergebnisse dieser Strahlcharakterisierung werden in Kapitel 5 diskutiert.

Der Strahllaufbau ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Auf der linken Seite treten die Neutronen aus dem Leiter aus und fliegen dann in das System. Zuerst werden die Neutronen transversal zur Flugrichtung polarisiert. Anschließend folgt ein Spin-Flipper, der die Polarisationsrichtung im eingeschalteten Zustand um  $180^\circ$  dreht. Ein magnetisches Feld dreht dann die Neutronenspins um  $90^\circ$  in oder entgegen der Flugrichtung, der Neutronenstrahl ist danach also longitudinal polarisiert.

Gleichzeitig passieren die Neutronen ein Kollimationssystem aus  ${}^6\text{LiF}$ -Blenden. Danach folgen mehrere Meter freier Flug durch das Spektrometer bis zum Beamstop, der den Neutronenstrahl möglichst strahlungsarm absorbieren soll.

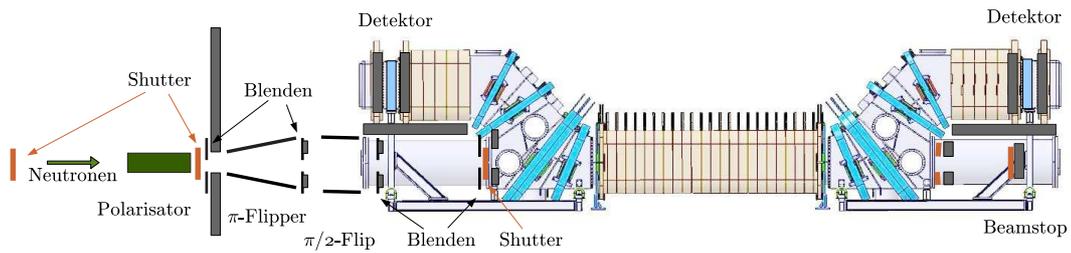


Abbildung 4.14: Schematischer Strahllaufbau des Experiments: die Neutronen fliegen von links durch das Spektrometer. Nur die erste und letzte Blende definieren den Strahl geometrisch, die beiden anderen verhindern die Kollision gestreuter Neutronen mit dem Strahlrohr. In grau ist die Abschirmung aus Blei angedeutet.

## Polarisation der Neutronen

Kalte Neutronenstrahlen werden in der Regel durch Selektion der „richtigen“ Spinrichtung polarisiert. D. h. Neutronen, deren Spin die gewünschte Richtung aufweist, werden durch einen Polarisator transmittiert, während Neutronen mit entgegengesetztem Spin absorbiert werden. Grundsätzlich kommen für diese Messung zwei Arten von Polarisatoren in Frage: Superspiegel Polarisatoren oder  $^3\text{He}$ -Polarisatoren.

### Superspiegel Polarisator

Polarisatoren aus Superspiegeln sind heute Standard zur Polarisation kalter Neutronen. Sie nutzen die Totalreflektion von Oberflächen. Ähnlich wie Neutronenleiter aus Superspiegeln bestehen sie aus vielen Schichten (Größenordnung 100) mit abwechselnd unterschiedlichem reflektivem Index für die Neutronen (z. B. Nickel und Titan). Konstruktive Interferenz führt unter bestimmten Winkeln und für bestimmte Wellenlängen der Neutronen zu Bragg-Maxima. Durch geeignete Wahl der Schichtdicken werden diese Maxima zum Überlapp gebracht und so der Grenzwinkel für die Reflektion erhöht.

Der von uns verwendete Polarisator besitzt eine so genannte „ $m = 2.8$ “ Beschichtung, d. h. der Grenzwinkel für die Reflektion von Neutronen ist fast dreimal größer als der des Referenzmaterials Nickel. Eines der beiden Schichtmaterialien ist dabei magnetisch. Die optische Dichte für eine Spinrichtung der Neutronen ist dabei gleich der Dichte des anderen, unmagnetischen Materials. Dadurch können diese Neutronen den Spiegel durchqueren, während die andere Spinrichtung reflektiert wird.

In der Praxis ist der Grenzwinkel für die Reflektion der einen Spinrichtung nun sehr viel größer als der Grenzwinkel für die andere Spinrichtung. Dadurch wird die durch Superspiegel erreichbare Polarisation abhängig von der Wellenlänge und der Divergenz des Strahls. Diese Abhängigkeit ist für den Polarisator am Strahlplatz PF1B des ILL in Abbildung 4.15 gezeigt.

Dieser Polarisator transmittiert dabei insgesamt ca. 40% der Neutronen mit der gewünschten Spinrichtung bzw. 20% aller Neutronen. Die durchschnittliche Polarisation

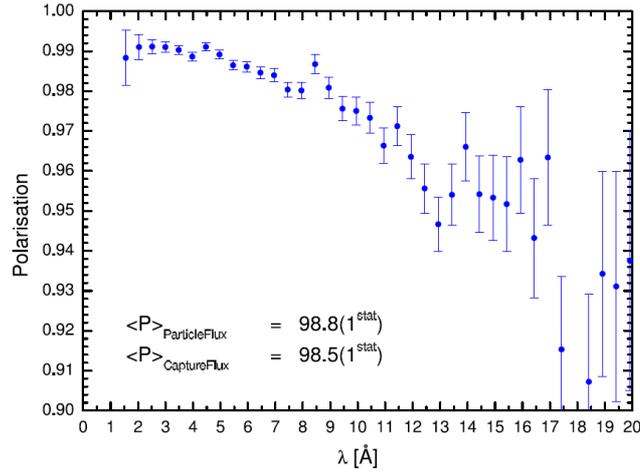


Abbildung 4.15: Wellenlängenabhängigkeit der Polarisation mit dem am ILL zur Verfügung stehenden  $m = 3$  Superspiegel-Polarisator [Sol02]

beträgt 98.5%. Aus diesen Angaben kann ein Gütefaktor von

$$Q = P^2 T = 0.19 \quad (4.23)$$

berechnet werden. Die Güte  $Q$  gibt dabei für die meisten Experimente den Einfluss des Polarisators auf die Genauigkeit der Messung an. So geht beispielsweise bei einer Messung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  die Polarisation  $P$  linear ein, während die Anzahl der Zerfallsereignisse, die proportional zur Transmission  $T$  ist, nur mit der Wurzel eingeht. Die für eine bestimmte Genauigkeit erforderliche Messzeit skaliert also mit  $1/Q$ .

### $^3\text{He}$ Polarisator

$^3\text{He}$ -Gaszellen-Polarisatoren nutzen die spinabhängige Absorptionswahrscheinlichkeit von Neutronen durch Spin-polarisiertes  $^3\text{He}$ . Dazu wird der Neutronenstrahl in einem magnetfeldfreien Raum durch eine mit  $^3\text{He}$  gefüllte Gaszelle geleitet. Sind der Spin der Helium-Atome und der Neutronen entgegengesetzt, ist der Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang sehr groß, während er im anderen Fall verschwindet.

Bisher stehen Helium-Targets mit einer Polarisation  $P_3$  bis etwa 70% zur Verfügung. Diese Targets depolarisieren mit der Zeit und müssen momentan nach typisch 48 h ausgetauscht werden [Pet06]. Aufgrund der unvollständigen Polarisation wird auch die Intensität der gewünschten Spin-Richtung geschwächt. Daher muss zwischen Transmission und Polarisationsgrad der Neutronen abgewogen werden. Diese können wie folgt berechnet werden [Sur97]:

$$\begin{aligned} T(x) &= e^{-kx} \cosh(kxP_3), \\ P(x) &= \tanh(kxP_3), \end{aligned}$$

mit  $k = 0.0733 \text{ bar}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ . Dabei bezeichnet  $x = pl\lambda$ , das Produkt aus der Wellenlänge  $\lambda$  der Neutronen, dem Druck des Targets  $p$  und dessen Länge  $l$  und  $P_3$  die Polarisation des Heliums.

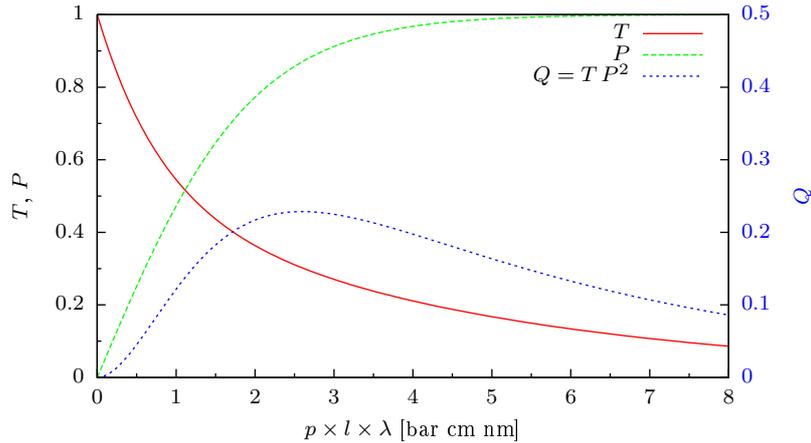


Abbildung 4.16: Transmission  $T$ , Polarisation der Neutronen  $P$  und Gütefaktor  $Q$  für eine  $^3\text{He}$  Targetzelle mit einer Helium Polarisation  $P_3 = 70\%$ . Als Abszisse ist das Produkt aus Zellendruck  $p$ , Länge der Zelle  $l$  und Wellenlänge der Neutronen  $\lambda$  aufgetragen.

In Abbildung 4.16 sind die Polarisierstärke  $P$ , Transmission  $T$  und der Gütefaktor  $Q = T \cdot P^2$  für eine Helium-Polarisation  $P_3 = 70\%$  aufgetragen. Die maximale Güte beträgt  $Q = 0.23\%$ , ist also mit der des Superspiegel-Polarisators vergleichbar.

In Abbildung 4.17 sind die mittlere Transmission, Polarisation und Güte für den Neutronenstrahl am Strahlplatz PF1B des ILL gezeigt. Dabei wurde dieselbe Strahlkollimation vorausgesetzt, die für die nächste Messperiode verwendet wird und in Abschnitt 4.5.2 beschrieben ist. Aus der Abbildung auf der rechten Seite ist zu entnehmen, dass für  $pl \approx 5 \text{ bar cm}$  die Güte des Helium-Polarisators größer als die des dort zur Verfügung stehenden Superspiegel-Polarisators ist. Die mittlere Polarisation des Neutronenstrahl beträgt für  $P_3 = 75\%$  etwa 90% und die Zählrate liegt im Vergleich zu einer Messung mit Superspiegel-Polarisator um 65% höher. Die verbesserte Güte ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, dass die Divergenz des Neutronen-Strahls durch eine Helium-Zelle im Gegensatz zu einem Superspiegel-Polarisator nicht erhöht wird (vgl. Kapitel 5).

Aufgrund der Lebensdauer der Zellen von etwa 200 h müsste eine solche Zelle einmal am Tag ausgetauscht werden. Am Strahlplatz PF1B ist in Zukunft jedoch eine kontinuierliche in-situ Polarisation des Heliums geplant und diese Zeitabhängigkeit wird dann also entfallen [And06].

Für eine Messung des schwachen Magnetismus mit PERKEO III wird die statische Genauigkeit bereits mit einem Superspiegel-Polarisator ausreichend sein (siehe Abschnitt 4.5.2). Ebenso würde die Zeitabhängigkeit der Polarisation des Neutronenstrahls eine ständige Überwachung erfordern. Um die Analyse der Daten und die Messung nicht zu erschweren wird daher für diese Messung auf den Einsatz von Helium-Polarisatoren verzichtet.

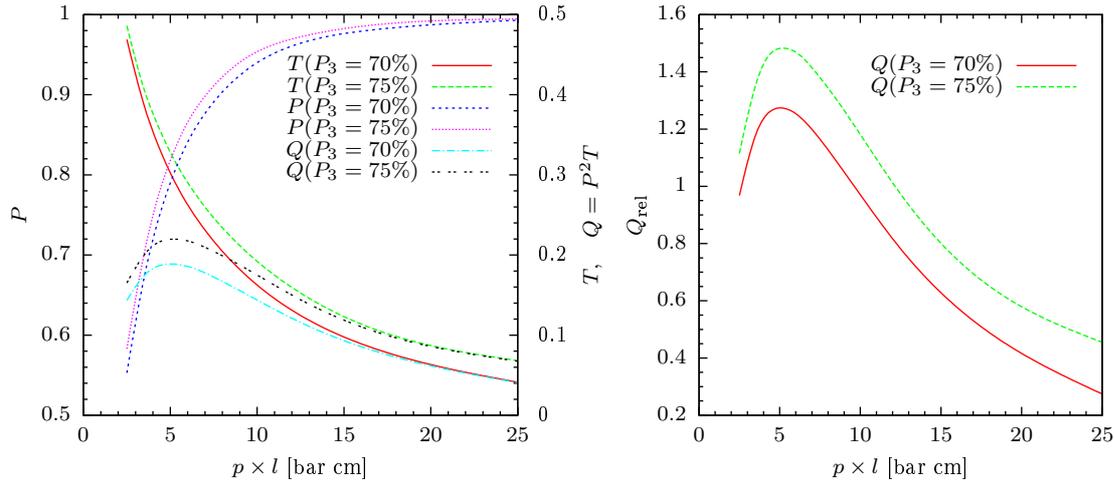


Abbildung 4.17: Berechnungen für den Einsatz eines Helium-Polarisators mit einer Helium-Polarisation von  $P_3 = 70\%$  bzw  $75\%$ . Die Werte ergeben sich dabei durch Mittelung über das Wellenlängen-Spektrum der Neutronen am Strahlplatz PF1B des ILL (vgl. Kapitel 5). Dargestellt sind mittlere Transmission  $T$ , mittlere Polarisation  $P$  und der Gütefaktor  $Q = P^2T$  als Funktion des Drucks  $p$  und der Länge  $l$  der Heliumzelle. Rechts ist die Güte  $Q_{\text{rel}}$  des Helium-Polarisators im Vergleich zum Superspiegel-Polarisator des ILL dargestellt.

## Spin-Flipper

Um die Polarisationsrichtung des Neutronen-Strahls wechseln zu können, kommt ein sogenannter Radiofrequenz (RF) Spinflipper zum Einsatz [Baz93]. Hierbei wird einem Magnetfeldgradienten in Spin-Richtung ein dazu senkrecht stehendes, hochfrequentes elektromagnetisches Feld überlagert. Im Bezugssystem der fliegenden Neutronen stellt sich dies als magnetisches Drehfeld dar. Dabei sind Frequenz und Gradient so gewählt, dass das Drehfeld den Neutronenspin adiabatisch mit sich führt. Im eingeschalteten Zustand dreht der Spinflipper die Polarisationsrichtung also gerade um  $180^\circ$ .

Der hier eingesetzte Flipper kam bereits in den letzten beiden Messungen mit PERKEO II sehr erfolgreich zum Einsatz. Eine Effizienz des Flip-Vorgangs von  $100.0(1)_{\text{stat}}\%$  wurde erreicht [Sch04].

## Messung der Polarisation und Spinflip-Effizienz

Da die Polarisation  $P$  des Neutronenstrahls und die Spinflip-Effizienz bei dieser Messung eine Fit-Größe darstellen, scheint eine separate experimentelle Bestimmung auf den ersten Blick nicht notwendig. Jedoch wird für systematische Überprüfungen, z. B. des adiabatischen Spintransports durch das Instrument hindurch, die Strahlpolarisation vor und hinter PERKEO gemessen.

Das Prinzip dieser Messung wurde in zahlreichen Arbeiten bereits ausführlich beschrieben (z. B. zuletzt in [Mun06a]). Mit Hilfe einer Kombination aus einem Polarisator, einem Analysator und zwei Spin-Flippern und einem Chopper kann die Effizienz

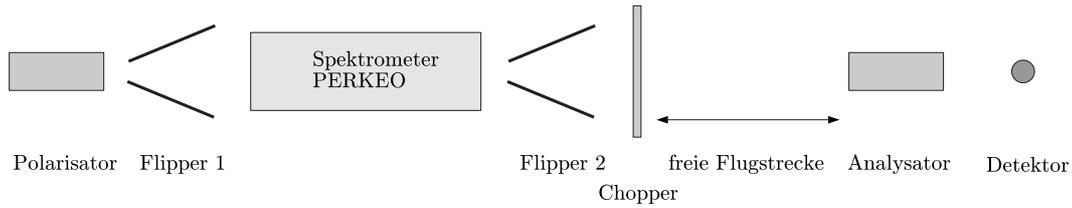


Abbildung 4.18: Schema der Polarisationsmessung: die Neutronen fliegen von links nach rechts durch die Anordnung. Mittels einer Flugzeitmessung und zwei  $\pi$ -Flippern kann die Polarisation als Funktion der Wellenlänge der Neutronen bestimmt werden.

der Flipper  $F_1, F_2$  und das Produkt  $A \cdot P$  aus Analysierstärke  $A$  und Polarisation  $P$  als Funktion der Neutronenwellenlänge bestimmt werden. Dieser Aufbau ist schematisch in Abbildung 4.18 dargestellt. Beim Einsatz von Helium-Zellen als Analysator kann die Polarisation absolut bestimmt werden, da für sie die Analysierstärke bekannt ist (vgl. Abbildung 4.16).

