

# **Fakultät für Physik und Astronomie**

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von

**Daniela Mund**

aus Mannheim

**Dezember 2000**



**Aufbau eines Experiments  
zur Messung der  
Neutrinoasymmetrie  
im Zerfall freier Neutronen**

**Die Diplomarbeit wurde von**  
*Daniela Mund*  
**ausgeführt am**  
PHYSIKALISCHEN INSTITUT  
HEIDELBERG  
**unter der Betreuung von**  
**Herrn Priv. Doz. Dr. Hartmut Abele.**



## **Zusammenfassung**

### **Aufbau eines Experiments zur Messung der Neutrinoasymmetrie im Zerfall freier Neutronen**

Die Messung der Neutrino-Asymmetrie erfolgt am neuen Strahl H113/PF1B des Institut Laue-Langevin in Grenoble. Dieser Experimentierplatz wurde am stärksten Strahl für kalte Neutronen eingerichtet. Als Vorbereitung zum Zerfallsexperiment bestimmten wir die Eigenschaften des neuen Strahls. Der unpolarisierte Strahl wurde den Bedürfnissen der PERKEO-Gruppe durch Einbau eines Polarisators angepaßt.

Die vorliegende Arbeit enthält die Ergebnisse dieser Messungen sowie die daraus gezogenen Schlußfolgerungen. Ein weiterer Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Ausleseelektronik des Experiments, sowie mit Neuerungen und möglichen Veränderungen bei einer weiteren Messung.

### **Preparation of a experiment for a measurement of the neutrino asymmetry in the beta decay of free neutrons**

The measurement of the neutrino asymmetry takes place at the new beam H113/PF1B at the Institut Laue-Langevin in Grenoble. This experimental zone was build at the strongest beam for cold neutrons. As preparation to the decay experiment we determined the parameters of the beam. Also the unpolarized beam was adapted to the needs of the PERKEO group by installing a polarizer.

This work contains the results and the conclusions drawn from these. A further part of this work describes the electronics of the experiment, including innovations and possible modifications within a further measurement.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>7</b>
2.1	Fermis goldene Regel . . . . .	7
2.2	Die Jacksonformel . . . . .	9
2.3	Die Neutrinoasymmetrie und das Standardmodell . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Der Strahl</b>	<b>12</b>
3.1	Neutronenfluß und Detektoren . . . . .	12
3.2	Neutronen und Materie . . . . .	14
3.3	Der Neutronenleiter H113 . . . . .	15
3.4	Das Strahlprofil . . . . .	16
3.5	Divergenz . . . . .	17
3.6	Flugzeitmessung und Geschwindigkeitsverteilung . . . . .	21
3.7	Polarisation . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>30</b>
4.1	Das Spektrometer . . . . .	30
4.2	Teilchennachweis . . . . .	32
4.3	Systematische Effekte . . . . .	33
<b>5</b>	<b>Elektronik</b>	<b>35</b>
5.1	Elektronenrückstreuung . . . . .	35
5.2	Der Schaltplan . . . . .	37
5.3	Datenauslese mit Computern . . . . .	42
5.4	MOPS . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>47</b>
<b>A</b>	<b>Berechnung der Polarisation</b>	<b>49</b>
<b>B</b>	<b>Datenspeicherung in MOPS</b>	<b>51</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>54</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Der Zerfall des freien Neutrons ist eines der bekanntesten Beispiele für einen semileptonischen Zerfall über die schwache Wechselwirkung. Anhand dieses Zerfalls kann das Standardmodell sehr genauen Tests unterzogen werden. Die schwache Wechselwirkung ist als einzige der vier bekannten Wechselwirkungen paritätsverletzend. Diese Verletzung eines bis dahin geltenden Erhaltungssatzes wurde erstmals im berühmten Wu-Experiment [Wu57] nachgewiesen. Dies führte zur Erweiterung der Theorien von Pauli und Fermi und mündete im elektroschwachen Modell von Glashow, Weinberg und Salam. Die elektroschwache Theorie konnte die Austauschbosonen W und Z vorhersagen und ist einer der Grundpfeiler des Standardmodells.

Im Gegensatz zu rein leptonischen Zerfällen erlaubt der  $\beta$ -Zerfall des Neutrons die Untersuchung von Quarks und damit die Überprüfung der Unitarität der CKM-Matrix. Über die Winkelkorrelationen der emittierten Teilchen lassen sich Rückschlüsse auf die Art der Wechselwirkung ziehen. Die von uns zu messende Neutrino-Asymmetrie B setzt Grenzen für die Existenz von rechtshändigen Strömen. In Kapitel 2 wird kurz auf die Theorie des  $\beta$ -Zerfalls hingewiesen und auf die Relevanz der Meßgrößen für das Standardmodell eingegangen.

Der Hauptbestandteil dieser Arbeit ist die Beschreibung des neuen Strahls H113/PF1B des Hochflußreaktors des Institut Laue-Langevin in Grenoble und die Einrichtung eines Meßplatzes. Dieser Strahl wurde im Jahr 2000 fertiggestellt und liefert einen Capture Flux von  $1.6 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Divergenz und Geschwindigkeitsverteilung des Strahls wurden vermessen, was Rückschlüsse auf die Güte des Neutronenleiters zuläßt und uns genaue Berechnungen der resultierenden Zählrate erlaubte. Danach wurde ein Supermirror-Polarisator im Strahl plziert, sein Einfluß auf den Strahl bestimmt und die Polarisation gemessen. Methoden und Ergebnisse finden sich in Kapitel 3.

Kapitel 4 stellt das Detektorprinzip von PERKEO vor. Da die Neutrinos nicht in genügender Effizienz zu detektieren sind, wird an ihrer Stelle das Proton detektiert und in Verbindung mit dem Elektronenimpuls auf die Flugrichtung der Neutrinos geschlossen. Dieses Prinzip stellt neue Anforderungen an den Detektor.

Die Auslese-Elektronik wird in Kapitel 5 vorgestellt. Sie ist eine Weiterentwicklung der für die A-Messung benutzten Schaltung. In diesem Kapitel wird auch auf wahrscheinliche

Schwierigkeiten und Lösungsansätze eingegangen, die bei zukünftigen Messungen auftreten können.

Kapitel 6 schließlich ist ein Ausblick auf die B-Messung mit PERKEO, auf zu lösende Probleme und auf die Möglichkeiten, die PERKEO für weitere Messungen bietet.