### Beamstop

Innerhalb des Spektrometers zerfällt aufgrund der langen Lebensdauer der Neutronen von ca. 15 min nur eines von  $2 \cdot 10^5$  Neutronen. Die restlichen Neutronen verlassen das Spektrometer wieder und müssen in einem *Beamstop* absorbiert werden. Dieser stellt wegen des Neutroneneinfangs eine starke Untergrundquelle dar. Daher wäre eine möglichst große Entfernung des Beamstops zu den Elektron-Detektoren wünschenswert, um den Raumwinkel für die entstehende  $\gamma$ -Strahlung möglichst klein zu halten. Durch die Abmessungen des Strahlplatz PF1B am ILL ist dies jedoch nicht möglich. Die Länge der Experimentierzone ist auf ca. 10 m beschränkt, so dass der Beamstop sich beinahe direkt unterhalb des hinteren Elektronendetektors befindet. Durch geeignete Abschirmung der Detektoren und des Beamstops müssen die  $\gamma$ -Quanten jedoch mindestens einmalig reflektiert werden, um in den Detektor zu gelangen. Der Lichtweg beträgt dann mindestens 3 m.

Der Beamstop wird für dieses Experiment – wie für vorhergehende Messungen mit PERKEO II – aus  ${}^6\text{LiF}$  hergestellt. Die Emission eines Gammas ist im Fall von  ${}^6\text{Li}$  um einen Faktor  $\approx 10^4$  unterdrückt. Daher eignet es sich besonders gut für Experimente, bei denen der Untergrund durch Neutronabsorption stark unterdrückt werden muss. Die am häufigsten auftretende Reaktion ist:



Allerdings hat dieser Zerfall auch eine negative Eigenschaft: Mit einer Wahrscheinlichkeit von insgesamt ca.  $10^{-4}$  gehen die Zerfallsprodukte  $\alpha$  und  ${}^3\text{H}$  eine Kernreaktion mit einem Lithium- oder Fluor-Kern ein, wobei schnelle Neutronen mit bis zu 16 MeV emittiert werden können [Lon80]. Die dabei entstehenden schnellen Neutronen haben in Kunststoff eine typische Thermalisierungslänge von 30 cm.

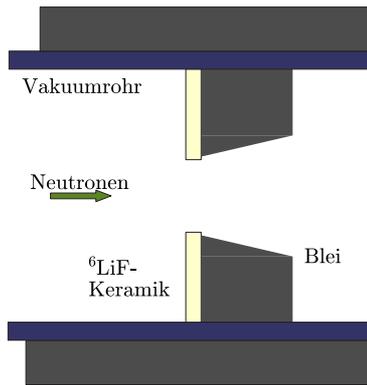


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung einer Blende zur Kollimation des Neutronenstrahls. <sup>6</sup>LiF dient als Neutronenabsorber, das Blei als Absorber für die dabei entstehende  $\gamma$ -Strahlung.

### Kollimationssystem

Zwischen dem Ausgang des Polarisators und dem Zerfallsvolumen von PERKEO wird der Neutronenstrahl durch Blenden kollimiert (s. Abb. 4.14). Diese bestehen, ebenso wie der Beamstop, aus Lithiumfluorid <sup>6</sup>LiF, mit den bereits im vorigen Abschnitt beschriebenen Vorteilen. In Strahlrichtung direkt dahinter befindet sich eine 10 cm starke Bleiblende, die bereits einen Großteil der entstehenden  $\gamma$ -Strahlung absorbiert. Der Durchgang durch dieses Blei ist mit einem Kunststoff, der mit <sup>6</sup>Li angereichert ist, ausgekleidet. Abbildung 4.19 zeigt eine solche Blende.

Insgesamt kommen vier Blenden zum Einsatz. Die erste (0) und die letzte (4) dienen dabei der geometrischen Definition der Divergenz des Strahls. Die anderen Blenden schränken die Zahl der Kollisionen mit dem Strahlrohr ein.

Blende	Höhe=Breite [cm]	rel. Position [cm]
1	6.0	0
2	5.5	93
3	5.0	210
4	5.0	404

Die Blenden 2 und 3 sind dabei kleiner gewählt, als die geometrische Beschränkung ergeben würde. Sie reduzieren damit die Intensität im Strahlvolumen um etwa 2%. Gleichzeitig wird jedoch der Anteil der von der letzten Blende absorbierten Neutronen etwa halbiert. Diese Blende ist geometrisch schlechter abschirmbar. Die Größe und Anordnung der Blenden stellt daher eine Optimierung auf den Untergrund dar.

In Abbildung 4.20 ist die Teilchen-Flussdichte am Ort der Kollimationsblenden dargestellt. Sie wurde mittels der Strahlparametrisierung aus Kapitel 5 berechnet. Entlang der Flugstrecke der Neutronen wird das Strahlprofil durch die Divergenz des Strahls homogener.

Der Capture-Fluss im Spektrometer beträgt nach dieser Rechnung

$$I_c = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}. \quad (4.24)$$

Dies entspricht nach Gleichung (3.15) einer erwarteten Ereignisrate von 29 kHz.

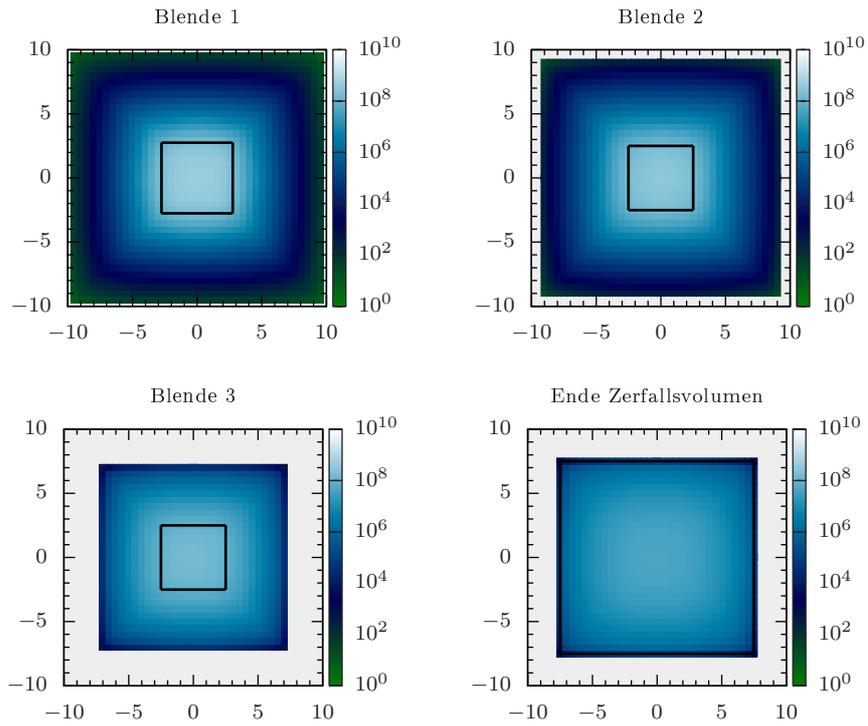


Abbildung 4.20: Flussdichte [ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ] auf den Blenden und am Ende des Zerfallsvolumens. Durch die Divergenz wird das Strahlprofil homogener, wobei die Flussdichte in der Strahlmitte an den Blenden von 4.7 über 3.6 und 1.6 auf  $0.5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  abnimmt. Die maximale Größe des Strahls am Ende des Zerfallsvolumens beträgt 15 cm.

## Zeitplanung

Nach der vorläufigen Auswertung der Daten aus 2004 werden für eine statistische Genauigkeit von  $\Delta\kappa = 0.9$ , also  $\Delta\kappa/\kappa = 0.5$ , mindestens  $3 \cdot 10^9$  Ereignisse benötigt. Bei der berechneten Rate von 29 kHz kann diese in 1.5 Tagen erreicht werden. Hinzu kommen jeweils etwa die gleiche Zeit für Untergrundbestimmung und (zweidimensionale) Eichmessungen des Detektors. Ein Messzyklus für diese Genauigkeit benötigt also etwa 5 Tage.

Weiterhin sind gründliche Untersuchungen zu den verschiedenen systematischen Effekte vorgesehen:

- Untersuchungen mit zusätzlichen Untergrundquellen (Neutronen,  $\gamma$ -Strahlung), sollen zeigen, dass der Untergrund korrekt bestimmt wird (siehe Abschnitt 4.3.6).
- Bestimmung des strahlabhängigen Untergrunds durch (teilweises) Abschalten des Magnetfeldes, oder durch Abschirmung der Elektronen (siehe Abschnitt 4.3.6).
- Durch Verringerung der Breite des Neutronenstrahls wird die Abbildung der Elektronen auf den Detektor schmaler. Hierdurch kann die Korrektur durch die Ortsabhängigkeit des Detektors getestet werden (siehe 4.3.2).
- Der Einfluss der Blenden soll durch eine leichte Veränderung der Blendenposition getestet werden.

Die statistische Genauigkeit dieser Untersuchungen muss dabei mit der angestrebten Genauigkeit des schwachen Magnetismus vergleichbar sein.



# 5 Charakterisierung des Strahlprofils am Leiter H113 des ILL

Die erste Messung mit dem neuen Spektrometer PERKEO III wird am Strahlplatz PF1B des Instituts Laue-Langevin (ILL), Grenoble, Frankreich, stattfinden. Dieser befindet sich am Ende des ballistischen Neutronenleiters H113, der in Heidelberg entworfen und gebaut wurde [Häs02].

Für die Planung von langen Experimenten wie dem PERKEO III ist es besonders wichtig, die Eigenschaften des verwendeten Neutronenstrahls genau zu kennen. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe eines zweidimensionalen CASCADE Neutronendetektors die Brightness des Strahls gemessen und parametrisiert. Diese Messung wurde in Zusammenarbeit mit D. Dubbers, C. Schmidt und T. Lauer durchgeführt. Die Ergebnisse sind in [Abe06] veröffentlicht.

## 5.1 Der Leiter H113

Neutronenleiter werden dazu benutzt, thermische und kalten Neutronen von den Quellen im Reaktorkern zu den bis zu 100 m entfernten Strahlplätzen zu transportieren. Diese Leiter haben zumeist einen rechteckigen Querschnitt und werden aus beschichteten Glasplatten gefertigt. Der Transport der Neutronen erfolgt dabei über Totalreflektion an den beschichteten Innenoberflächen.

Neutronen mit einer Wellenlänge  $\lambda$  werden nur bis zu einem maximalen Transversalimpuls zur Oberfläche des Spiegels von diesem reflektiert. Dadurch ergibt sich ein Grenzwinkel  $\gamma_c$  der Reflektion, der von der Wellenlänge  $\lambda$  abhängt:

$$\gamma_c = \kappa\lambda. \quad (5.1)$$

Die *Spiegel-Konstante*  $\kappa$  wird dabei bestimmt durch Material und Aufbau des Spiegels. Für einen bestimmten Einfallswinkel  $\gamma$  auf den Spiegel werden nur Neutronen mit einer Wellenlänge größer als der Grenzwellenlänge  $\lambda_c$  reflektiert:

$$\lambda_c = \frac{\gamma}{\kappa}. \quad (5.2)$$

Zu Anfang bestand die Beschichtung der Spiegel meist aus Nickel  $^{nat}\text{Ni}$  in seiner natürlichen Isotopenzusammensetzung. Für diese beträgt

$$\kappa_{\text{Ni}} = 0.0173 \frac{\text{rad}}{\text{nm}}.$$

Im Gegensatz ist der Leiter H113, der den Strahlplatz PF1B des ILL mit Neutronen versorgt, größtenteils aus so genannten *Superspiegeln* zusammengesetzt. Diese bestehen aus typischerweise 100 Doppellagen aus Nickel und Titan mit unterschiedlicher

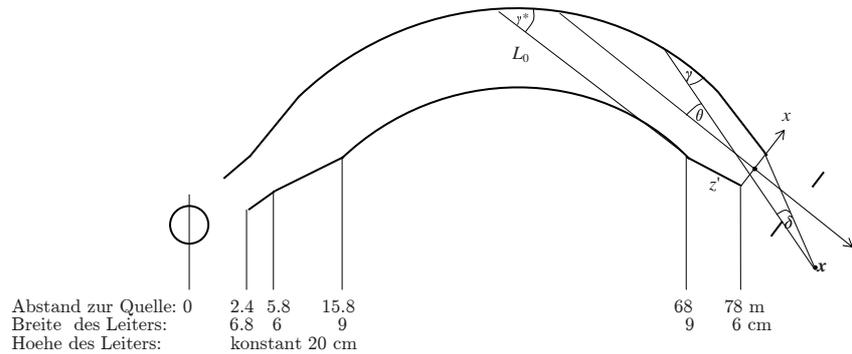


Abbildung 5.1: Horizontaler Schnitt durch den Leiter H113 am ILL. Die *charakteristische Länge* der Krümmung beträgt  $L_0 = 54$  m, der *charakteristische Winkel* ist  $\gamma^* = 8d/L_0 = 0.0067$ .

Dicke. Die Schichtdicken werden so gewählt, dass sich die Maxima der Bragg-Reflektion optimal überlagern. Im Falle des H113 wird so der Maximalwinkel für die Reflektion im Vergleich zu Nickel verdoppelt:

$$\kappa_{\text{H113}} = 0.035 \frac{\text{rad}}{\text{nm}}. \quad (5.3)$$

Man spricht daher auch von  $m = 2$  Superspiegeln.

Der Leiter H113 ist ein *ballistischer Leiter*, dessen Geometrie in Abbildung 5.1 dargestellt ist. Sein rechteckiger Querschnitt ist nicht konstant, sondern er weitet sich auf den ersten 16 m von einer Breite von 6.8 cm auf 9 cm auf. Danach bleibt die Breite auf 62 m Länge konstant. Schließlich verjüngt sich der Leiter auf den letzten 10 m wieder auf 6 cm. Die Höhe des Leiters ist konstant 20 cm.

Der Leiter beginnt in 2.3 m Entfernung zur vertikalen kalten Quelle des ILL. Die ersten 3.5 m des Leiters bestehen aus einem mit  $^{58}\text{Ni}$  beschichteten Leiter, während auf den restlichen 72 m  $m = 2$  Superspiegel zum Einsatz kommen.

Die spezielle Geometrie des Leiters minimiert Transportverluste und der Einsatz von Superspiegeln, die Verluste von typischerweise bis zu 10% pro Reflektion haben, wird somit lohnenswert. Im Gegensatz dazu weisen konventionelle Nickel-Spiegel nur Verluste von typisch 1% pro Reflektion auf. Monte-Carlo-Simulation zeigen, dass durch den Einsatz von Superspiegeln der Capture-Fluss im Vergleich zu einem mit Nickel beschichteten Leiter verdoppelt wurde. Der Gewinn durch die ballistische Form des Leiter beträgt weitere 24% [Abe06].

## 5.2 Definitionen

In dieser Messung wurde die *Brightness*  $B$  des Neutronenstrahls aus dem Leiter H113 bestimmt. Diese ist definiert als die Flussdichte der Neutronen pro Fläche und Wel-

Wellenlänge  $\lambda$  und betrachtetem Raumwinkel  $\Omega$  [sterad]

$$B = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda \partial \Omega}, \quad (5.4)$$

mit der Teilchen-Flussdichte  $\Phi$  [ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]. Hieraus wird die *Capture-Brightness* durch eine gewichtete Integration über die Geschwindigkeit  $v$  der Neutronen abgeleitet:

$$B_c = \frac{\partial^2 \Phi_c}{\partial \lambda \partial \Omega} \quad \text{mit} \quad \Phi_c = \int \frac{v_0}{v} \Phi \, dv = \int \frac{\lambda}{\lambda_0} \Phi \, d\lambda, \quad (5.5)$$

wobei die Flussdichte  $\Phi_c$  analog als *Capture-Flussdichte* bezeichnet wird. Die zur Normierung verwendete Geschwindigkeit  $v_0 = 2200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  ist die Geschwindigkeit maximaler Wahrscheinlichkeit aus dem Maxwellspektrum einer thermischen Neutronen-Quelle mit einer Temperatur von 300 K. Für die kalten Neutronenquellen am ILL ist die Capture-Flussdichte  $\Phi_c$  typischerweise vier mal größer als die Teilchen-Flussdichte  $\Phi$ .

Capture-Größen sind für z. B. für Experimente zum Neutronenzerfall von Interesse. Entlang eines Neutronenstrahls ist die Rate  $r$  der Zerfälle der Neutronen proportional zur Aufenthaltsdauer der Neutronen innerhalb des betrachteten Abschnitts der Länge  $l$ . Diese Aufenthaltsdauer ist proportional zur Wellenlänge der Neutronen. Folglich ist die Zerfallsrate  $r$  proportional zur Capture-Flussdichte und es gilt:

$$r = \frac{A l \Phi_c}{v_0 \tau},$$

mit der Neutronenlebensdauer  $\tau$  und der Querschnittsfläche des Neutronenstrahls  $A$ .

Ist die Brightness  $B(\lambda, \theta, \theta')$  bekannt, kann das Flussdichte Spektrum  $\Phi(\lambda)$  durch Integration über die Raumwinkel berechnet werden:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = \int B \, d\Omega. \quad (5.6)$$

Das Capture-Flussdichte Spektrum  $\Phi_c(\lambda)$  ergibt sich dann aus:

$$\frac{\partial \Phi_c}{\partial \lambda} = \frac{\lambda}{\lambda_0} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}. \quad (5.7)$$

Schließlich kann hieraus der Gesamtfluss  $\Phi$  und der Capture-Fluss  $\Phi_c$  durch Integration über die Wellenlänge  $\lambda$  ermittelt werden.

### 5.3 Experimenteller Aufbau

Das Brightness-Spektrum  $B_c$  des Leiters H113 wird in dieser Messung durch eine orts-aufgelöste Flugzeitmessung der Neutronen bestimmt. Der hierfür verwendete Aufbau ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Hinter dem 6 cm breiten und 20 cm hohen Leiterausgang befindet sich eine Lochblende der Größe  $1.0 \text{ mm} \times 3.1 \text{ mm}$ . Diese wurde insgesamt an 10 verschiedenen horizontalen und vertikalen Positionen angebracht.

Nur 4 mm hinter dieser Lochblende befindet sich eine rotierende Chopper-Scheibe mit zwei Schlitzen, die jeweils 1 mm breit sind. Der Chopper ist mit einer ausreichend

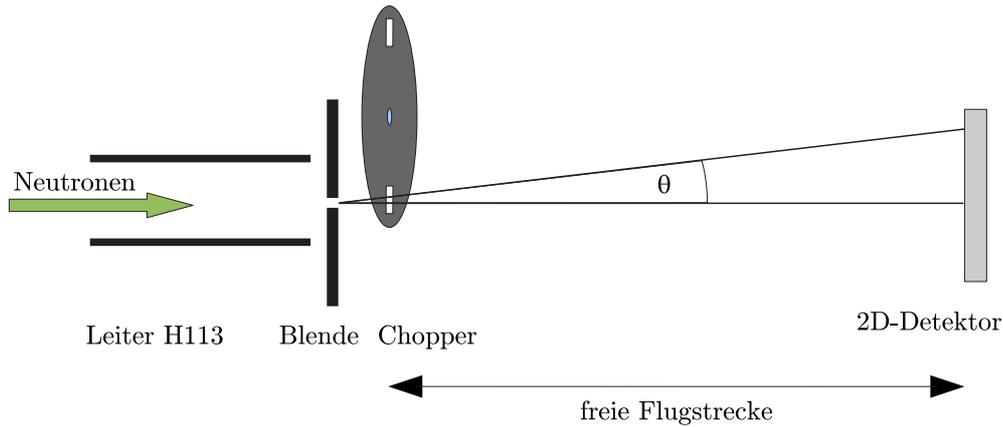


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Messung des Strahlprofils am Leiter H113 des ILL

dicken Schicht aus natürlichem Gadolinium beschichtet, um die Neutronen zu absorbieren. Der Kerneinfang der Neutronen durch die Gadoliniumkerne erzeugt  $\gamma$ -Strahlung im MeV Bereich. Der verwendete Gas-Detektor ist jedoch für diese Strahlung nicht sensitiv.

Nach dem Chopper schließt sich eine Flugstrecke der Länge  $L = (1698 \pm 5)$  mm an. Diese befindet sich innerhalb einer mit Helium gefüllten Röhre, wodurch undefinierte Verluste der Neutronen durch Absorption und Streuung an Luft vermieden werden. Für thermische Neutronen betragen diese Verluste, abhängig von der Luftfeuchtigkeit, etwa 10%/m. Die Verluste in Helium betragen hingegen nur 0.7%/m. Als Ein- und Austrittsfenster der Röhre wird eine Aluminiumfolie mit einer Dicke von  $300 \mu\text{m}$  verwendet. Diese führt zu einer leichten Abschwächung des Neutronenstrahls durch Absorption, die Winkelabhängigkeit wird jedoch nicht merklich durch Streuung gestört. Der Einfluss ist jedoch selbst für eine Wellenlänge von 2 nm im Bereich eines Prozents und wird im Folgenden daher ebenso vernachlässigt, wie die Verluste durch das Helium.

Die de Broglie Beziehung

$$\lambda v = \frac{h}{m_n} = 395 \frac{\text{nm m}}{\text{s}} \quad (5.8)$$

verknüpft die Wellenlänge der Neutronen  $\lambda$  mit ihrer Geschwindigkeit  $v$ . Die Flugzeit  $t$  der Neutronen zwischen Chopper und Detektor ist daher proportional zu deren Wellenlänge und es gilt:

$$t [\text{ms}] = \frac{\lambda [\text{nm}] L [\text{mm}]}{395}. \quad (5.9)$$

Die Ergebnisse werden daher als Funktion der Wellenlänge angegeben.

Die Öffnungsfrequenz des Choppers beträgt  $f = 50$  Hz. Eine Überschneidung zweier aufeinander folgender Neutronenpakete – ein so genannter *frame overlap* – ist unter-

halb einer Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h}{m_n v} \leq \frac{395 \frac{\text{nm m}}{\text{s}}}{fL} \approx 4.65 \text{ nm}$$

ausgeschlossen. Wie in Abbildung 5.5 zu sehen, ist das Spektrum bei dieser Wellenlänge bereits um etwa vier Größenordnungen abgefallen, so dass dieser Effekt nicht weiter zu berücksichtigen ist.

Die Neutronen werden durch einen zweidimensionalen CASCADE Detektor nachgewiesen, dessen Funktionsprinzip im nächsten Abschnitt 5.4 beschrieben ist. Die Detektionsfläche von  $200 \times 200 \text{ mm}^2$  ist unterteilt in  $128 \times 128$  Pixel, die jeweils ein Flugzeitspektrum mit 14 bit Auflösung registrieren. Effektiv stellt dieser Detektor also eine Ansammlung von 16384 nur wenige Millimeter großen Detektoren dar. Jeder Kanal misst somit das Capture Brightness-Spektrum  $B_c(\lambda, \theta, \theta')$ .

Die Effizienz des Detektors ist nicht exakt bekannt. Zur Eichung der Messungen wird daher eine Flussbestimmung durch Aktivierung einer dünnen Goldfolie verwendet. Diese ergibt die Flussdichte  $\Phi_c = 1.35 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Chopper und Flugzeitmessung werden über einen optoelektronischen Abnehmer am rotierenden Chopper synchronisiert. Die absolute Kalibration der Flugzeit, d. h. die Abstimmung zwischen dem Zeitpunkt der Chopper-Öffnung und dem Beginn der Flugzeitmessung, wurde durch Vergleichsmessungen bei geänderter Distanz zwischen Detektor und Chopper überprüft und kalibriert.

Zusätzlich zu diesen Flugzeitmessungen wurden Strahlprofile  $\Phi_c(\mathbf{x})$  mit einem kleinen  $^3\text{He}$ -Zählrohr gemessen. Vor diesem ist wiederum eine Blende mit einem Durchmesser von 1 mm angebracht.

## 5.4 Detektor

Detektoren für Neutronen basieren auf dem Kerneinfang von Neutronen und anschließendem Zerfall des aktivierten Kerns. In einem *dünnen Detektor* ist die Zählrate proportional zum Einfangsquerschnitt des Konvertermaterials. Mit einem dünnen und ortsaufgelösten Detektor kann also direkt die *Capture-Flussdichte*  $\Phi_c$  gemessen werden.

Für diese Messung wurde der in unserer Arbeitsgruppe entwickelte, schnelle ortsauflösende CASCADE Detektor verwendet (siehe u.a. [Sch06a, Kle00]). Die hier eingesetzte Variante des Detektors besitzt nur eine einzelne dünne Konverterschicht von ca. 140 nm Dicke aus dem Konvertermaterial  $^{10}\text{B}$ . Die Nachweiseffizienz für thermische Neutronen einer Wellenlänge von  $1.8 \text{ \AA}$  beträgt daher nur 0.74 % und der Detektor ist im oben beschriebenen Sinne *dünn*.

Der CASCADE Detektor ist ein Gas-Detektor auf Basis der Gas Electron Multiplier (GEM) Folien, die von Sauli [Sau97] am CERN entwickelt und für HERA-B eingesetzt wurden. Sein Aufbau ist schematisch in Abbildung 5.3 dargestellt.

Die GEM Folien bestehen aus einer dünnen, elektrisch isolierenden Kapton-Folie, die beidseitig mit Kupfer beschichtet ist. Ein regelmäßiges Lochmuster erlaubt es, durch Anlegen einer Spannung zwischen Ober- und Unterseite in den Löchern starke Felder zu erzeugen. Diese können in Gasdetektoren zur Ladungsverstärkung genutzt werden.

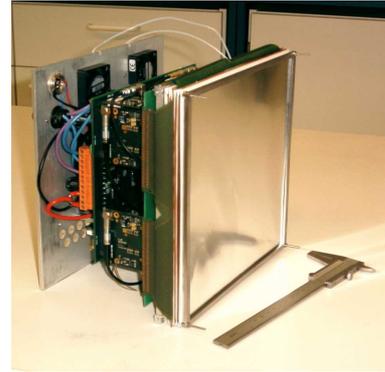
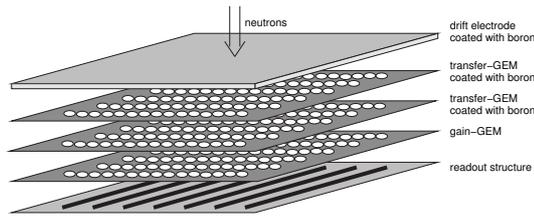


Abbildung 5.3: CASCADE Neutronen-Detektor. Links ist der schematische Aufbau gezeigt: Zwischen der Driftelektrode aus Aluminium und der Auslesestruktur befinden sich mehrere GEM Folien, die als ladungstransparente Träger für Schichten des Neutronenkonverters  $^{10}\text{B}$  dienen. Nur die untersten ein bis zwei GEM Folien werden zur Signalverstärkung genutzt. Rechts ein Bild des Detektors [Sch06a]

Die Driftelektrode des Detektors besteht aus einer  $100\ \mu\text{m}$  dünnen Aluminium-Folie, die auf der Unterseite mit  $^{10}\text{B}$  beschichtet ist. In dieser Schicht werden Neutronen durch die Reaktion



absorbiert. Die Zerfallsprodukte können aufgrund der geringen Dicke der Borschicht diese überwiegend verlassen und in das Zählgasgemisch zwischen den Folien und der Drift eintreten, um dort das Gas zu ionisieren. Die GEM Folien leiten die erzeugten Elektronen zu der unten liegenden Auslesestruktur, wo sie dann elektronisch nachgewiesen werden. Gleichzeitig werden die Folien auch zur Ladungsverstärkung genutzt.

Eine einzelne Konverterschicht hat aufgrund der geringen Reichweite der Zerfallsprodukte im Konverter eine maximale Effizienz für den Nachweis für thermische Neutronen ( $\lambda_0 = 0.18\ \text{nm}$ ) von ca. 5%. Um diese zu steigern, können zwischen Drift und Auslesestruktur mit Bor beschichtete GEM Folien eingefügt werden. Das Signal wird dabei nur von den letzten ein bis zwei GEM Folien tatsächlich verstärkt. Die anderen Folien bilden eine Art *ladungstransparenten* Festkörper: sie arbeiten bei einer effektiven Verstärkung von eins, leiten also das Signal aus dem über ihnen liegenden Raum nach unten weiter. Durch die Kaskadierung mehrerer mit Bor beschichteter Folien kann so die Effizienz des Detektors über die Effizienz einer einzelnen Festkörperschicht gesteigert werden. Die Ortsauflösung bleibt dabei erhalten.

Für diese Messung kam jedoch nur ein einzige dünne Konverterschicht auf der Drift-Elektrode aus Aluminium zum Einsatz, die zugleich das Eintrittsfenster für den Neutronenstrahl darstellt.

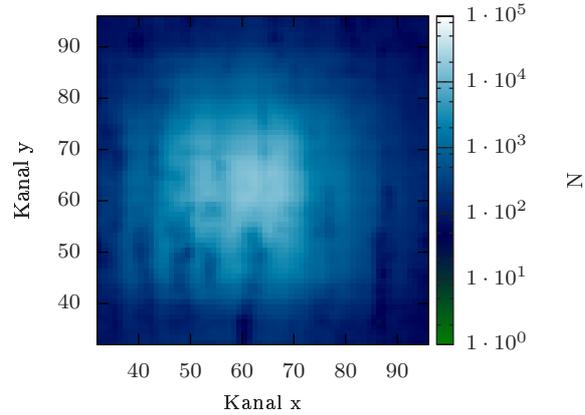


Abbildung 5.4: Zweidimensionale Ansicht der Rohdaten des CASCADE Detektors. Jeder Kanal der insgesamt  $64 \times 64$  Kanäle beinhaltet ein Flugzeitspektrum mit 9 bit Auflösung. Für dieses Bild wurde über die Flugzeit und 500 Chopper-Zyklen summiert. Wie der Leiter selbst besitzt das Bild in der Horizontalen mehr Struktur als in der Vertikalen.

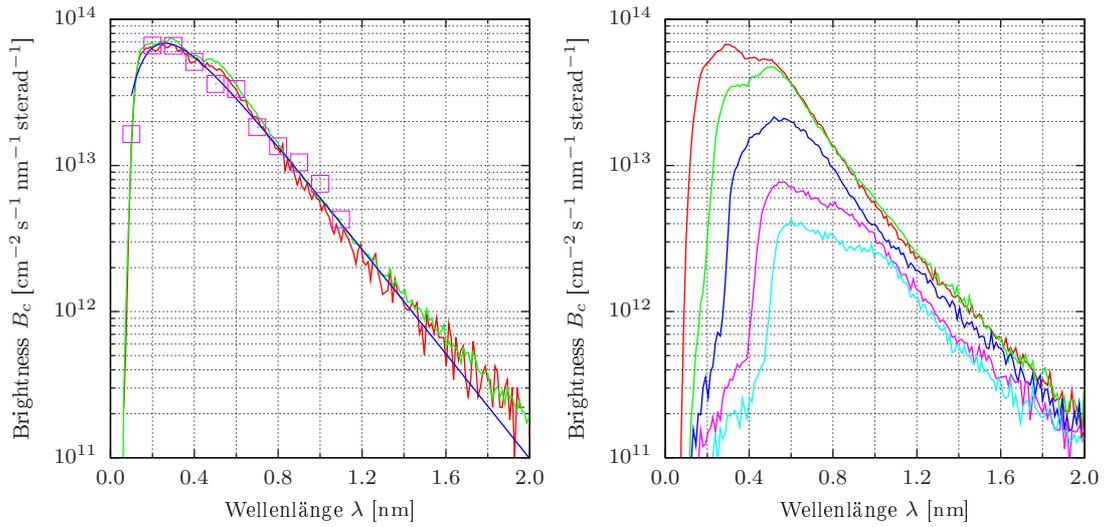
Als Detektor auf Basis der GEM Folien erbt der CASCADE Detektor auch deren Zählratentauglichkeit von bis zu  $10^7 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  [Bre99]. Mit Hilfe einer zweidimensionalen Auslesestruktur und schneller Elektronik kann mit dem oben beschriebenen Aufbau somit direkt die Capture-Brightness an einem Punkt  $\mathbf{x}$  des Leiterausgangs gemessen werden.

## 5.5 Ergebnisse

Aus den zweidimensionalen Flugzeitspektren kann direkt das Capture-Brightness Spektrum  $B_c(\lambda, \theta, \theta')$ , gemessen unter verschiedenen kleinen Raumwinkel  $d\Omega = d\theta \cdot d\theta'$ , gewonnen werden. Das Ergebnis einer Messung mit einer Lochblende vor dem Zentrum des Leiterausgangs ( $x = 0$ ) ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Dargestellt sind die aufsummierten Zeitspektren. Von den  $128 \times 128$  Kanälen des Detektors sind nur die inneren  $64 \times 64$  dargestellt.