# Kapitel 2

## Theorie

### 2.1 Fermis goldene Regel

Das freie Neutron zerfällt mit einer Halbwertszeit von  $\tau = 886,7$  s [PDG00] gemäß

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

Bei diesem Prozeß wird ein down-Quark des Neutrons unter Kopplung an ein W-Vektorboson in ein up-Quark umgewandelt. Das entstandene  $W^-$ -Boson zerfällt dann in Elektron und Elektron-Antineutrino (Abb. 2.1):

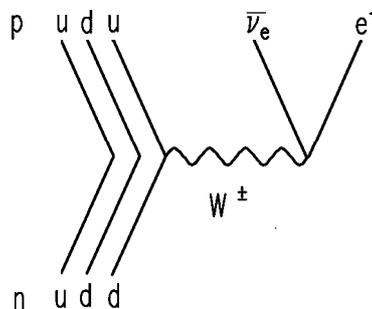


Abbildung 2.1: Feynmandiagramm

1933 entwickelte E. Fermi die erste Theorie des  $\beta$ -Zerfalls. Er ging davon aus, daß im  $\beta$ -Zerfall wegen der geringen Stärke dieser Wechselwirkung die „goldene Regel“ der Quantenmechanik angewandt werden kann, die die Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{fi}$  von einem Anfangs- in einen Endzustand mit der Phasenraumdichte  $\varrho(E_f)$  beschreibt:

$$dW_{fi}(E_f) = \frac{2\pi}{\hbar} d\varrho(E_f) |H_{fi}|^2 \quad (2.2)$$

Das Matrixelement  $H_{fi} = \langle f|H|i \rangle$  enthält den Hamilton-Operator der schwachen Wechselwirkung. Da der Neutronenzerfall auf einem Energieniveau stattfindet, das im Vergleich zur

Masse des W-Bosons relativ klein ist, kann man die Existenz des Eichbosons vernachlässigen und den Zerfall als Punktwechselwirkung mit einer effektiv wirkenden Kopplungskonstante  $G_\beta$  beschreiben (Abb. 2.2):

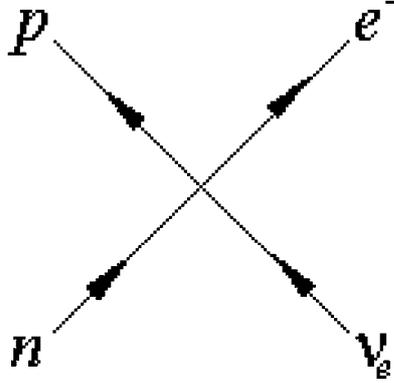


Abbildung 2.2: Punktwechselwirkung

Setzt man die Wechselwirkung nun in Analogie zum Elektromagnetismus als Strom-Strom-Wechselwirkung an, folgt:

$$H_{fi} = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_p O_i \psi_n \cdot \bar{\psi}_e O_i (C_i - C'_i \gamma_5) \psi_\nu \quad (2.3)$$

Die Operatoren  $O_i$  stehen für skalare, pseudoskalare, vektorielle, axialvektorielle und Tensor-Wechselwirkungen. Geht man von linkshändigen Neutrinos beziehungsweise rechtshändigen Antineutrinos aus, so verschwinden rechnerisch der Skalar- und Tensoroperator. Da der pseudoskalare Anteil wegen der geringen kinetischen Energie im Zerfall zu vernachlässigen ist, bleiben nur noch Vektor- und Axialvektor bestehen. Durch die innere Struktur des Neutrons ergeben sich auch induzierte höhere Terme, die nicht der V-A-Struktur folgen. Auf diese soll hier jedoch nicht eingegangen werden.

Beim Vektor- oder Fermi-Übergang gilt die Auswahlregel  $\Delta J = 0$ , es bleibt die z-Komponente des Nukleonenspins erhalten und Elektron und Neutrino koppeln zu  $S = 0$ . Beim Axialvektor- oder Gamov-Teller-Übergang hingegen koppeln die Leptonenspins zu  $S = 1$ , es gilt die Auswahlregel  $\Delta J = 0, 1$ , und der Nukleonenspin kann sich bei  $\Delta J = 1$  umdrehen (Abb. 2.3).

Der Faktor  $C_i - C'_i \gamma_5$  in Gleichung 2.3 führt zur beobachteten Paritätsverletzung der Observablen. Für Axialvektor- und Vektorkopplung wurde experimentell  $C_i = C'_i$  gefunden. Mit diesen Ergebnissen kann man Gleichung 2.3 schreiben als

$$H_{fi} = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_p (C_V - C_A \gamma_5) \psi_n \cdot \bar{\psi}_e (1 - \gamma_5) \psi_\nu. \quad (2.4)$$

Wegen der „Vektor minus Axialvektor“-Struktur dieser Gleichung nennt man diese Struktur V-A-Theorie der schwachen Wechselwirkung.

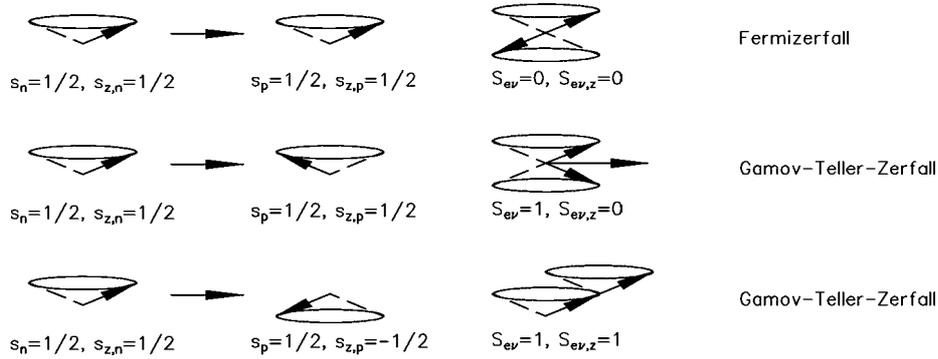


Abbildung 2.3: Die möglichen Zerfallsarten beim polarisierten Neutron

Beim  $\beta$ -Zerfall geht ein up-Quark in ein down-Quark über. Bei diesem Übergang sind nur die schwachen Eigenzustände der Teilchen beteiligt. Die Masseneigenzustände sind eine Superposition der schwachen Eigenzustände, was durch das Matrixelement  $V_{ud}$  der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) beschrieben wird. Man kann somit für die effektive Kopplung  $G_\beta = V_{ud} G_F$  schreiben.  $G_F$  ist dabei die universelle Fermi-Konstante für leptonische und semileptonische Prozesse, ihr Wert liegt bei  $G_F/(\hbar c)^3 = 1,16639(1) \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$  [PDG00]. Damit gilt für das Matrixelement der schwachen Wechselwirkung

$$|H_{fi}|^2 = V_{ud}^2 G_F^2 (C_V^2 + 3C_A^2) \quad (2.5)$$

oder, führt man die Kopplungskonstanten  $g_A = G_F V_{ud} C_A$  für Axialvektorübergang und  $g_V = G_F V_{ud} C_V$  für Vektorübergang ein

$$|H_{fi}|^2 = g_V^2 + 3g_A^2. \quad (2.6)$$

Dies bedeutet für die Übergangswahrscheinlichkeit

$$dW_{fi} = (g_V^2 + 3g_A^2) \frac{2\pi}{\hbar} d\rho(E_f). \quad (2.7)$$

Genaue Messungen der Endzustände  $\rho(E_f)$  des  $\beta$ -Zerfalls liefern also Informationen über die Kopplungskonstanten  $g_A$  und  $g_V$ , das CKM-Matrixelement  $V_{ud}$  und das Verhältnis von Axial- zu Vektorkopplung  $\lambda = g_A/g_V$ .