### Wellenlängen-Spektren

In Abbildung 5.5a ist das Ergebnis einer Messung in der Mitte des Austrittsfensters ( $x_0 = 0$ ) und entlang der Achse des Leiters ( $\theta = \theta' = 0$ ) abgebildet. Innerhalb von 20% entspricht dieses Spektrum dem der kalten vertikalen Quelle, die den Leiter H113 speist [Age89]. Angesichts der Tatsache, dass die Neutronen an dieser Stelle maximal zweimal an den Spiegeln des Leiters reflektiert wurden, ist dies bei typischen Reflektionsverlusten von 10% zu erwarten. Dies gilt nicht für Wellenlängen kleiner 0.135 nm, da für diese die Totalreflektion durch den Leiter nicht unterstützt wird.



(a) Unter einem Winkel von  $\theta' = 0$  entspricht das Spektrum innerhalb von 20% dem der kalten Quelle (Quadrate) (vgl. [Age89]). Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung mittels Gleichung ( 5.1).

(b) Die Emissionwinkel  $\theta'$  der dargestellten Kurven betragen ein Vielfaches von  $-3.68$  mrad. Der Bereich reicht von  $\theta' = 0$  (Kurve links außen) bis zu  $\theta' = 18.4$  mrad (äußerste rechte Kurve).

Abbildung 5.5: Gemessene Capture-Brightness-Spektren  $B_c$  unter verschiedenen vertikalen Winkeln  $\theta'$  an der Position  $\mathbf{x}_0 = 0$  und  $\theta = 0$ . Deutlich ist für größere  $|\theta'|$  die zunehmende Grenzwellenlänge  $\lambda_c$  zu erkennen (vgl. Abbildung 5.6).

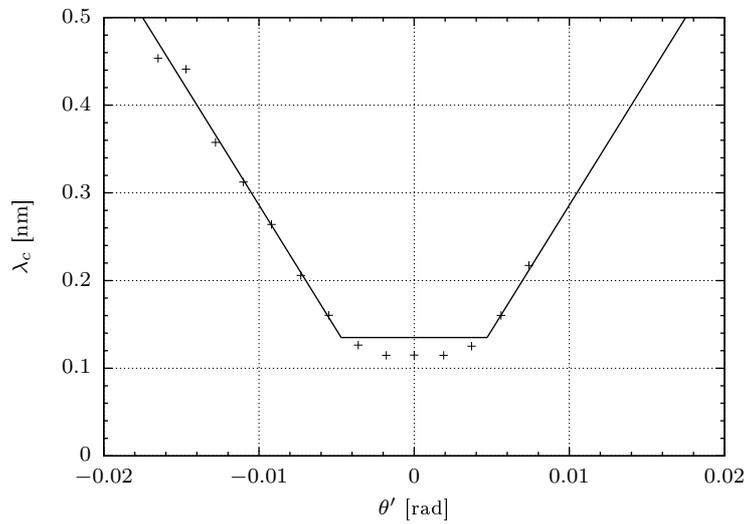


Abbildung 5.6: Abschneidewellenlänge  $\lambda_c$  aus der Messung in Abbildung 5.5b als Funktion des vertikalen Emissionswinkels  $\theta'$ . Die durchgezogene Linie entspricht den Überlegungen, die im Text beschrieben sind.

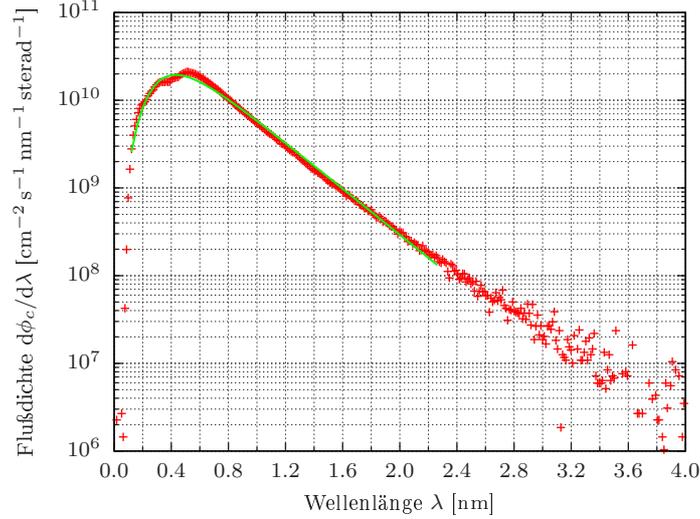


Abbildung 5.7: Absolutes Flussdichte Spektrum  $\partial\Phi_c/\partial\lambda$  (gemittelt über die inneren  $2 \times \text{cm}^2$ ). Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung von Gleichung (5.11) in Abschnitt 5.6.

Abbildung 5.5b zeigt das Spektrum für verschiedene vertikale Winkel  $\theta'$ . Deutlich ist zu erkennen, dass die Abschneidewellenlänge  $\lambda_c$  des Spektrums durch den größten Winkel der Totalreflektion gegeben ist. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 5.6 graphisch dargestellt. Dabei wurde die Grenzwellenlänge  $\lambda_c$  durch die Halbwertshöhe der Abschneidekante aus Abbildung 5.5b ermittelt.

Die eingezeichnete Erwartung für den Verlauf ergibt sich dabei aus folgender Überlegung: Für kleine Emissionswinkel  $\theta'$  ist der größte auftretende Winkel  $\gamma = \gamma^*/\sqrt{2}$  an der konkaven Innenwand des Leiters, unabhängig von  $\theta'$  (vgl. Abbildung 5.2). Daraus ergibt sich mit nach Gleichung (5.2) eine Grenzwellenlänge von  $\lambda_c = \gamma^*/(\sqrt{2}\kappa) = 0.135 \text{ nm}$ . Für Emissionswinkel  $\theta' > \gamma^*/\sqrt{2}$  ist die Grenzwellenlänge durch die Reflektion an der oberen oder unteren flachen Spiegelfläche des Leiters gegeben. Die Grenzwellenlänge ist daher durch  $\lambda = \theta'/\kappa$  gegeben.

Somit kann nun auch die starke Dämpfung der Spektren für große Winkel  $\theta'$  in Abbildung 5.5b gedeutet werden. Durch die großen Winkel steigt die Anzahl der Reflektionen und somit auch die durch die Reflektion bedingten Verluste.

Durch eine Summation aller Kanäle des CASCADE Detektors erhält man aus dem gemessenen Capture-Brightness Spektrum  $B_c(\lambda, \theta, \theta')$  nach den Gleichungen (5.7) und (5.6) das Capture-Fluss Spektrum  $\Phi_c(\lambda)$ . Dieses ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Für den Strahl am Leiter H113 erhalten wir daraus mit Gleichung (5.6) einen Teilchen-Fluss von

$$\Phi = 5.0 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Dieser Fluss ist nur 2.7 mal kleiner als der Capture-Fluss  $\Phi_c = 1.25 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Für typische kalte Neutronenstrahlen, wie z. B. am Leiter H53, beträgt dieses Verhältnis jedoch etwa 4. Das Spektrum am Leiter H113 ist also wärmer, was für einen verlustbehafteten ballistischen Leiter auch den Erwartungen entspricht (vgl. [Dub94]).

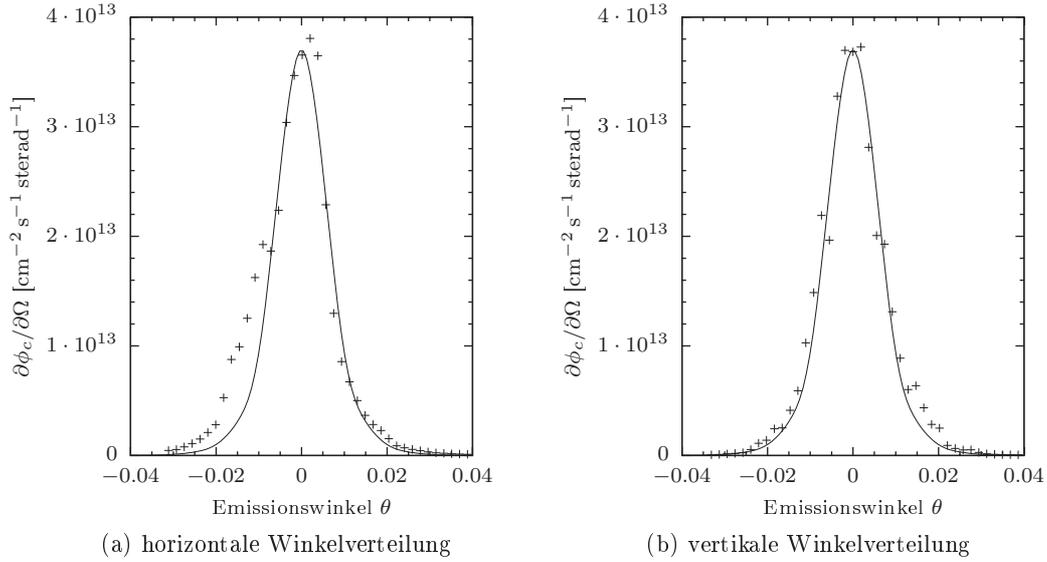


Abbildung 5.8: Winkelverteilung der Capture-Flussdichte einer Lochblende in der Mitte des Leiterausgangs. Die Durchgezogene Linie entspricht einer Anpassung der Gleichung 5.10 mit einer effektiven Spiegelkonstanten  $\kappa_{\text{eff}}$  und dem Brightness Spektrum aus Abbildung 5.5a.

## Strahl-Divergenz

Für eine verlustbehafteten Neutronen-Leiter ist die Winkelverteilung der Flussdichte aus einer Lochblende durch

$$\frac{\partial \Phi(\theta, \theta')}{\partial \Omega} = \int_{\lambda_c(\theta, \theta')}^{\infty} B_{\text{in}}(\lambda) d\lambda \quad (5.10)$$

gegeben. Dabei muss jedoch i. A. beachtet werden, dass durch die Reflektionsverluste im einem realen Leiter das einfallende Brightness-Spektrum  $B_{\text{in}}$  mit einer Transmissionsfunktion  $T(\lambda, \theta, \theta')$  multipliziert werden muss. Eine eingehenden Betrachtung ergibt, dass die Transmission für kleine Wellenlängen abnimmt und für große Winkel  $\theta$  und  $\theta'$  stark abnimmt [Abe06]. Dieses Verhalten ist qualitativ auch in Abbildung 5.5b zu sehen.

Für einen verlustbehafteten, gekrümmten, ballistischen Leiter ist eine geschlossene Darstellung der Transmissionfunktion i. A. nicht möglich. Daher wird im Folgenden mit Hilfe des Brightness-Spektrums aus Abbildung 5.5a ( $\mathbf{x} = 0$  und  $\theta = \theta' = 0$ ) eine effektive Divergenz des Strahls definiert. Dafür wird die Spiegelkonstante  $\kappa$  durch eine effektive Konstante  $\kappa_{\text{eff}}$  ersetzt und in Gleichung (5.10) die Grenzwellenlänge  $\lambda_c$  mit Hilfe von Gleichung (5.2) ersetzt.

Dies scheint auf den ersten Blick im Widerspruch zu Abbildung 5.6 zu stehen, die klar zeigt, dass die Spiegelkonstante  $\kappa$  mit Gleichung (5.2) die Grenzwellenlänge  $\lambda_c$  gut beschreibt. Dennoch erwarten wir für eine entsprechend Konstante  $\kappa_{\text{eff}}$ , dass durch die entsprechende Erhöhung von  $\lambda_c$  in Gleichung (5.10), statt einer Verminderung

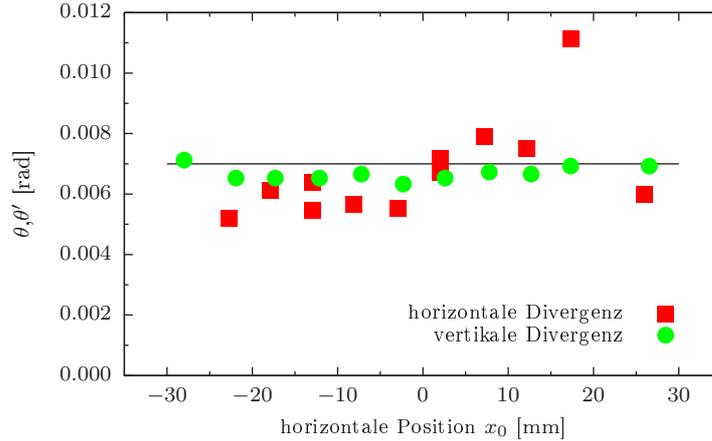


Abbildung 5.9: Gemessene Strahldivergenz für verschiedene horizontale Positionen  $x_0$  am Ausgang des Leiters (Punkte). Die horizontale Linie markiert die Erwartung für einen geraden,  $^{nat}\text{Ni}$  beschichteten Leiter. Die gute Übereinstimmung ist rein zufällig.

der Brightness  $B_c$ , die Verluste in etwa berücksichtigt werden können (vgl. Abbildung 5.5b).

In Abbildung 5.8 sind horizontale und vertikale Schnitte durch eine Aufnahme des Strahls durch eine Lochblende gezeigt (vgl. Abbildung 5.4). Die Kurven entsprechen dabei einer Anpassung von Gleichung (5.10) mit einer effektiven Konstante  $k_{\text{eff}}$  an die Daten. Dabei wurde eine Parametrisierung des Capture-Brightness Spektrum  $B_c$  verwendet, wie sie im Abschnitt 5.6 beschrieben wird. Es ergibt sich  $\kappa_{\text{eff}} = 0.017(2) \text{ rad nm}^{-1}$  aus dem horizontalen Winkelschnitt bzw.  $\kappa'_{\text{eff}} = 0.017(1) \text{ rad nm}^{-1}$  aus dem vertikalen. Aus Zufall stimmen diese effektiven Konstanten mit dem theoretischen Wert einer  $^{nat}\text{Ni}$  Beschichtung überein.

Die Anpassung an die Daten in den Abbildungen 5.8 zeigt auch, dass das Konzept einer effektiven Spiegelkonstante  $\kappa_{\text{eff}}$  funktioniert. Die Übereinstimmung mit dem Bild einer Lochblende ist zufriedenstellend. Daher ist auch zu erwarten, dass daraus abgeleitete Größen eine entsprechende Genauigkeit aufweisen.

Aus der Halbwertsbreite der Schnitte in Abbildung 5.8 kann die Divergenz des Neutronenstrahls entnommen werden. Diese beträgt für beide, den horizontalen und den vertikalen Schnitt,  $\langle \theta \rangle = \langle \theta' \rangle = 0.007$ . In Abbildungen 5.9 ist zu sehen, dass die Strahldivergenz über den Ausgang des Leiters nur wenig variiert. Aufgrund der Struktur des Leiters ist die horizontale Divergenz dabei etwas weniger stabil als die vertikale Divergenz und entspricht (zufällig) in etwa der eines geraden, mit  $^{nat}\text{Ni}$  beschichteten Leiters.

## 5.6 Parametrisierung

Um Berechnungen der zu zukünftigen Experimenten am Strahlplatz PF1B des ILL zu erleichtern wird im Folgenden das Capture-Brightness-Spektrum durch eine em-

Typ	$B_0 / \Phi_0$	$\lambda_1$ [nm]	$\lambda_2$ [nm]	$p$	$\kappa_{\text{eff}}$ [nm <sup>-1</sup> ]
Capture-Brightness $B_c$	$4.0 \cdot 10^{14}$	0.26	0.24	3.0	0.017
Capture-Flussdichte $\Phi_c$	$1.3 \cdot 10^{11}$	0.33	0.40	3.0	0.017
gekreuzte Pol. $B_c$	$8.2 \cdot 10^{13}$	0.19	0.46	3.4	0.026

Tabelle 5.1: Parameterwerte für Gleichung (5.11),  $B_0$  ist in [cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> nm<sup>-1</sup> sterad<sup>-1</sup>] angeben,  $\Phi_0$  in [cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> nm<sup>-1</sup>] (vgl. Text)

pirische Funktion beschrieben. Statt einem Maxwell-Spektrum, das bei einer idealen Thermalisierung der Neutronen in der Quelle zu erwarten wäre, wird das Spektrum durch einen Exponentialterm  $\exp(-\lambda/\lambda_1)$  und eine Abschneidefunktion parametrisiert:

$$B_c(\lambda) = \frac{\partial^2 \Phi_c}{\partial \Omega \partial \lambda} = B_0 \frac{(\lambda/\lambda_2)^p}{1 + (\lambda/\lambda_2)^p} e^{-\lambda/\lambda_1}. \quad (5.11)$$

Diese Parametrisierung hat keine tiefere physikalische Bedeutung, ist jedoch in der Lage das Spektrum in guter Näherung zu beschreiben. Analog kann auch das Capture-Fluss Spektrum  $\Phi_c$  beschrieben werden. In Tabelle 5.1 sind die Werte der Parameter gegeben, die sich durch eine Anpassung an die Daten ergeben.