## 2.2 Die Jacksonformel

Ist der Neutronenspin  $\langle \vec{\sigma}_n \rangle$  vorgegeben, so kann die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit nach der Formel von Jackson [JTW57] angegeben werden:

$$dW \approx \left[ 1 + a \frac{\vec{p}_e \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} + \langle \vec{\sigma}_n \rangle \cdot \left( A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right] F(E_e) \quad (2.8)$$

Koeffizient	Korrelation zwischen	Sensitivität auf	Wert [PDG00]
a	$\vec{p}_e$ und $\vec{p}_\nu$	$\lambda$	- 0,1017(51)
A	$\langle \vec{\sigma}_n \rangle$ und $\vec{p}_e$	$\lambda$	- 0,1162(3)
B	$\langle \vec{\sigma}_n \rangle$ und $\vec{p}_\nu$	rechtshändige Ströme	0,983(4)
D	$\langle \vec{\sigma}_n \rangle$ , $\vec{p}_e$ und $\vec{p}_\nu$	T-Invarianz	- 0,0050(140)

Tabelle 2.1: Die Winkelkorrelations-Koeffizienten und ihre Relevanz für das Standardmodell

$\langle \vec{\sigma}_n \rangle$  ist der Erwartungswert des Neutronenspins,  $F(E_e)$  ein von der Elektronen-Energie abhängiger Korrekturfaktor und  $\vec{p}$  die Impulse der Teilchen. a, A, B und D sind die Winkelkorrelations-Koeffizienten, sie sind Meßgrößen im  $\beta$ -Zerfall des polarisierten Neutrons. In Tabelle 2.1 sind ihre Bedeutung und ihre derzeit bekannten Werte zusammengefaßt.

Setzt man reine V–A-Struktur voraus, so kann man die Winkelkorrelations-Koeffizienten schreiben als:

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

Unsere Meßgröße, die Neutrinoasymmetrie B, beschreibt die Korrelation des Neutrinoimpulses mit der Polarisationsrichtung des Neutronenstrahls. Neutrinos sind jedoch nicht effizient genug detektierbar, also muß man aus dem Protonenimpuls auf den Neutrinoimpuls rückschließen. Detektiert man Elektronen und Protonen im selben Halbraum, so muß das Neutrino in den anderen Halbraum emittiert worden sein. Die experimentelle Asymmetrie ist

$$\alpha_1 = \frac{N^{\downarrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\downarrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \propto B, \quad E_e \geq 200\text{keV}[\text{Rei99}] \quad (2.10)$$

wobei die Pfeile die Ausrichtung von Elektronen- und Protonenimpuls bezüglich des Neutronenspins anzeigen.

## 2.3 Die Neutrinoasymmetrie und das Standardmodell

Eine zufriedenstellende Erklärung der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung fehlt bisher im Standardmodell. Es nimmt an, daß rechtshändige Eichbosonen nicht an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen.

In links-rechts-symmetrischen Modellen ist die Paritätsverletzung Ergebnis einer spontanen Symmetriebrechung in einem eigentlich paritätserhaltenden Universum. Diese Modelle gehen davon aus, daß die Bosonen, die rechtshändige Wechselwirkungen vermitteln, schwerer sind als die linkshändigen Bosonen, die man bisher nach dem Standardmodell kennt.

Die schwachen Eigenzustände der Bosonen werden als Linearkombination der Masseneigenzustände gesehen:

$$\begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Messungen haben einen kleinen Mischungswinkel  $\zeta$  ergeben, woraus  $W_L \approx W_1$  und  $W_R \approx W_2$  folgt. Sollte nun die Masse  $m_2$  ( $W_2$ ) wesentlich größer als die Masse  $m_1$  ( $W_1$ ) sein, wäre die Unterdrückung rechtshändiger Ströme bei direkten Messungen erklärt.

Die Observablen des  $\beta$ -Zerfalls hängen nun nicht mehr nur von  $\lambda$ , sondern auch von  $\zeta$  und dem Massenverhältnis  $\delta = (m_1/m_2)^2$  ab. Die Kombination mehrerer Observabler wird dazu benutzt, Ausschließungsplots zu erstellen, in denen erlaubte von unerlaubten Bereichen getrennt sind (Abb. 2.4). Die Regionen außerhalb der Konturlinien sind mit 90% bzw. 95% Konfidenzniveau ausgeschlossen, das Standardmodell liegt im erlaubten Bereich. Dieser Ausschließungsplot wurde mit dem Weltmittelwert von A berechnet. Mit Hilfe genauerer Werte von B ließe sich das Massenverhältnis  $\delta$  nach oben beschränken.