Auch bei Einsatz zweier gekreuzter Superspiegelpolarisatoren am Strahlplatz PF1B des ILL [Kre05a] kann diese Parametrisierung angewendet werden. Dabei wird die Divergenz des Strahls jedoch durch die Polarisatoren erhöht. Es gilt:

$$\langle \theta_{c,\text{pol}} \rangle \approx \sqrt{\langle \theta_c \rangle^2 + \frac{\gamma_{\text{pol}}^*}{2}} = 1.53 \langle \theta_c \rangle \quad (5.12)$$

mit dem charakteristischen Winkel des Polarisators  $\gamma_{\text{pol}}^* = 0.012$ . Somit beträgt die effektive Konstante  $\kappa_{\text{eff,pol}} = 1.53 \cdot \kappa_{\text{eff}} = 0.026 \text{ nm}^{-1}$ . Mit der durch Aktivierung einer Goldfolie gemessenen Capture-Flussdichte  $\Phi_{c,\text{pol}} = 1.6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ergibt eine Anpassung an das Spektrum die Werte in Tabelle 5.1.

Diese Anpassung wurde auch für die Berechnungen in Kapitel 4 benutzt, um die Ereignisrate und die Strahlprofile zu berechnen. Da bei dieser Messung jedoch nur ein Polarisator eingesetzt wird und die Transmission durch den zweiten Polarisator etwa 50% beträgt [Sch04] wurden der Skalierungsfaktor  $B_0$  für diese Berechnungen verdoppelt.

## 6 Unmagnetische Neutronen-Spiegel

Bereits heute befinden sich Planungen für ein neues Instrument im Anfangsstadium. Dieses Instrument, genannt PERC (Proton and Electron-Radiation Channel) [Dub06], soll fest an einem Hochfluss-Reaktor wie dem FRM-II in München, oder dem ILL in Grenoble, installiert werden. Langfristig wird es eine Reihe von einzelnen Instrumenten zum Neutronenzerfall ersetzen, indem es einen großen Fluss an Elektronen und Protonen aus dem Zerfall des Neutrons zur Verfügung stellt.

Dafür sollen Neutronen durch einen langen, unmagnetischen Neutronleiter geleitet werden, der sich in einem homogenen Magnetfeld befindet. An einem Ende des Leiters sollen die Zerfallsprodukte dann aus dem Neutronenstrahl ausgekoppelt werden um in speziellen Spektrometern nachgewiesen zu werden. Somit stellt PERC eine Quelle für Elektronen und Protonen aus dem Neutronenzerfall dar. Durch die lange Zerfallsstrecke im Neutronenleiter wird die Statistik für Experimente stark erhöht.

Um auch Experimente an polarisierten Neutronen zu ermöglichen muss der Leiter für den Neutronenstrahl unmagnetisch sein um die Polarisation nicht zu ändern. Zur Verifizierung dieses grundlegenden Konzepts wurden zwei unmagnetischen Spiegel, die uns von der Firma S-DH zur Verfügung gestellt wurden, vermessen. Die Ergebnisse werden im Folgenden präsentiert.

### 6.1 Neutronen-Spiegel

Neutronen-Spiegel nutzen die Totalreflektion von Neutronen an der Oberfläche. So genannte *Superspiegel* [Sch89] nutzen die geschickte Überlagerung der Bragg-Peaks von Reflektionen an dünnen Schichten um den Grenzwinkel der Reflektion zu erhöhen. Ihre Funktionsweise wurde bereits in den Kapiteln 4.5.2 und 5 beschrieben.

Für diese Messung stellte die Firma S-DH [SDH] zwei unmagnetische Superspiegel für Neutronen mit unterschiedlich vielen Schichten und Schichtdicken zur Verfügung. Die Schichten dieser Spiegel bestehen aus Nickel/Molybdän und Titan. Der mit T1 bezeichnete Spiegel ist ein  $m = 1.4$  Spiegel, d. h. der maximale Winkel der Reflektion ist um den Faktor  $m$  größer als beim Vergleichsmaterial Nickel. Beim Spiegel T2 handelt es sich sogar um einen  $m = 2$  Spiegel.

### 6.2 Vermessung von Testspiegeln

Die nachfolgenden Messungen wurde am Strahlplatz T3 des Institut-Laue Langevin, der speziell auf die Untersuchung von Neutronen-Optik ausgerichtet ist, durchgeführt. Die Messungen erfolgten mit freundlicher Unterstützung durch W. Graf.

Der Aufbau des Strahlplatzes ist recht einfach: Ein Kristall koppelt mittels Bragg-Reflektion Neutronen mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 7.4 \text{ \AA}$  aus einem kalten Neutro-

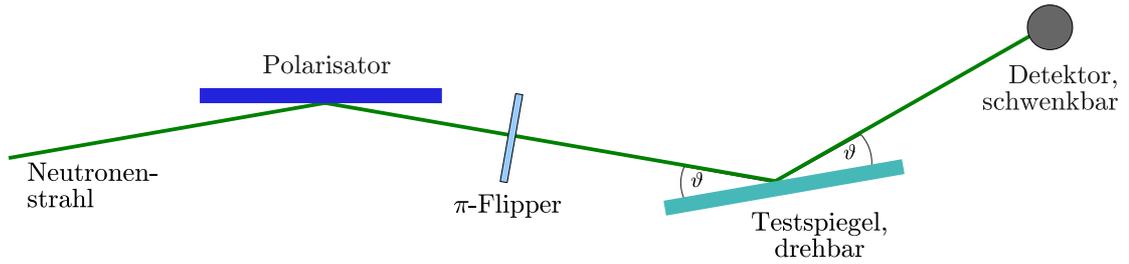


Abbildung 6.1: unmagnetischer Spiegel als Analysator

nenstrahl aus. Eine Kollimation formt daraus einen sehr dünnen Strahl mit wenigen Zentimetern Höhe, der durch einen einzelnen, fest installierten Superspiegel polarisiert wird. Ein magnetischer  $\pi$ -Spinflipper erlaubt es danach, die Polarisationsrichtung der Neutronen bezüglich des magnetischen Führungsfeldes effizient zu wechseln.

Der Neutronenstrahl erreicht dann einen drehbaren Probenstisch, auf dem ein zweiter Spiegel in einem Magnetfeld zu Studienzwecken montiert werden kann. Der Neutronenstrahl fällt also unter einem einstellbaren Winkel  $\vartheta$  zur Oberfläche des Spiegels ein und wird dort reflektiert. Unter einem Winkel von  $2\vartheta$  werden die Neutronen schließlich durch ein effizientes Zählrohr nachgewiesen.

### 6.2.1 Spin-abhängige Reflektion

In den beiden ersten Experimenten wurden beide Spiegel jeweils als Analysator für den polarisierten Neutronenstrahl an der Probenposition eingesetzt. In Abbildung 6.1 ist dieser Aufbau nochmals schematisch dargestellt.

Um diese Messung zu beschreiben, wird im Folgenden die Polarisation des Strahles durch einen Vektor mit zwei Komponenten beschrieben, wie dies für Spin-1/2 Teilchen in einem Magnetfeld möglich ist. Die Eigenschaften der einzelnen Baugruppen in einem Experiment lassen sich dann durch  $2 \times 2$  Matrizen beschreiben.

Dieser Formalismus ist die gängige Methode zur Analyse der Polarisation von Neutronenstrahlen und Effizienz von Spinflippern und wird auch bei der Polarisationsanalyse für PERKEO verwendet (siehe z. B. [Rei99]). Die Parametrisierungen für die hier verwendeten Bauteile lauten (ohne Berücksichtigung von konstanten Faktoren, wie z. B. der Nachweiseffizienz des Detektors):

$$\begin{array}{ll}
 \text{Quelle:} & \mathbf{Q} = N \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \\
 \text{Polarisator:} & \mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1+P & 0 \\ 0 & 1-P \end{pmatrix} \\
 \text{Detektor:} & \mathbf{D} = (1, 1) \\
 \pi\text{-Flipper:} & \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \epsilon & 1-\epsilon \\ 1-\epsilon & \epsilon \end{pmatrix}
 \end{array} \quad (6.1)$$

Der Parameter  $P$  beschreibt dabei die Polarisierstärke des Polarisators und es gilt  $0 \leq P \leq 1$ . Ein idealer Polarisator wird dabei durch  $P = 1$  beschrieben. Der Parameter  $\epsilon$  beschreibt die Effizienz des Spinflippers. Für  $\epsilon = 0$  ist der Flipper ideal.

Die Testspiegel reflektieren den Neutronenstrahl annähernd unabhängig von der Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls. Die Reflektion kann daher für die beiden

Spinrichtungen mit Hilfe zweier kleiner Parameter  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  beschrieben werden. Die Möglichkeit einer Depolarisation des Neutronenstrahles wird durch einen weiteren kleinen Parameter  $\delta$  beschrieben:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 1 + \alpha_1 & \delta \\ \delta & 1 - \alpha_2 \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

Mit diesen Matrizen kann nun die Messung beschrieben werden. Für die Anzahl der Neutronen, die im Detektor nachgewiesen werden erhält man bei ausgeschaltetem Spinflipper:

$$\begin{aligned} N_0 &= \mathbf{D} \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q} = \mathbf{D} \cdot \begin{pmatrix} (1 + P)(1 + \alpha_1) + (1 - P)\delta \\ (1 - P)(1 - \alpha_2) + (1 + P)\delta \end{pmatrix} \\ &= 2(1 - \alpha P + \Delta\alpha + \delta), \end{aligned} \quad (6.3)$$

bzw. bei eingeschaltetem Spinflipper:

$$\begin{aligned} N_1 &= \mathbf{D} \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q} = \mathbf{D} \cdot \begin{pmatrix} (1 - P')(1 + \alpha_1) + (1 + P')\delta \\ (1 + P')(1 - \alpha_2) + (1 - P')\delta \end{pmatrix} \\ &= 2(1 - \alpha P' + \Delta\alpha + \delta). \end{aligned} \quad (6.4)$$

Dabei wurden zur Vereinfachung folgende Abkürzungen verwendet:

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}, \quad \Delta\alpha = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}, \quad P' = P(1 - 2\epsilon).$$

Das Verhältnis der beiden Zählraten  $N_1$  und  $N_0$  bezeichnet man als das *Spinflip-Verhältnis*  $V$ . Da alle Terme, die  $\alpha$ ,  $\Delta\alpha$  und  $\delta$  enthalten sehr klein sind, kann  $V$  in erster Ordnung durch

$$\begin{aligned} V &= \frac{N_1}{N_0} = \frac{2 - P'(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_1 - \alpha_2) + 2\delta}{2 + P(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_1 - \alpha_2) + 2\delta} \\ &\approx 1 - \alpha(P + P') \quad \text{mit} \quad P + P' = 2(P - \epsilon) \\ &\approx 1 - 2\alpha P \end{aligned} \quad (6.5)$$

genähert werden. Das Verhältnis  $V$  ist also sensitiv auf den Parameter  $\alpha$ , der die Spin-abhängige Reflektion beschreibt.

Alternativ kann der Parameter  $\alpha$  auch aus der *Analysierstärke*  $A$  der Testspiegel gewonnen werden:

$$\begin{aligned} A &= \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} = \frac{V - 1}{V + 1} = \frac{\alpha(P + P')}{1 + \alpha(P - P') + \Delta\alpha + \delta} \\ &\approx \frac{\alpha P(1 - \epsilon)}{1 + \Delta\alpha + \delta} \approx \alpha P. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Bisher wurde ein eventuell vorhandener Untergrund nicht berücksichtigt. Durch häufigen Wechsel der Spinrichtung der Neutronen kann sichergestellt werden, dass die Anzahl der Untergrundereignisse  $B$  für beide Spinrichtungen  $N_0$ ,  $N_1$  gleich ist.

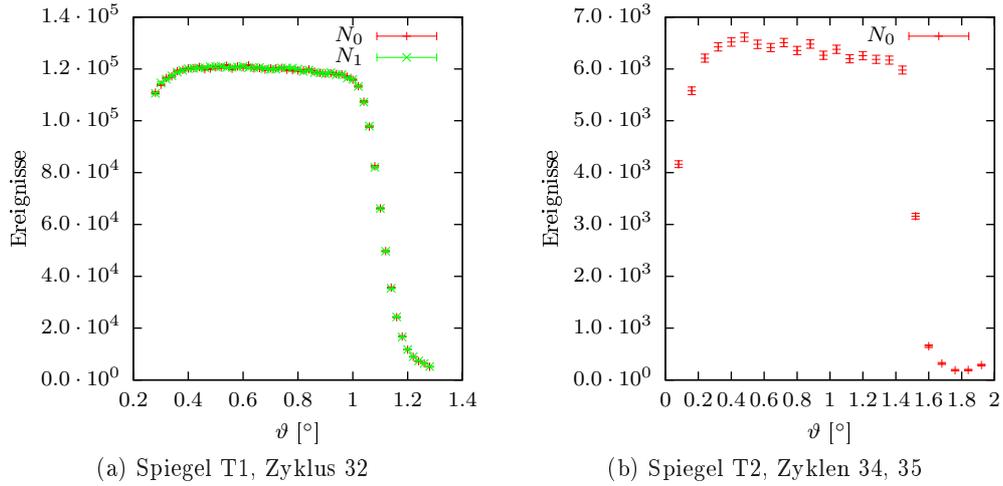


Abbildung 6.2: Reflektion für verschiedene Einfallswinkel  $\vartheta$  des Neutronenstrahls. Für den Spiegel T1 sind die Daten für beide Spinstellungen dargestellt.

Durch geeignete Abschirmung des Detektor gilt zudem  $B \ll N$ . Für das tatsächlich gemessene Spinflip-Verhältnis  $V'$  und die gemessene Analysierstärke  $A'$  folgt daraus:

$$V' = \frac{N_1 + B}{N_0 + B} \approx V \left( 1 + \frac{B}{N_0} \right) + \frac{B}{N_0} \quad (6.7)$$

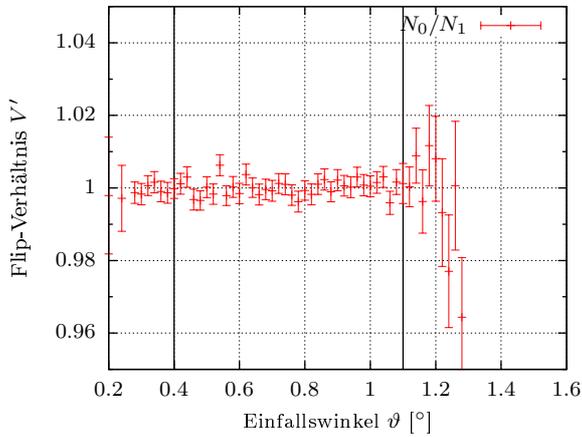
$$A' = \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1 + B} \approx A \left( 1 - \frac{B}{N_0 - N_1} \right) \approx A \left( 1 - \frac{B}{2N_0} \right) \quad (6.8)$$

Durch zusätzlichen Untergrund ist  $V'$  also immer größer als der tatsächliche Wert  $V$ , während  $A'$  immer kleiner als  $A$  ist.

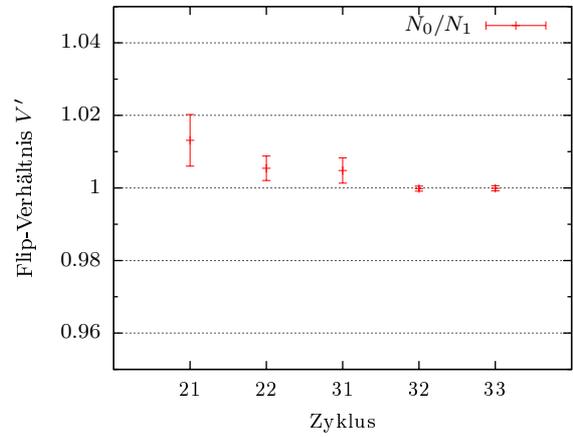
### Messung

Für die Messung der Zählraten  $N_0$  und  $N_1$  wurden die beiden Spin-Stellungen bei einem bestimmten Winkel  $\vartheta$  des Testspiegels jeweils für eine Zeit  $\Delta T$  gemessen. Der Winkel  $\vartheta$  wurde vor jeder Messung von  $N_0$  variiert. Für die Spiegel T1 und T2 wurde im Winkelbereich hoher Reflektivität die Spin-abhängige Reflektion in mehreren Zyklen gemessen. Abbildung 6.2 zeigt beispielhaft für beide Spiegel die Winkelabhängigkeit für einen Messzyklus. Der Abfall in der Zahl der Ereignisse für kleine Winkel  $\vartheta$  ist auf die Geometrie des Aufbaus zurückzuführen: Ein Teil des Neutronenstrahl verfehlt für kleine Winkel den nur endlich langen Spiegel oder trifft auf dessen Kante. Folglich wird nur noch ein Bruchteil der Neutronen reflektiert. Auf die Analyse des Spinflip-Verhältnisses  $V$  und der Analysierstärke  $A$  hat dies jedoch keinen Einfluss.