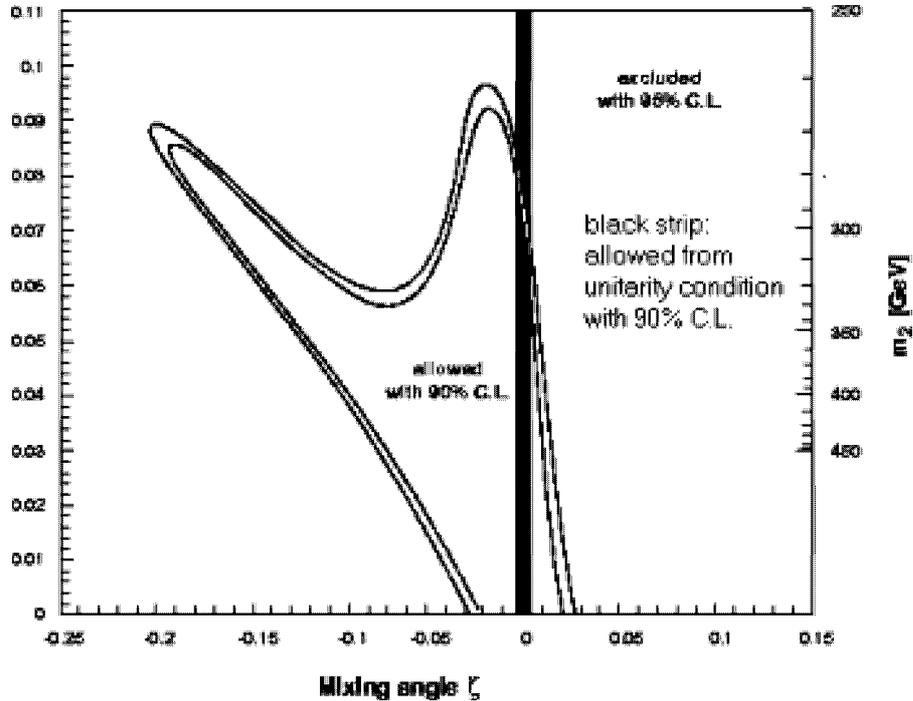


Abbildung 2.4: Ausschließungsplots in der  $\zeta - \delta$ -Ebene [Abe98].

# Kapitel 3

## Der Strahl

Das Experiment PERKEO wird am Neutronenleiter H113 des Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble durchgeführt. Das ILL ist ein Forschungsreaktor mit einer Leistung von 57 MW. Am ILL gibt es mehr als vierzig Instrumente, die meisten arbeiten mit thermischen Neutronen.

Es existieren jedoch auch zwei Quellen für kalte Neutronen. In diesen werden die thermischen Neutronen aus dem Reaktor durch kaltes Deuterium moderiert und auf Geschwindigkeiten unter 2000 m/s gebracht. Aus der vertikalen Quelle fliegen die Neutronen in einem gekrümmten Leiter nach oben in eine Turbine und werden dadurch zu ultrakalten Neutronen abgebremst. Unser Strahl wird aus der horizontalen Quelle gespeist. Der Neutronenleiter wurde 1999 von der Universität Heidelberg gebaut und im Februar 2000 eingeweiht.

Um Abschätzungen über unsere Zählrate zu machen, systematische Effekte zu erkennen und, wenn möglich, zu minimieren, müssen die Parameter des Strahls wie Profil, Divergenz und Geschwindigkeitsverteilung bekannt sein. Die Messungen zur Charakterisierung des Strahls sind ein Hauptbestandteil dieser Arbeit.

### 3.1 Neutronenfluß und Detektoren

Alle Arten, Neutronen zu detektieren, basieren auf Kernwechselwirkungen mit Atomen, da Neutronen keine ionisierende Wirkung haben. Man benutzt also Kernreaktionen, die meßbare  $\gamma$ -Strahlung oder Kernzerfälle in Ionen zur Folge haben, da sich diese leicht detektieren lassen.

Bei der Goldfolienaktivierung werden Goldblättchen aktiviert. Der Einfangsquerschnitt von Gold ist gut bekannt, ebenso seine Abklingzeit. Sind Aktivierungsdauer und die seit der Aktivierung eines Goldblättchens vergangene Zeit bekannt, so läßt sich über die Aktivität dieses Blättchens der Neutronenfluß berechnen.

Normale Gasdetektoren können keine Neutronen detektieren, da diese wie keine ionisierende Wirkung haben. Deswegen wird dem normalen Zählgas ein Gas beigemischt, das durch Neutroneneinfang Kernreaktionen auslöst, in denen ionisierende Teilchen auftreten. Am

gebräuchlichsten sind Helium-Detektoren, in denen die Reaktion



abläuft. In ihnen wird nicht die Energie des Neutrons gemessen, sondern Ionisation durch Proton und Tritium-Ion, wobei das Proton durch seine geringere Masse weniger Energie deponiert als das Tritium-Ion. Abbildung 3.1 zeigt ein typisches Spektrum eines Helium-Gasdetektors. Meist werden sowohl das Tritium-Ion als auch das Proton gleichzeitig detektiert, was die höhere Zählrate bei der Energie von Proton und Tritium-Ion liefert, den sogenannten Doppel-Peak. Gasdetektoren arbeiten zufriedenstellend bis zu einer Frequenz von 10000 Hz.

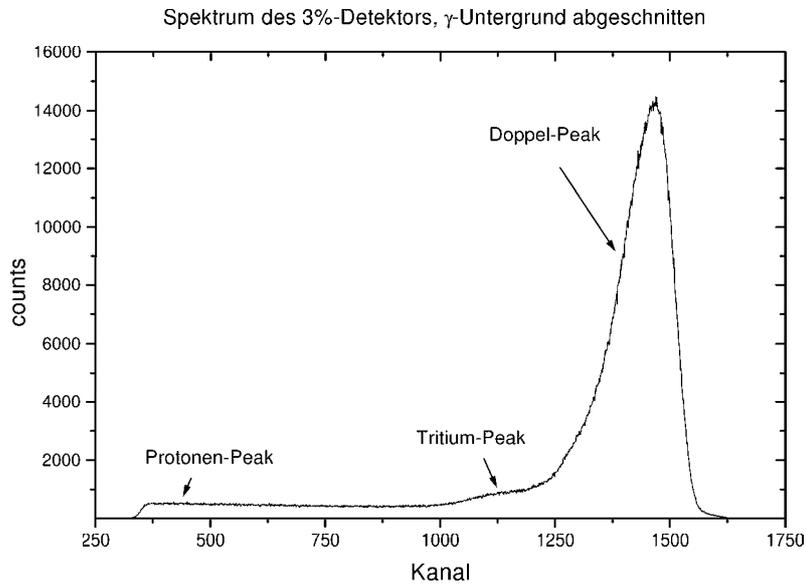


Abbildung 3.1: Energie-Spektrum eines Helium-Gaszählers. Der  $\gamma$ -Untergrund wurde mit einem Diskriminator abgeschnitten.

All diese Prozesse haben einen  $1/v$ -Wirkungsquerschnitt, da die Wechselwirkungszeit eines Neutrons mit der Geschwindigkeit  $v$  proportional zu  $1/v$  ist. Deswegen ist auch die Nachweis-Effizienz der Detektoren für Neutronen der Geschwindigkeit  $v$  proportional zu  $1/v$ . Oft wird auch die Wellenlänge  $\lambda$  der Neutronen benutzt, es gilt

$$\lambda [\text{\AA}] = 3965/v [m/s]. \quad (3.2)$$

Wegen der oben beschriebenen  $1/v$ -Abhängigkeit wird meistens der vom Wellenlängen-Spektrum abhängigen Capture Flux  $\phi_c$  detektiert und nicht der absoluten Neutronenfluß  $\phi = \int \phi(v) dv$ . Mit der Neutronendichte  $n(\vec{r}, v)$  und der linearen Neutronendichte

$$n_z = \int_v n_z(v) dv = \int_v \int_A n(\vec{r}, v) dr^2 dv \quad (3.3)$$

gilt:

$$\phi_c = \int_v \phi(v) \frac{v_0}{v} dv = v_0 \cdot n_z, \quad v_0 = 2200 \frac{m}{s} \equiv \text{thermische Geschwindigkeit.} \quad (3.4)$$

Effizienz und Wirkungsquerschnitte wird immer für  $v_0$  angegeben, die wahrscheinlichste Geschwindigkeit in einem thermischen Neutronen-Spektrum. Detektoren, die genug Material enthalten, um 100 % der Neutronen zu detektieren, nennt man *schwarz*, sie haben die Effizienz 1. Niedereffiziente Detektoren werden als *graue* oder *dünne* Detektoren bezeichnet. Für unsere Messungen benutzten wir immer Helium-Zählrohre mit einer Effizienz von  $3 \cdot 10^{-2}$  oder  $7,8 \cdot 10^{-5}$  und kleine Blenden, da sonst durch den hohen Fluß Totzeitprobleme aufgetreten wären. Die Beschränkung auf kleine Blenden hat zur Folge, daß nie der ganze Strahl auf einmal untersucht werden kann, ohne ihn abzuschwächen. Alle Punkte sind also nur Stichproben.

## 3.2 Neutronen und Materie

Kalte Neutronen wechselwirken mit Materie vor allem durch Streuung und durch Neutroneneinfang im Atomkern. Hier werden die wichtigsten Prozesse beschrieben, die in der Neutronenphysik genutzt werden, um Neutronen zu absorbieren.

Neutronen werden im allgemeinen im Kern eingefangen, der dann zerfällt. Überschüssige Energie wird in Form von  $\gamma$ -Strahlung abgegeben. Die wichtigsten Einfangprozesse sind:

Hauptreaktion	$\sigma_{total}$	$\sigma$ (n, Spaltprodukt)	$\sigma$ (n, $\gamma$ )
${}^3_2\text{He} + n \rightarrow {}^3_1\text{H} + p$	5331 b	5328 b	54,01 $\mu\text{b}$
${}^6_3\text{Li} + n \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha$	941,1 b	940 b	38,5 mb
${}^{10}_5\text{B} + n \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + \gamma$	3840 b	3837 b	500 mb
${}^{113}_{48}\text{Cd} + n \rightarrow {}^{114}_{48}\text{Cd} + \gamma_s$	20673 b	< 0,5 b	20647 b

Helium wird wegen des großen Wirkungsquerschnitts oft für Detektoren verwendet, läßt sich aber nur schwer für Abschirmungen oder Blenden nutzen. In dieser Eigenschaft kommt es vor allem bei Experimenten mit ultrakalten Neutronen zur Anwendung.

Bor wird immer dann benutzt, wenn die von ihm erzeugte  $\gamma$ -Strahlung gut abzuschirmen ist, z.B. innerhalb der Kasematte. Bor läßt sich gut verarbeiten und wird in Form von Plastik oder Gummi vor allem für große Flächen eingesetzt. Unser Vakuumsystem ist mit Rohren aus Borglas gefüllt, um eine mögliche Aktivierung des Stahls durch gestreute Neutronen zu verhindern. Lithium wird als Lithium-Gummi und -Keramik überall dort benutzt, wo die  $\gamma$ -Strahlung schlecht abschirmbar ist. Die Blenden in unserem Vakuumsystem bestehen aus 5 mm dicken Lithium-Kacheln, die auf 10 cm dicke Bleiblenen geklebt wurden.

Cadmium wird oft zur Regulierung von Reaktoren eingesetzt, aber auch für Blenden in Fällen, in denen die  $\gamma$ -Strahlung keine Rolle spielt. Cadmium wird mit hoher Effizienz hauptsächlich in  $\gamma$ s umgesetzt. Die entstehende  $\gamma$ -Strahlung muß jedoch sehr gut abgeschirmt werden, da für jedes eingefangene Neutron in einer Kaskade mehrere  $\gamma$ s erzeugt werden.

### 3.3 Der Neutronenleiter H113

Der Neutronenleiter H113 wurde an der vertikalen kalten Quelle des Reaktors installiert. Er besteht aus

- einem geraden, im Horizontalen (im folgenden als x-Richtung bezeichnet) divergenten Abschnitt mit einer Länge von ca. 9,6 m,
- einem gekrümmten Abschnitt mit Krümmungsradius 4000 m, der eine direkte Sicht auf den Reaktorkern verhindert und so den Untergrund unterdrückt,
- einem geraden, im Horizontalen konvergenten Abschnitt mit einer Länge von ca. 10,2 m

und hat eine Länge von 75 m. Durch eine Supermirror-Beschichtung aus Nickel und Titan wurde der kritische Winkel für die Totalreflexion für Neutronen von  $\Theta_c = 1,7 \text{ mrad}/\text{\AA}$  bei reinem Ni auf  $\Theta_c = 2 \cdot 1,7 \text{ mrad}/\text{\AA}$  erhöht, man spricht von einem „ $m = 2$ “-Supermirror. Bei steileren Einfallswinkeln ist die Reflektivität vernachlässigbar.

Der Neutronenleiter H113 wurde als „ballistischer“ Leiter mit variierendem Querschnitt (von  $200 \times 60 \text{ mm}$  bis  $200 \times 90 \text{ mm}$ ) gebaut, um die Anzahl der Neutronenreflexionen zu vermindern. Bei einem ballistischen Leiter werden die Flugbahnen der Neutronen betrachtet. Im divergenten Teil wird der Strahl transversal gekühlt: Ein Neutron in seinem Ruhesystem sieht den divergierenden Leiter als expandierendes Gefäß, was zu einer „Abkühlung“ in x-Richtung führt. Im Labor-System folgt eine Verringerung der Geschwindigkeit in x-Richtung, also eine Verminderung der mittleren Divergenz. Dadurch wird die Anzahl der Reflexionen im Strahlrohr vermindert und der Fluß am Austrittsfenster erhöht.

Entlang des gekrümmten Leiters treten Girlanden-Reflexionen auf. Dabei werden Neutronen immer unter kleinen Winkel nur an der Außenwand des Leiters gestreut, anstatt an beiden Wänden des Leiters reflektiert zu werden. Unser Leiter ist in einer Rechtskurve gekrümmt, am linken Rand des Leiters erwarten wir also mehr Neutronen. Auch sollte dort das Spektrum wärmer sein, da dieser Effekt sich am meisten auf schnelle Neutronen auswirkt.