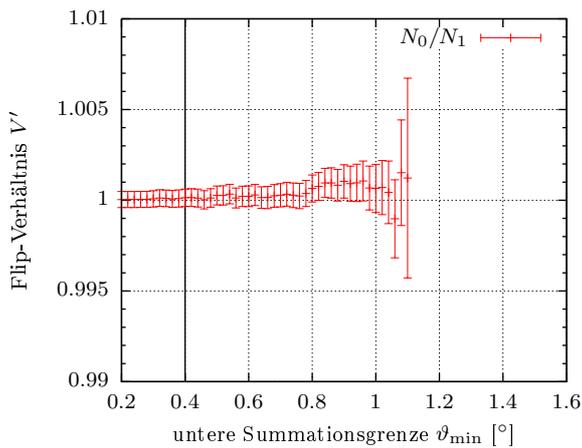
Aus den Abbildungen 6.3 und 6.4 ist ersichtlich, dass die Wahl der oberen und unteren Grenzen des Winkelbereichs keinen signifikanten Einfluss auf das Spinflip-Verhältnis hat. Die Variation zwischen den verschiedenen Zyklen ist ebenfalls statistisch verträglich.



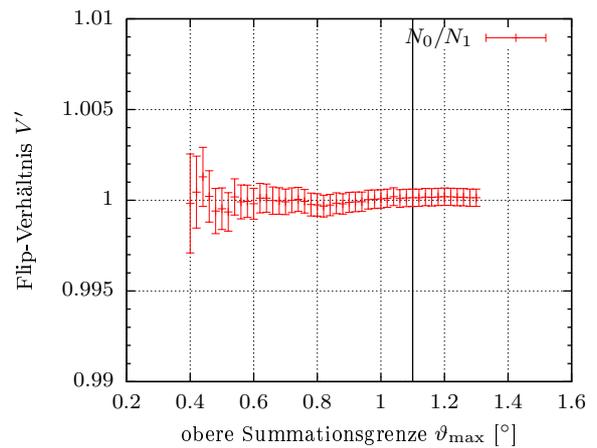
(a) Summe über alle Zyklen getrennt für verschiedene Einfallswinkel auf den Spiegel



(b) Summe über alle Winkel im Bereich  $0.4^\circ$ – $1.1^\circ$  für jeden Zyklus

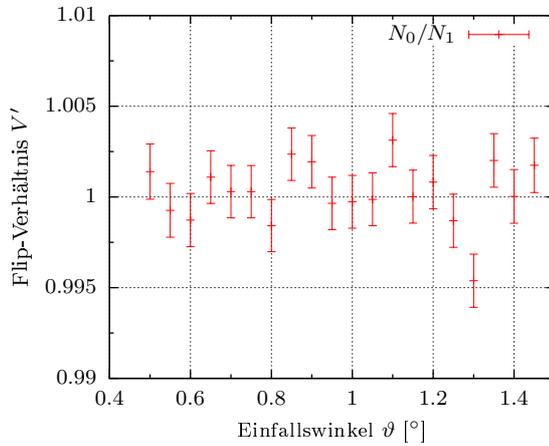


(c) Summe über Zyklen und Winkel: untere Summationsgrenze ist variabel, die obere beträgt  $\vartheta_{\max} = 1.1^\circ$ .

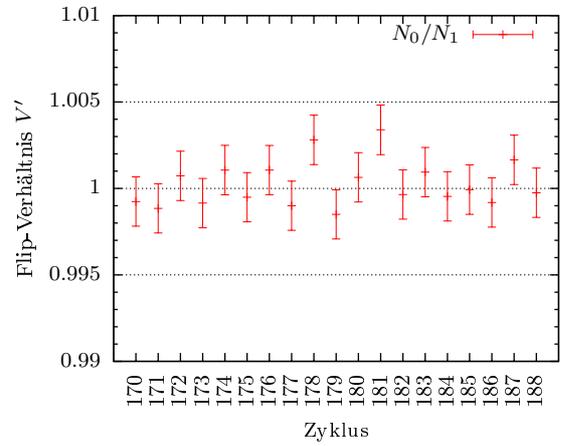


(d) Summe über Zyklen und Winkel: obere Summationsgrenze ist variabel, die untere beträgt  $\vartheta_{\min} = 0.4^\circ$ .

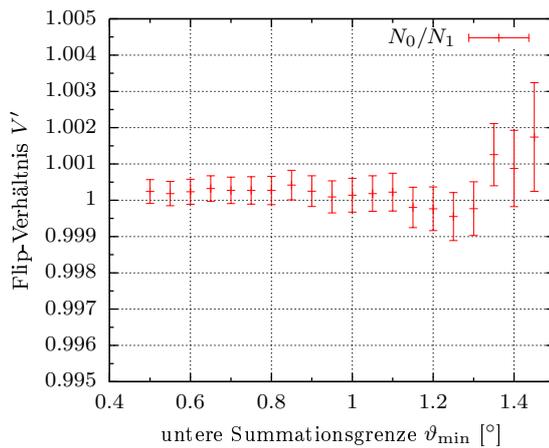
Abbildung 6.3: Spin-abhängige Reflektion: Systematische Tests für den Spiegel T1. Die Fehler in den Abbildungen (c) und (d) sind stark korreliert, da hier die Grenzen der Summation variiert werden.



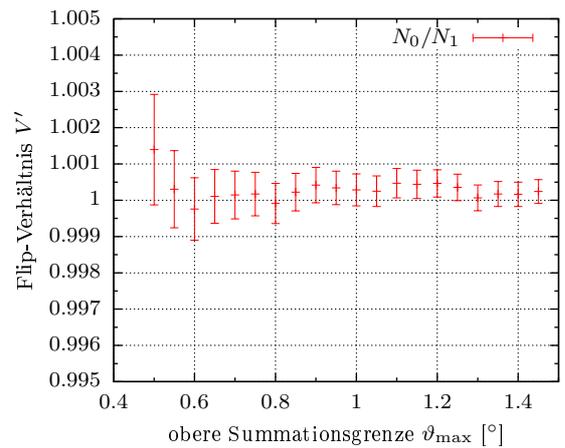
(a) Summe über alle Zyklen getrennt für verschiedene Einfallswinkel auf den Spiegel



(b) Summe über alle Winkel im Bereich  $0.5^\circ$ – $1.45^\circ$  für jeden Zyklus



(c) Summe über Zyklen und Winkel: untere Summationsgrenze ist variabel, die obere beträgt  $\vartheta_{\max} = 1.45^\circ$ .



(d) Summe über Zyklen und Winkel: obere Summationsgrenze ist variabel, die untere beträgt  $\vartheta_{\min} = 0.5^\circ$ .

Abbildung 6.4: Spin-abhängige Reflektion: Systematische Tests für den Spiegel T2. Die Fehler in den Abbildungen (c) und (d) sind stark korreliert, da hier die Grenzen der Summation variiert werden.

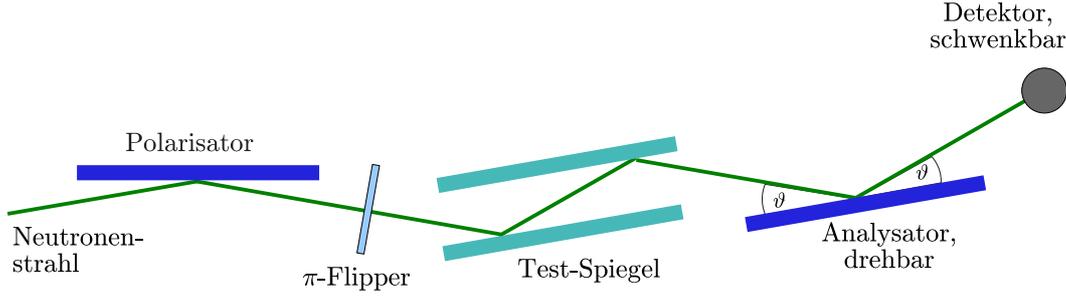


Abbildung 6.5: Polarisationsanalyse mit Doppelreflektion an beiden Testspiegeln

Für die Berechnung der Werte  $A$  und  $V$  wird deshalb im Folgenden für beide Testspiegel die Summe über den ganzen Winkelbereich hoher Reflektivität ( $0.4^\circ$ – $1.1^\circ$  bzw.  $0.5^\circ$ – $1.45^\circ$ ) und alle Zyklen verwendet. Die Ergebnisse lauten:

Spiegel	$N_0$	$N_1$	$V'$	$P'$
T1	8 665 016	8 663 825	$(0,99986 \pm 0,00048)$	$(0,7 \pm 2,4) \cdot 10^{-4}$
T2	18 666 646	18 662 165	$(0,99976 \pm 0,00033)$	$(1,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-4}$

Für die Spin-Abhängigkeit der Reflektion folgt mit dem Ergebnis der Polarisationsmessung in Abschnitt 6.2.3:

$$\text{Spiegel T1: } \alpha = (0.7 \pm 2.5) \cdot 10^{-4} \quad (6.9)$$

$$\text{Spiegel T2: } \alpha = (1.2 \pm 1.7) \cdot 10^{-4} \quad (6.10)$$

Der Parameter  $\alpha$  ist also mit Rahmen der Messgenauigkeit mit Null verträglich.

## 6.2.2 Depolarisation

In einem weiteren Experiment, das in Abbildung 6.5 dargestellt ist, wurden die beiden Testspiegel so in den Strahlengang zwischen  $\pi$ -Flipper und Analysator eingebracht, dass der Strahl jeweils einmal an den Spiegeln reflektiert wurde. Die Parallelität der beiden Spiegel wurde dabei durch maßgenaue Abstandshalter sichergestellt.

Mit dem im letzten Abschnitt eingeführten Matrix-Verfahren ergibt sich dann für dann für die Zählraten mit ( $N_1$ ) und ohne ( $N_0$ ) eingeschalteten Spinflipper:

$$N_0 = \mathbf{D} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{T}_1 \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q} \quad (6.11)$$

$$N_1 = \mathbf{D} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{T}_1 \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q}. \quad (6.12)$$

Die beiden Spiegel unterscheiden sich nur in der Anzahl und Dicke der Schichten. Nimmt man aufgrund des identischen Beschichtungsprozesses an, dass die beiden unmagnetischen Testspiegel durch die selben Parameter  $\alpha$  und  $\delta$  zu beschreiben sind lassen sie sich zusammen gemeinsam in erster Näherung durch

$$\mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{T}_1 = \mathbf{T}^2 \approx \begin{pmatrix} 1 + 2\alpha_1 & 2\delta \\ 2\delta & 1 - 2\alpha_2 \end{pmatrix}$$

beschreiben. Für die Zählraten ergibt sich also:

$$\begin{aligned}
N_0 &= \mathbf{D} \cdot \begin{pmatrix} (1+A)((1+2\alpha_1)(1+P)+2\delta(1-P)) \\ (1-A)((1-2\alpha_2)(1-P)+2\delta(1+P)) \end{pmatrix} \\
&= 2(1+\alpha_1(1+A+P+AP)+\alpha_2(-1+A+P-AP)+2\delta(1-AP)+AP) \\
&= 2(1+AP+2\alpha(A+P)+2\Delta\alpha(1+AP)+2\delta(1-AP)) \quad (6.13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N_1 &= \mathbf{D} \cdot \begin{pmatrix} (1-A)((1-2\alpha_2)(1+P')+2\delta(1+P')) \\ (1+A)((1+2\alpha_1)(1+P')+2\delta(1-P')) \end{pmatrix} \\
&= 2(1-AP'+2\alpha(A-P')+2\Delta\alpha(1-AP')+2\delta(1+AP')). \quad (6.14)
\end{aligned}$$

Für das Spin-Flip-Verhältnis  $V$  erhält man somit:

$$\begin{aligned}
V &= \frac{N_1}{N_0} = \frac{1-AP'+2\alpha(A-P')+2\Delta\alpha(1-AP')+2\delta(1+AP')}{1+AP+2\alpha(A+P)+2\Delta\alpha(1+AP)+2\delta(1-AP)} \\
&\approx \frac{1-AP+4\delta}{1+AP}. \quad (6.15)
\end{aligned}$$

Für das Polarisationsprodukt erhält man:

$$\begin{aligned}
A &= \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} = \frac{A(1+2\Delta\alpha-2\delta)+2\alpha}{1+\epsilon AP+2\alpha A+2\Delta\alpha+2\delta} P(1-\epsilon) \\
&\approx AP(1-4\delta)+2\alpha P(1-A^2) \approx AP(1-4\delta). \quad (6.16)
\end{aligned}$$

## Messung

Bedingt durch den geringen Abstand zwischen den beiden Testspiegeln T1 und T2 wurde diese Messung nur bei einem Einfallswinkel  $\vartheta = 1.2^\circ$  auf den Analysator durchgeführt.  $N_0$  und  $N_1$  wurden mit und ohne die beiden Testspiegel im Strahlengang gemessen.

Der Kanal aus den beiden Testspiegeln war um  $38'$  gegen den Neutronenstrahl gekippt und versetzt den Neutronenstrahl um ca. 2 mm. Der Analysator wurde mit Hilfe eines Laser so ausgerichtet, dass er mittig vom Neutronenstrahl getroffen wurde. Beim Entfernen der Testspiegel traf der Neutronenstrahl den Analysator nicht mehr und musste daher leicht nachjustiert werden. Hierdurch wurde jedoch auch die Magnetfeldkonfiguration minimal geändert, so dass das Polarisationsprodukt – entgegen der Erwartung – danach leicht schlechter war als zuvor. Dies ist auch in Abbildung 6.6 deutlich zu sehen.

Die Summation der Einzelmessungen ergibt:

	$N_0$	$N_1$	$1/V'$	$P'$
mit Testspiegel	13 918 238	340 651	$(40,86 \pm 0,07)$	0.9522(3)
ohne Testspiegel	14 973 230	388 072	$(38,58 \pm 0,07)$	0.9495(3)
Analysator	53 984	1 127	$(47,9 \pm 1,5)$	0.959(4)

In der letzten Zeile wurde zum Vergleich eine Messung ohne Testspiegel vor dem Umbau herangezogen.

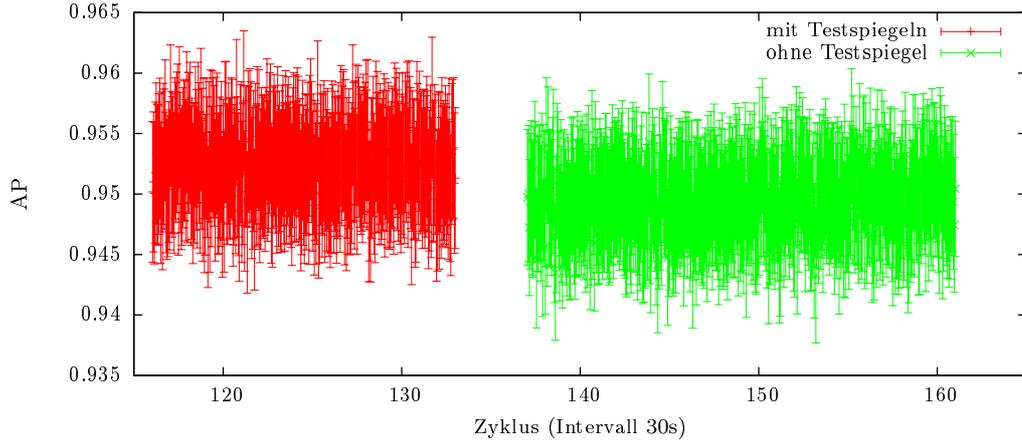


Abbildung 6.6: Zeitlicher Verlauf des Polarisationsprodukts  $AP$ . Nach Entfernen der Testspiegel ist das Polarisationsprodukt, entgegen der Erwartung, deutlich reduziert.