Der Neutronenleiter befindet sich in einem evakuierten Strahlrohr, das an beiden Enden mit Aluminiumfenstern verschlossen ist. Am Austrittsfenster des Strahlrohrs wurde mittels einer Goldfolienaktivierung ein Capture-Flux von  $\phi_c = 1.6 \cdot 10^{10} \text{ Neutronen } \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  gemessen.

Das Strahlrohr endet in der sogenannten Kasematte. Aus Strahlenschutzgründen ist es mit  $B_4C$  und Blei umgeben. Es mündet auf einer Bleiblende mit einer Öffnung von 205 auf 95

mm. Mit Lithium-Gummi, das sich unter Neutronenbeschuß verfärbt, wurde die Position des Strahls in der Bleiblende bestimmt. Dabei wurde eine Fehljustierung entdeckt und behoben.

In der Kasematte befindet sich ein verschiebbarer Bleitisch mit drei Öffnungen (Abb. 3.2), in denen mehrere Konfigurationen permanent installiert werden können. Er ist auf mindestens 1 mm genau verschiebbar und in drei Positionen mit 0,1 mm Genauigkeit arretierbar. Das Gewicht von über einer Tonne trägt zur Stabilität der Positionierung bei. Die Goldfolienaktivierung und die Vermessung der Strahlposition wurden in der Beamstop-Konfiguration gemessen. Die Lochblenden-Konfiguration diente zur Bestimmung von horizontalem Strahl-Profil, Divergenz und Wellenlängen-Spektren des Strahls ohne Polarisator. Da diese Blende immer von speziell zugeschnittenen Bleiziegeln umgeben werden mußte und aufgrund der Geometrie des Leiters in vertikaler (y-) Richtung keine Veränderungen zu erwarten waren, wurden in y-Richtung nur Stichproben genommen. Über sie lassen sich keine genauen Aussagen treffen. Für die Untersuchung der Polarisation und das endgültige Experiment befindet sich der Tisch in der Polarisator-Position.

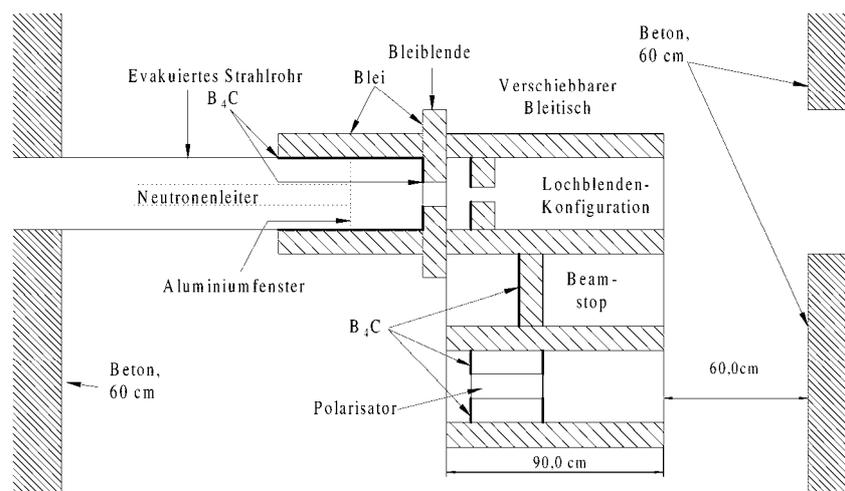


Abbildung 3.2: Aufsicht auf die Kasematte von PF1 B mit verschiebbarem Bleitisch

### 3.4 Das Strahlprofil

Mit einem dünnen  $^3\text{He}$ -Gasdetektor mit einer Effizienz von  $7,8 \cdot 10^{-5}$  wurde das horizontale Strahlprofil 50 cm hinter dem Ausgang des Neutronenleiters vermessen, die Größe unserer Lochblende betrug 0,5 mm. Auf halber Höhe des Profils beträgt seine Breite die von uns erwarteten 6 cm. Die auf die konvergierenden Wände treffenden Neutronen werden vor allem an die Ränder des Strahls reflektiert. Aus diesem Grund ist dort die Intensität

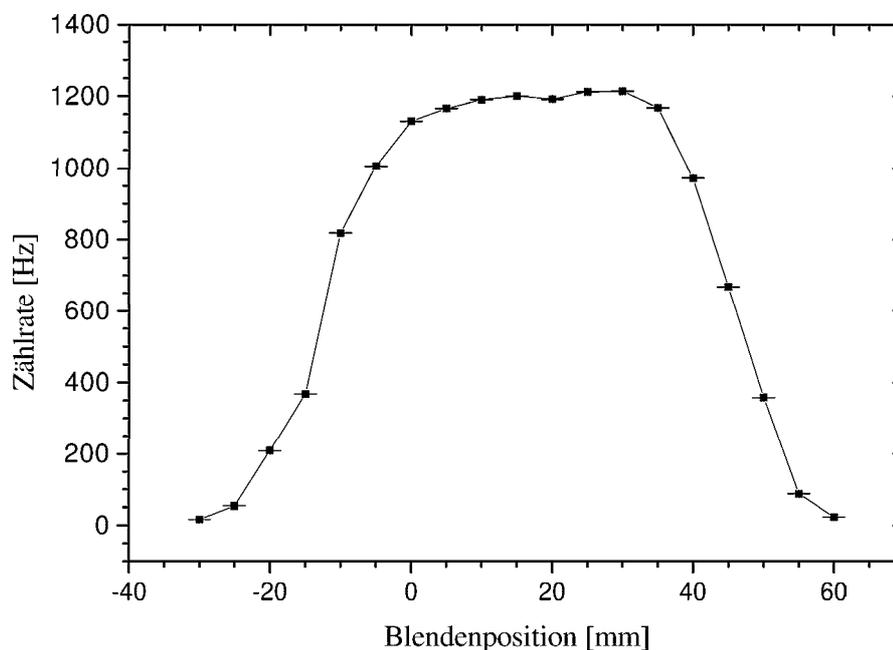


Abbildung 3.3: Strahlprofil in der Horizontalen, 0,5 m hinter dem Austrittsfenster

höher als in der Mitte des Strahls, an der sich praktisch nur Neutronen befinden, die den konvergierenden Teil nicht sehen (Abb. 3.3). Auf der rechten Seite ist die Zählrate höher als auf der linken, da die durch die Girlanden-Reflexionen am linken Rand des gekrümmten Leiters vermehrt auftretenden Neutronen von der konvergierenden Wand nach rechts reflektiert werden.