Aus der Differenz der beiden Spinflip-Verhältnisse mit ( $V_{\text{Spiegel}}$ ) und ohne ( $V_0$ ) Testspiegel folgt:

$$V_{\text{Spiegel}} - V_0 = \frac{4\delta}{1 - AP} \leq 2\delta. \quad (6.17)$$

Dagegen folgt aus dem Verhältnis der Polarisationsprodukte:

$$\frac{A_{\text{Spiegel}}}{A_0} \approx 1 - 4\delta. \quad (6.18)$$

Für beide Methoden ergibt sich für die Depolarisationswahrscheinlichkeit der Neutronen durch den Kanal aus den zwei Testspiegeln:

$$\delta = (-0.7 \pm 2.6) \cdot 10^{-3}. \quad (6.19)$$

Der Fehler der Messung ist systematischer Natur und folgt aus der ungenauen Kenntnis der Polarisationsprodukte ohne Testspiegel. Aus der Vermessung des Analysators und des Polarisators, die in Abschnitt 6.2.3 beschrieben ist, kann man schließen, dass das Polarisationsprodukt  $AP > 0.95(1)$  ist. Folglich ist  $A_0$  nicht genauer bekannt als  $10^{-2}$  und es folgt:

$$\Delta\delta = \frac{1}{4} \frac{A_{\text{Spiegel}}}{A_0^2} \Delta A_0 = 2.6 \cdot 10^{-3}. \quad (6.20)$$

### 6.2.3 Polarisator

Um aus den Ergebnissen der letzten beiden Abschnitte tatsächlich Werte für die Parameter  $\alpha$  und  $\delta$  ableiten zu können, wird die Polarisationsstärke  $P$  benötigt. Diese wird mit Hilfe eines weiteren polarisierenden Superspiegels an der Probenposition (siehe Abbildung 6.1) bestimmt. Für die Zählraten  $N_0$  und  $N_1$  ohne und mit eingeschalteten

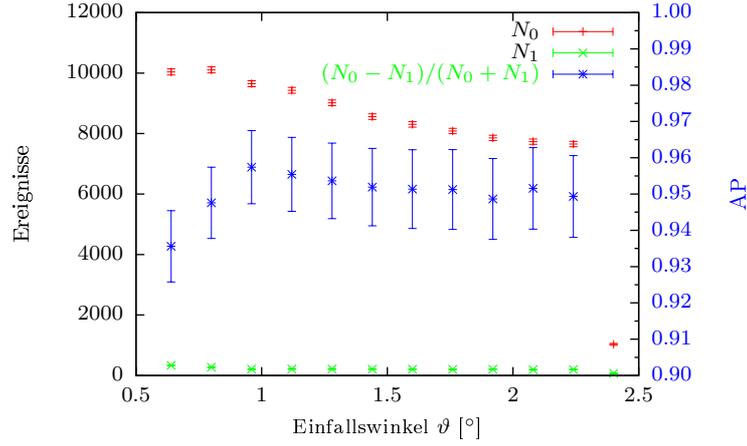


Abbildung 6.7: Reflektivität eines polarisierenden Spiegels

tem Spinflipper ergibt sich:

$$N_0 = \mathbf{D} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q}$$

$$N_1 = \mathbf{D} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q}$$

Mit

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 + A & 0 \\ 0 & 1 - A \end{pmatrix}$$

folgt hieraus in erster Ordnung in  $\epsilon$ :

$$\frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} = \frac{(1 - \epsilon)AP}{1 + \epsilon AP} \approx AP - \epsilon(1 + AP) = AP(1 - \epsilon) - \epsilon. \quad (6.21)$$

Aus Gleichung 6.21 lassen sich  $A$ ,  $P$  und  $S$  daher nicht getrennt ableiten. Der magnetische Neutronen-Spinflipper arbeitet für einen monochromatischen Neutronenstrahl nahezu perfekt. Aus Abbildung 6.7 folgt daher:

$$P \geq (95 \pm 1)\%. \quad (6.22)$$

## 6.2.4 Ergebnisse

Für den Bau des Instruments PERC wird erwogen einen Leiter aus ähnlichen Spiegeln, wie den hier getesteten, zu verwenden. Dieser soll nach momentanem Stand der Planung eine Länge  $L = 7$  m haben. Der Querschnitt des Leiters ist quadratisch mit einer Kantenlänge  $d = 6$  cm. Die Polarisation  $P'$  nach einem solchen Leiter wird durch die Gleichung

$$\mathbf{P}' = \mathbf{D} \cdot \mathbf{T}^{N_{\text{refl}}} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q} \quad (6.23)$$

beschrieben. Dabei bezeichnet  $N_{\text{refl}}$  die Anzahl der Reflektionen der Neutronen an den Spiegeln.

Die resultierende Strahlpolarisation  $P'$  ergibt sich wiederum aus dem Polarisationsprodukt. In erster Näherung der Parameter  $\delta$  und  $\alpha$  der unmagnetischen Spiegel erhält man:

$$P' = P - 2P\delta N_{\text{refl}} + (1 - P^2)\alpha N_{\text{refl}} - (1 - 3P^2)\alpha\delta N_{\text{refl}}^2, \quad (6.24)$$

wobei vereinfachend  $\Delta\alpha = 0$  vorausgesetzt wurde.

Mit Hilfe der Strahlparametrisierung aus Kapitel 5 kann die mittlere Anzahl der Reflektionen  $N_{\text{refl}}$  aus einfachen geometrischen Argumenten unter Berücksichtigung der Wellenlängenverteilung errechnet werden. Für verschiedene Kombinationen ergibt sich für einen stark polarisierten Strahl ( $P \approx 99.5\%$ ) und dem Spektrum der Neutronen am H113:

$$\begin{aligned} \text{ganzes Spektrum:} & \quad N_{\text{refl}} = 3.8 \\ \lambda = 0.5 \text{ nm} \pm 10\%: & \quad N_{\text{refl}} = 3.0. \end{aligned}$$

Aus den Ergebnissen der Messungen (Gleichung (6.10) und (6.20)) folgt mit  $N_{\text{refl}} = 3.8$  für die Änderung der Polarisation  $\Delta P = P' - P$  durch den Leiter:

$$\begin{aligned} \alpha = 3 \cdot 10^{-4} & \quad \rightarrow \quad \Delta P = 1.1 \cdot 10^{-5} \\ \delta = 3 \cdot 10^{-3} & \quad \rightarrow \quad \Delta P = -2.3 \cdot 10^{-2}. \end{aligned} \quad (6.25)$$

Der Parameter der Spin-abhängigen Reflektion  $\alpha$  ist somit sicher unkritisch für das Funktionsprinzip des neuen Instruments. Für den Parameter  $\delta$  sind jedoch Messungen mit verbesserter Systematik erforderlich.



# 7 Zusammenfassung

## PERKEO III

Das neue Instrument PERKEO III, das im Rahmen dieser Arbeit entworfen und gebaut wurde, erlaubt es, die bisher erreichte Genauigkeit der Messungen am Neutronenzerfall weiter zu verbessern und neue Messgrößen wie z. B. den schwachen Magnetismus experimentell zugänglich zu machen. Erreicht wird dies durch eine im Vergleich zu den Vorgängerexperimenten deutlich erhöhte Statistik. Dazu wird der Zerfall der kalten Neutronen in einem bis zu vierzigfach größeren Strahlvolumen beobachtet. Insgesamt steht somit eine Ereignisrate von über 100 kHz (für Messungen mit unpolarisiertem Strahl) zur Verfügung.

Eine Bestimmung des Axial- zu Vektorkopplungsverhältnisses  $\lambda$  durch eine Messung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  mit dem Vorgängerexperiment PERKEO II hat in den letzten Jahren die Frage nach der Unitarität der CKM-Matrix aufgeworfen [Abe02]. Dabei stammt die größte experimentelle Unsicherheit aus der Genauigkeit dieser Messung. Daher soll mit PERKEO III eine Messung mit verbesserter Systematik und Statistik durchgeführt werden.

Bei einer Messung mit gepulstem Neutronenstrahl entspricht die erwartete Ereignisrate von 240 Hz (polarisiert) im Mittel der bisher mit PERKEO II erreichten, wobei zusätzlich mögliche Fehlerquellen reduziert werden. Durch die gepulste Messung entfällt der kritische strahlbehaftete Untergrund. Dieser ist nun vollständig bestimmbar und abziehbar und eine aufwändige Extrapolation des Untergrunds entfällt. Für die gepulste Messung ist es notwendig, die Wellenlängenverteilung der Neutronen auf ein schmales Band zu beschränken. Dadurch wird die Bestimmung der Polarisation der Neutronen vereinfacht und die benötigte Zeit stark verkürzt.

Im Falle einer gepulsten Messung entfällt auch die Notwendigkeit einer Beschränkung des Zerfallsvolumens durch Blenden für die Elektronen und Protonen. Korrekturen durch den so genannten Randeffect sind nicht mehr nötig und die zweitgrößte Korrektur bei der Bestimmung der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  entfällt.

Mit PERKEO II wurde die  $\beta$ -Asymmetrie zuletzt mit einer Genauigkeit von 0.33% gemessen. Dabei beträgt die Summe aller Korrekturen auf die Messdaten nur 0.38% [Mun06a]. In der folgenden Tabelle sind die erwarteten Korrekturen bei einer Messung mit PERKEO III im Vergleich zu dieser Messung dargestellt:

Korrektur	PERKEO II	PERKEO III (erwartet)
Polarisation	0.3(1)%	0.3(1)%
Untergrund	0.1(1)%	entfällt
Spiegeleffekt	0.11(1)%	0.1%, messbar
Randeffect	-0.22(5)%	entfällt

Mit dem neuen Spektrometer PERKEO III werden wir also dem Ziel, die Asymmetrie  $A$  möglichst ohne Korrektur bestimmen zu können, einen großen Schritt näherkommen.

## Schwacher Magnetismus

Der schwache Magnetismus Formfaktor  $f_2$  äußert sich im Neutronenzerfall durch eine leichte zusätzliche Energieabhängigkeit der  $\beta$ -Asymmetrie  $A$  von der Größenordnung 1%. Als Konsequenz der Vektorstromerhaltung (CVC) ist dieser Formfaktor mit den magnetischen Momenten des Protons und des Neutrons verbunden [Cab03].

Aus dem Zerfall von Kernen und Hyperonen konnte das Verhältnis der Formfaktoren der effektiven Vier-Fermion Wechselwirkung  $f_2(0)/f_1(0)$  mit bis zu 3% Genauigkeit bestimmt werden [Cab03, Har05, Sev06, Yao06]. Eine Bestimmung aus dem Neutronenzerfall war bisher nicht möglich.

Eine Untersuchung der Messdaten des Spektrometers PERKEO II auf den schwachen Magnetismus erwies sich als statistisch nicht aussagekräftig. Eine Analyse der Systematik der Messung zeigt jedoch, dass es prinzipiell möglich wäre, diesen mit PERKEO II zu bestimmen. PERKEO III bietet nun mit vergleichbarer Systematik und 85-facher Statistik die Möglichkeit, diese Messung erstmalig durchzuführen.

Eine Messung mit kontinuierlichem, polarisiertem Neutronenstrahl stellt eine Ereignisrate von  $3 \cdot 10^4$  Hz zur Verfügung. Es wird erwartet, dass die Messung systematisch limitiert sein wird. Den größten systematischen Einfluss werden dabei die Detektorfunktion und der Einfluss des Untergrunds haben. Ein Großteil der verfügbaren Messzeit sollte daher für die Untersuchungen der systematischen Einflüsse und Optimierung des Untergrundniveaus verwendet werden. Dafür können u. a. Strahlprofil und die Positionen der Elektron-Blenden variiert werden. Ebenso werden neue Methoden zur Bestimmung des strahlbehafteten Untergrunds untersucht.

## Vorbereitende Messungen

In einem Vorexperiment wurde der Neutronenstrahl des Leiters H113 des ILL vermessen und parametrisiert. Auf dieser Grundlage können nun verlässliche Berechnungen über die Neutronenverteilung in Experimenten an diesem Strahlplatz einfach durchgeführt werden. So wurden die Ergebnisse genutzt, um die lange Strahlführung für das kommende Experiment mit PERKEO III am ILL zu optimieren und die erwartete Ereignisrate zu bestimmen.

Bereits heute befinden sich Planungen für ein neues Instrument (PERC) im Anfangsstadium. Dieses soll fest an einem Hochfluss-Reaktor wie dem FRM-II in München, oder dem ILL in Grenoble installiert werden. Die Basis dieses Experiments soll ein Neutronenleiter bilden. Dieser wird aus unmagnetischen Neutronenspiegeln aufgebaut, die die Polarisation bei einer Reflektion der Neutronen nicht ändern sollen. Eine Messung an zwei Testspiegeln [SDH] am ILL ergab eine Spin-abhängige Reflektion  $\alpha < 3 \cdot 10^{-4}$  und eine Depolarisation  $\delta < 3 \cdot 10^{-3}$ . Die Genauigkeit reicht aus, um eine Störung der Polarisation kleiner  $1.1 \cdot 10^{-5}$  (für  $\alpha$ ) bzw.  $2.3 \cdot 10^{-2}$  (für  $\delta$ ) auszuschließen. Damit konnte im Falle des Parameters  $\alpha$  die für dieses Experiment notwendige Genauigkeit von  $5 \cdot 10^{-4}$  erreicht werden.

## **Ausblick**

Im Winter 2006 wird PERKEO III am Strahlplatz PF1B des ILL (Grenoble) zum ersten Mal zum Einsatz kommen. In zweimal 50 Tagen Messzeit soll erstmalig der schwache Magnetismus im Neutronenzerfall nachgewiesen werden. Unsere Untersuchungen und Vorbereitungen haben gezeigt, dass diese Messung mit PERKEO III auf mindestens 70% CL möglich sein sollte.



# Literaturverzeichnis

- [Abe97] H. ABELE et al.: *A measurement of the beta asymmetry  $A$  in the decay of free neutrons*. In: Phys. Lett. B, **407** (1997) 212.
- [Abe98] H. ABELE: *Meßgrößen des Neutronzerfalls und das Standardmodell der Teilchenphysik*. Habilitationsschrift (1998).
- [Abe02] H. ABELE et al.: *Is the unitarity of the quark-mixing CKM matrix violated in neutron beta-decay?*. In: Phys. Rev. Lett., **88** (2002) 21.
- [Abe04] H. ABELE et al.: *Quark mixing, CKM unitarity*. In: Eur. Phys. J., **C33** (2004) 1–8.
- [Abe05] H. ABELE et al.: *The Beta-, Neutrino- and Proton-Asymmetry in Neutron  $\beta$ -Decay*. In: *Int. Conf. on Precision Measurements with Slow Neutrons* (2005).
- [Abe06] H. ABELE, D. DUBBERS, H. HÄSE et al.: *Characterization of a ballistic supermirror neutron guide*. In: Nuclear Instruments and Methods A, **562** (2006) 407–417. Nucl-ex/0510072.
- [Age89] P. AGERON: *Cold neutron sources at ILL*. In: Nuclear Instruments and Methods A, **349** (1989) 197–199.
- [Ala05] R. ALACORN et al.: *Precise Measurement of the Neutron Decay Parameters  $a$  and  $b$*  (2005). URL [http://nab.phys.virginia.edu/nab\\_loi.pdf](http://nab.phys.virginia.edu/nab_loi.pdf). Letter of Intent, Messung an der SNS.
- [And06] K. ANDERSEN, A. PETUKHOV, T. SOLDNER et al.: *Development of a SEOP  $^3\text{He}$  spin-filter option*. Internal ILL Proposal, unveröffentlicht (2006).
- [Bae96] S. BAESSLER: *Die Betaasymmetrie im Zerfall des freien Neutrons*. Dissertation, Universität Heidelberg (1996).
- [Bae05] S. BAESSLER et al.: *The neutron decay retardation spectrometer aSPECT: Electromagnetic design and systematic effects*. In: Nuclear Instruments and Methods A, **23**(1) (2005) 181–193.
- [Baz93] A. N. BAZHENOV et al.: *An adiabatic resonance spin-flipper for thermal and cold neutrons*. In: Nuclear Instruments and Methods, **334** (1993) 534.
- [Böh03] B. BÖHM: *Test und Weiterentwicklung eines longitudinalen Neutronenresonanzspinechos*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2003).

- [Bod05] K. BODEK et al.: *Search for time reversal violating effects: R-correlation measurement in neutron decay*. In: Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, **110**(4) (2005) 461–464.
- [Bop83] P. BOPP: *Die Beta-Asymmetrie im Zerfall des freien Neutrons*. Dissertation, Universität Heidelberg (1983).
- [Bop86] P. BOPP et al.: *Beta-Decay Asymmetry of the Neutron and  $g_A/g_V$* . In: Phys. Rev. Lett., **56** (1986) 919–922.
- [Bre99] A. BRESSAN et al.: *Beam tests of the gas electron multiplier*. In: Nucl. Instr. and Meth. A, **425** (1999) 262.
- [Byr82] J. BYRNE: *Weak interactions of the neutron*. In: Reports on progress in Physics, **45** (1982) 115–82.
- [Byr02a] J. BYRNE: *An overview of Neutron Decay*. In: H. ABELE und D. MUND, Hg., *Quark Mixing, CKM-Unitarity*, 81–86. Mattes Verlag Heidelberg (2002).
- [Byr02b] J. BYRNE et al.: *Determination of the electron-antineutrino angular correlation coefficient  $a_0$  and the parameter  $|\lambda| = |G_A/G_V|$  in free neutron  $\beta$ -decay from measurements of the integrated energy spectrum of recoil protons stored in an ion trap*. In: Journal of Physics G, **28**(6) (2002) 1325–49.
- [Cab03] N. CABIBBO, E. C. SWALLOW und R. WINSTON: *Semileptonic hyperon decays*. In: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **53** (2003) 39–75. [hep-ph/0307298](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0307298).
- [Chu06] T. CHUPP: *Magnetic field for PANDA* (2006). URL [http://nab.phys.virginia.edu/magnet\\_ncsu\\_mtg/PANDAMagnet.ppt](http://nab.phys.virginia.edu/magnet_ncsu_mtg/PANDAMagnet.ppt). Common Magnet Design Meeting for NAB, abBA, PANDA.
- [Com73] E. D. COMMINS: *Weak Interactions*. McGraw-Hill (1973).
- [CST] URL <http://www.cst.de>. CST GmbH, Darmstadt.
- [Dai] DAIMLER-BENZ AEROSPACE, DORNIER SATELLITENSYSTEME GMBH: *Neutron Velocity Selector, Blade rotor developed by Dornier/GKSS/PTB*. Datenblatt.
- [Dei05] M. DEISSENROTH: *Optimization and Realization of a Neutrino Asymmetry Measurement in the Decay of Polarized Neutrons*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2005).
- [Dew03] M. DEWEY et al.: *Measurement of the Spin-Proton Asymmetry from Polarized Neutron Decay* (2003). URL <http://physics.nist.gov/Divisions/Div846/Gp3/FunPhys/protonasym.html>.
- [Dia02] A.-J. DIANOUX und G. LANDER: *Neutron Data Booklet*. Institut Laue-Langevin (2002).
- [Dub] D. DUBBERS: *Ortsabhängigkeit und Lichtauskopplung von Szintillationsdetektoren*. persönliche Mitteilung.

- [Dub91] D. DUBBERS: *Particle physics with cold neutrons*. In: Progress in Particle and Nuclear Physics, **26** (1991) 173.
- [Dub94] D. DUBBERS: *The transmission of a lossy curved supermirror neutron guide*. In: Nucl. Instr. and Meth. A, **349** (1994) 302.
- [Dub02] D. DUBBERS: *Neutron Decay Correlation Measurements in Pulsed Beams*. In: H. ABELE und D. MUND, Hg., *Quark Mixing, CKM-Unitarity*, 73–79. Mattes Verlag, Heidelberg (2002).
- [Dub06] D. DUBBERS, H. ABELE, S. BAESSLER et al.: *A clean, bright and versatile source of neutron decay products* (2006). (unveröffentlicht).
- [Dwo90] J. DWORKIN, P. T. COX, E. C. DUKES et al.: *High statistics measurement of  $\frac{g_a}{g_v}$  in  $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$* . In: Phys. Rev. D, **41**(3) (1990) 780–800.
- [Fey58] R. P. FEYNMAN und M. GELL-MANN: In: Phys. Rev., **109** (1958) 193.
- [Fra99] H. FRAUENFELDER und E. M. HENLEY: *Teilchen und Kerne: die Welt der subatomaren Physik*. Oldenbourg, 4., vollst. überarb. Aufl. (1999).
- [Gla61] S. GLASHOW et al.: In: Nucl. Phys., **22** (1961) 579.
- [Har05] J. C. HARDY: *CVC tests and CKM unitarity*. In: Nucl. Phys., **A752** (2005) 101–108.
- [Har06] J. C. HARDY: *CVC Tests and CKM Unitarity*. In: Acta Physica Polonica B, **37** (2006) 77–86.
- [Hei90] M. HEINZLER: *Tabellenbuch Metall*. Verlag Europa-Lehrmittel, 37., neubearbeitete Aufl. (1990).
- [Hin05] W. HINDERER: *Der 2D-CASCADE Neutronendetektor und seine Auslese*. Dissertation, Universität Heidelberg (2005).
- [Häs02] H. HÄSE et al.: *A long ballistic supermirror guide for cold neutrons at ILL*. In: Nuclear Instruments and Methods A, **485** (2002) 453.
- [Hsu88] S. Y. HSUEH et al.: *A high precision measurement of polarized  $\Sigma^-$  beta decay*. In: Phys. Rev., **D38** (1988) 2056.
- [Jac57] J. JACKSON, S. TREIMAN und H. WYLD, JR.: *Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay*. In: Phys. Rev., **106** (1957) 517–521.
- [Jac02] J. D. JACKSON: *Klassische Elektrodynamik*. de Gryuter, dritte, überarbeitete Aufl. (2002).
- [Kle00] M. KLEIN: *Experimente zur Quantenmechanik mit ultrakalten Neutronen und Entwicklung eines neuen Detektors zum ortsaufgelösten Nachweis von thermischen Neutronen auf großen Flächen*. Dissertation, Universität Heidelberg (2000).

- [Kno79] G. F. KNOLL: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York (1979).
- [Kre05a] M. KREUZ et al.: *The crossed geometry of two super mirror polarizers – a new method for neutron beam polarization and polarization analysis*. In: Nuclear Instruments and Methods A, **547** (2005) 583–591.
- [Kre05b] M. KREUZ et al.: *A measurement of the antineutrino asymmetry  $B$  in free neutron decay*. In: Phys. Lett. B, **619** (2005) 163–270.
- [Las88] J. LAST, M. ARNOLD, J. DÖHNER et al.: *Pulsed-beam neutron-lifetime measurement*. In: Phys. Rev. Lett., **60** (1988) 995–998.
- [Lee63] Y. K. LEE, L. W. MO und C. S. WU: *Experimental Test of the Conserved Vector Current Theory on the Beta Spectra of  $B^{12}$  and  $N^{12}$* . In: Phys. Rev. Lett., **10**(6) (1963) 253–258.
- [Lis00] L. J. LISING et al.: *New limit on the  $D$  coefficient in polarized neutron decay*. In: Phys. Rev., **C62** (2000) 055501. nucl-ex/0006001.
- [Lon80] M. LONE, D. SANTRY und W. INGLIS: *MeV neutron production from thermal neutron capture in Li and B compounds*. In: Nuclear Instruments and Methods, **174** (1980) 521–529.
- [Mos01] Y. MOSTOVOI: *Experimental value for  $G_A/G_V$  from a measurement of both  $p$ -odd correlations in free neutron decay*. In: Phys. At. Nucl., **64** (2001) 1955.
- [Mun06a] D. MUND: *Messung der Betaasymmetrie  $A$  im Neutronenzerfall*. Dissertation, Universität Heidelberg (2006).
- [Mun06b] D. MUND: *Simulationen und Auswertungen zum schwachen Magnetismus* (2006). Persönliche Mitteilung.
- [Pet06] A. PETUKHOV: Persönliche Mitteilung (2006).
- [Rav95] C. RAVEN: *Erste Messungen mit Perkeo II:  $\beta$ -Asymmetrie im Neutronenzerfall*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1995).
- [Rei99] J. REICH: *Winkelkorrelationen im Zerfall polarisierter Neutronen*. Dissertation, Universität Heidelberg (1999).
- [Rei00] J. REICH et al.: *A measurement of the beta asymmetry in neutron decay with PERKEO II*. In: Nucl. Inst. & Meth. A, **440** (2000) 535–538.
- [Rot90] A. ROTH: *Vacuum technology*. Elsevier Science Publishers B.V., dritte Aufl. (1990).
- [Sal68] A. SALAM: *Elementary Particle Theory*. Almquist & Wiksells (1968).
- [Sau97] F. SAULI: *The Gas Electron Multiplier (GEM)*. In: Nuclear Instruments and Methods A, **386** (1997) 531–534.

- [Sch83] H. SCHÜTZE: *Entwicklung und Betrieb eines supraleitenden Spektrometers zur Messung des  $\beta$ -Zerfalls freier Neutronen*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1983).
- [Sch89] O. SCHÄRPF: *Comparison of Theoretical and Experimental Behaviour of Supermirrors and Discussion of Limitations*. In: Physica B Condensed Matter, **156** (1989) 631–638.
- [Sch04] M. SCHUMANN: *Probing the Standard Model: Preparation of a new Electron Asymmetry Measurement in the Decay of Polarized Neutrons*. Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2004).
- [Sch06a] C. J. SCHMIDT und M. KLEIN: *The CASCADE Neutron Detector: A System for 2D Position Sensitive Neutron Detection at Highest Intensities*. In: Neutron News, **17** (2006) 12–15.
- [Sch06b] M. SCHUMANN, D. MUND und H. ABELE: *Unrecognized backscattering in low energy electron spectroscopy* (2006). (unveröffentlicht).
- [Sch07] M. SCHUMANN: (2007). Dissertation in Vorbereitung.
- [SDH] URL <http://www.s-dh.de>. S-DH GmbH Heidelberg, Sputter-Dünnschichttechnik.
- [Ser98] A. P. SEREBROV: *Measurement of the antineutrino escape asymmetry with respect to the spin of the decaying neutron*. In: JETP, **86**(6) (1998) 1074.
- [Ser05] A. SEREBROV et al.: *Project of neutron beta-decay A-asymmetry measurement with relative accuracy of  $(1-2) \times 10^{*-3}$* . In: Nucl. Instrum. Meth., **A545** (2005) 344–354.
- [Sev06] N. SEVERJINS, M. BECK und O. NAVILIAT-CUNIC: *Tests of the standard electroweak model in beta decay* (2006). Angenommen von *Reviews of Modern Physics*, arXiv:nucl-ex/0605029.
- [Sol01] T. SOLDNER: *Test der Zeitumkehrinvarianz am D-Koeffizienten des freien Neutronenzerfalls mit Trine*. Dissertation, Technische Universität München (2001).
- [Sol02] T. SOLDNER, A. PETOUKHOV und C. PLONKA: *Installation and first tests of the new PF1b polariser*. ILL report (2002).
- [Sol04] T. SOLDNER et al.: *New limit on T violation in neutron decay*. In: Phys. Lett. B, **581** (2004) 49–55.
- [Sur97] R. SURKAU, J. BECKER, M. EBERT et al.: *Realization of a broad band neutron spin filter with compressed, polarized  $^3\text{He}$  gas*. In: Nuclear Instruments and Methods A, **384** (1997) 444–450.

- [Tow95] I. S. TOWNER und J. C. HARDY: *Currents and their couplings in the weak sector of the standard model*. In: W. HAXTON und E. HENLEY, Hg., *The Nucleus as a Laboratory for Studying Symmetries and Fundamental Interaction*, 183–249 (1995). nucl-th/9504015.
- [Wei67] A. WEINBERG: In: Phys. Rev. Lett., **19** (1967) 1264.
- [Wie05a] F. E. WIETFELDT et al.: *A method for an improved measurement of the electron-antineutrino correlation in free neutron beta decay*. In: Eur. Phys. J. A, **545**(1) (2005) 181–193.
- [Wie05b] F. WIETFELDT et al.: *A backscatter-suppressed beta spectrometer for neutron decay studies*. In: Nuclear Instruments and Methods A, **538** (2005) 574–591.
- [Wil82] D. H. WILKINSON: *Analysis of neutron  $\beta$ -decay*. In: Nuclear Physics A, **337** (1982) 474–504.
- [Wil05] W. S. WILBURN et al.: *Measurement of Neutron Decay Parameters - The ab-BA Experiment*. In: Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, **110**(4) (2005) 389–393.
- [Wu66] C. S. WU und S. A. MOSZKOWSKI: *Beta Decay*, Bd. XVI von *Interscience Monographs and Texts in Physics and Astronomy*. John Wiley & Sons (1966). Editor: A. E. Marshak.
- [Yao06] W.-M. YAO, C. AMSLER, D. ASNER et al.: *Review of Particle Physics*. In: Journal of Physics G, **33** (2006) 1+. URL <http://pdg.lbl.gov>.
- [You00] A. R. YOUNG et al.: *A Measurement of the Neutron Beta-Asymmetry using Ultra-Cold Neutrons*. In: *Fundamental Physics with Pulsed Neutron Beams*. Worlds Scientific (2000).

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich herzlich bei all jenen zu bedanken, die das Projekt PERKEO und mich die letzten Jahre hinweg unterstützt haben und so wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank geht daher an Prof. Dubbers, der mir diese spannende und fordernde Arbeit anvertraut hat, und diese Arbeit mit seiner Erfahrung unterstützt hat.

Bei Prof. Schultz-Coulon möchte ich mich für sein Interesse an meiner Arbeit und deren Begutachtung bedanken.

Ein besonderer Dank geht an Prof. Hartmut Abele, der immer die Zeit gefunden hat, sowohl über Physikalisches als auch Persönliches zu diskutieren, und der mit seiner Begeisterung ein äußerst angenehmes Arbeitsklima geschaffen hat.

Meinen Kollegen Marc Schumann und Daniela Mund, den Diplomanden Alexander Kaplan und Daniel Wilkin und den ehemaligen Diplomanden Jochen Krempel und Marc Deissenroth möchte ich danken für eine gesellige und lustige Zusammenarbeit und ihr Engagement für das Projekt PERKEO. Es macht Freude, mit ihnen zu arbeiten.

Natürlich möchte mich ich an dieser Stelle für die angenehme Atmosphäre in der Arbeitsgruppe bedanken. Dies gilt besonders für meine Schreibtischnachbarin Barbara Böhm. Mit ihr in einem Büro zu sitzen hat großen Spaß gemacht. Herrn PD Dr. Ulrich Schmidt möchte ich für die vielen lehr- und hilfreichen Gespräche danken. Dr. Christian Schmidt und Thorsten Lauer danke ich besonders für die angenehme Strahlzeit am ILL.

Ohne die Konstruktionsabteilung des Physikalischen Instituts wäre dieses Projekt unmöglich gewesen. Mein großer Dank geht daher an Dr. Bernd Windelband, Herr S. Hennenberger und Herrn J. Gerhäuser, die mir auch bei zahlreichen Firmenbesuchen kompetent zur Seite standen.

Stellvertretend für die vielen Mitarbeiter der Werkstätten, die sich für das Projekt PERKEO engagiert haben und uns stets mit Rat und Tat zur Seite standen, möchte ich mich hier bei den Leitern Herrn Ziegler, Herrn Stahl, Herrn Haaf und Herrn von Walter bedanken.

Herr Dr. M. Daum vom PSI, Schweiz, stellte uns dankeswerterweise drei Netzgeräte zum Betrieb der Spulen zur Verfügung, die dann hier in Heidelberg von Hr. Horvat und Hr. Baumgartner, PSI, in Betrieb genommen wurden. Fr. Dermati von der GSI in Darmstadt hat für uns die Stabilitätsberechnungen der Detektor-Vakuumgefäße durchgeführt. Herr Graf vom ILL in Grenoble ermöglichte uns die Messungen an den unmagnetischen Neutronenspiegeln am Strahlplatz T3 des ILL.

Herrn Dr. Torsten Soldner, ILL, möchte ich danken für seine hilfreichen kritischen Kommentare zu diesem Projekt, seinem Einsatz für die Messungen mit PERKEO II und die Unterstützung der Vorbereitungen der erste Messung mit PERKEO III am ILL und natürlich den freundlichen Empfang am ILL.

Herrn Dr. Traxel möchte ich dafür danken, dass er mir die Technik der Aluminiumdraht-Dichtungen nahe gebracht hat. Diese stellte sich als essentielle (und preiswerte) Zutat für die mechanische Machbarkeit des Vakuumsystems heraus.

Frau Claudia Krämer hat mich mit ihrem guten, starken Kaffee immer wieder für die Arbeit fit gemacht.

Mein Dank gilt auch meinen Freunden, die mich durch die Jahre dieser Arbeit begleitet haben. Besonders Dr. Thomas Feger möchte ich für seine Korrekturen und Kommentare danken.

Meiner Freundin Eva danke ich für ihre liebevolle Unterstützung und ihr Verständnis während der heißen Phase dieser Arbeit.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern und meinem Bruder danken für ihre Liebe und Unterstützung in allen Lebenslagen, auf die ich mich stets verlassen kann.