## 3.5 Divergenz

Die Divergenz ist die Aufweitung des Neutronenstrahls auf seiner Flugstrecke. Kennen wir sie, so können wir die nötige Größe der Blenden unseres Kollimationssystems bestimmen. Der endgültige Fluß nach der Kollimation läßt sich mit Hilfe der Divergenz relativ genau abschätzen. Aus den Messungen lassen sich Rückschlüsse auf die Qualität des Leiters ziehen.

Zur Messung der Divergenz benutzten wir eine Lochblende mit einem Durchmesser von 1 mm in der Lochblenden-Konfiguration (Blende 1) und einen 3-%-Helium-Detektor, der ebenfalls mit einer 1-mm-Lochblende (Blende 2) versehen war und mittels eines Schrittmotors in x- und y-Richtung verfahren wurde. Der Detektor war ungefähr 2,07 m von unserer Lochblende entfernt in der Experimentierzone plaziert (Abb. 3.4).

Da wir aus Zeitgründen kein vollständiges Strahlprofil aufnehmen konnten –  $1 \text{ cm}^2$  ent-

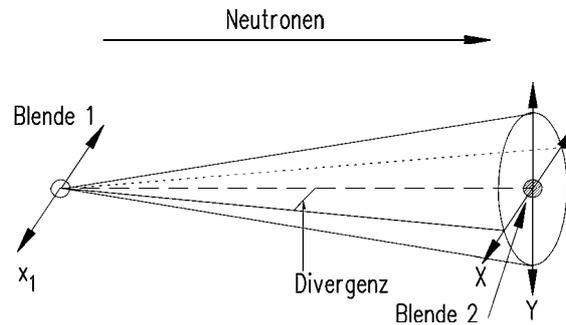


Abbildung 3.4: Aufbau zur Messung der Divergenz

sprächen schon 121 Meßpunkten, ein Punkt sollte für eine ausreichende Statistik mindestens 30 s gemessen werden – suchten wir das Intensitätsmaximum und vermaßen an dieser Stelle horizontale und vertikale Schnitte. Auch konnten wir den Bleitisch im Inneren der Kasematte relativ genau verschieben, so daß wir ein Bild der Divergenz über die ganze Breite des Strahls bekamen.

Die Schnitte durch den aus der Lochblende kommenden Strahl zeigen deutliche Strukturen. Durch die Blende in der Kasematte und die Blende am Detektor schauen wir auf ein gut definiertes Stück des Neutronenleiters, wir haben eine Neutronen-„Lochkamera“. Die Minima sind auf verminderte Reflexion zurückzuführen, z.B. am Shutter am Übergang vom gekrümmtem auf den konvergenten Teil des Neutronenleiters. Dort treffen die relativ gerade fliegenden Neutronen auf die in einem Winkel  $\alpha$  zulaufenden Wände des Leiters. So sollte bei den Winkeln  $\alpha, 2\alpha, \dots$  die Intensität kleiner werden. Für zwei verschiedene Einstellungen unserer Lochblende bekommt man zwei verschiedene Positionen der Minima. Mit Triangulation (Dreiecks-Peilung) kann man aus den Minima nun auf die Stelle am Leiter zurückrechnen, an der die Reflexion vermindert ist. Bei Abbildung 3.5 entspricht z.B. das Minimum bei  $|X| = 187$  mm der Position des Shutters. Die Genauigkeit dieser Methode ist jedoch nicht ausreichend, um sie zur Leiter-Diagnostik zu verwenden, da man aus Millimeter-Abständen der einzelnen Blenden-Positionen auf Distanzen im Zehn-Meter-Bereich rückrechnen muß.

Wegen der Krümmung des Leiters sollte sich die Divergenz in x- und y-Richtung über die Breite des Strahls verändern (Abb. 3.6).

Die Divergenz in x-Richtung, also horizontal, wird an den Kanten des Strahlrohrs kleiner, da man an diesen nur noch einen kleineren Teil des Strahls sieht. In y-Richtung, also vertikal, bleibt die Divergenz über einen weiten Bereich des Strahls bei  $6,6 \pm 0,1$  mrad, um an den Seiten des Strahls anzusteigen. Die Wahrscheinlichkeit für ein Neutron, an den konvergenten Wänden reflektiert zu werden, ist am Rand des Strahls größer als in der Mitte. Diese Reflexionen in einem großen Winkel „schlucken“ einen Teil der schnellen Neutronen und vergrößern die Divergenz.

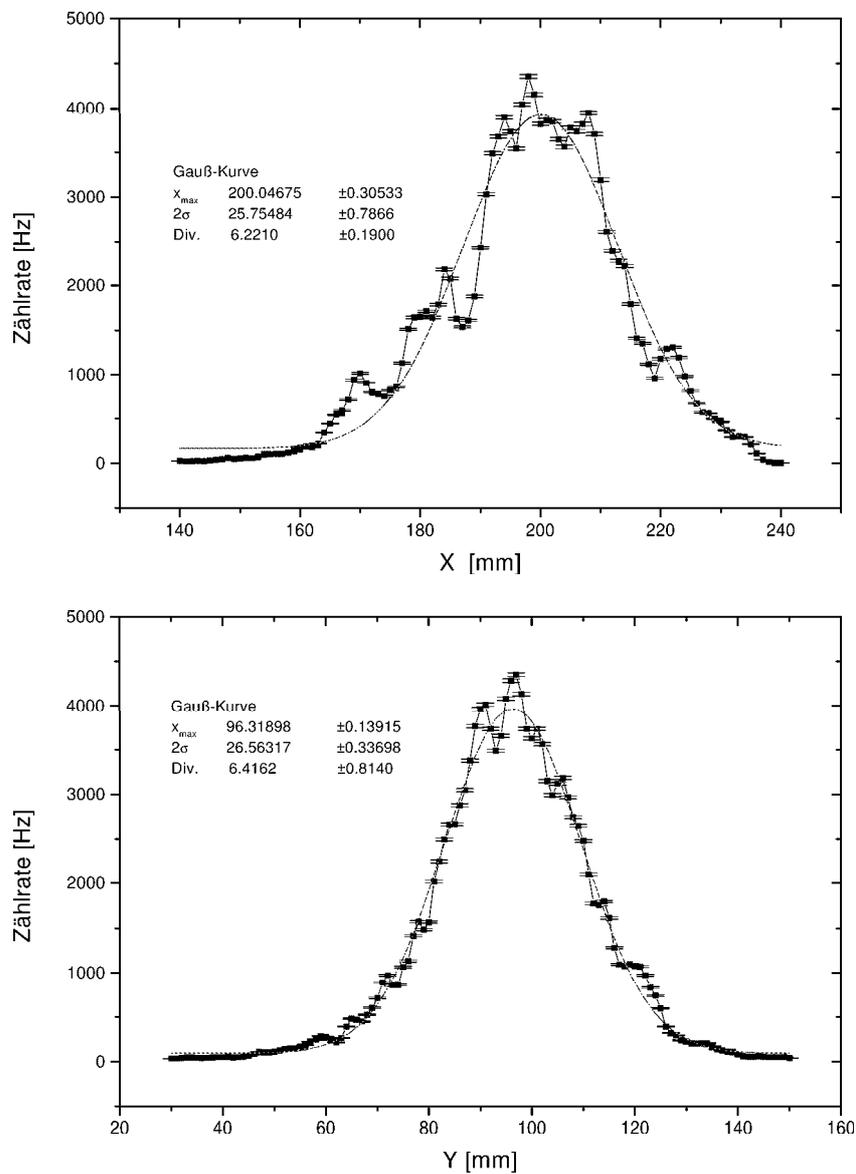


Abbildung 3.5: Neutronenzählrate in Abhängigkeit vom Austrittswinkel, Blendenposition 15 mm links der Strahlmitte

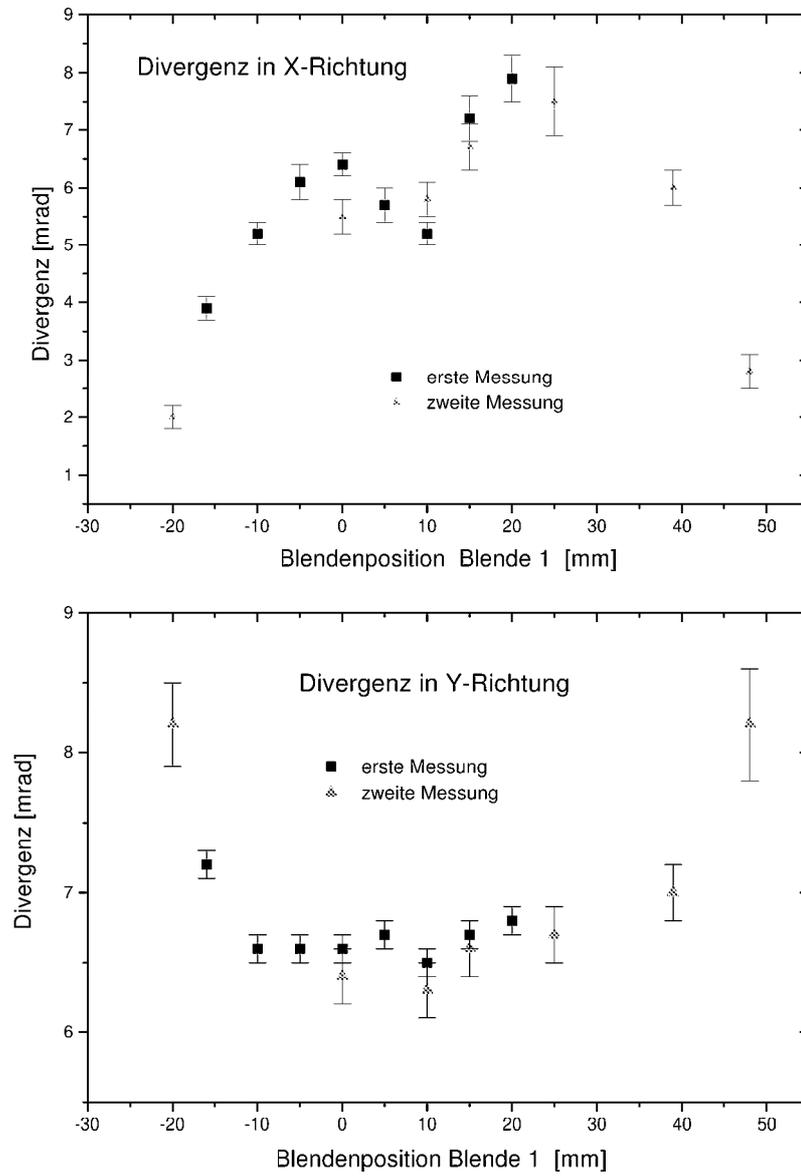


Abbildung 3.6: Divergenz in x- und y-Richtung über die Strahlbreite

### 3.6 Flugzeitmessung und Geschwindigkeitsverteilung

Polarisation und Ereignisrate hängen vom Geschwindigkeitsspektrum der Neutronen ab. In einer Time-Of-Flight (TOF)-Messung wird der Neutronenstrahl mit einem Chopper in einzelne Bunches (Bündel) zerschnitten und mit einem Multi-Channel-Analyzer (MCA) die Flugzeit jedes Neutrons bestimmt. Auch hier muß man mit kleinen Intensitäten arbeiten, um Detektor und Elektronik nicht zu überfordern. Der Chopper reduziert zwar die Gesamtzählrate, aber die Maximumszählrate bei der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit ist die zu beachtende Größe. Kommen mehrere Neutronen aus einem Bunch zur selben Zeit an, so wird nur ein Neutron gezählt werden, das Maximum wird unterdrückt.

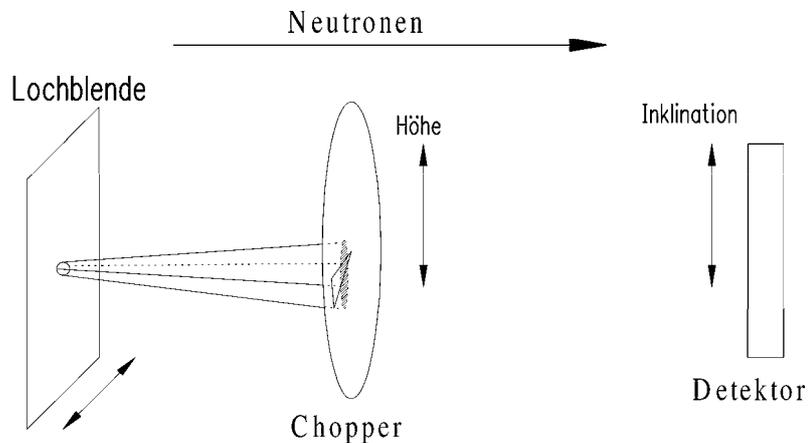


Abbildung 3.7: Versuchsanordnung zur TOF-Messung. Die Größe der Lochblende wurde so gewählt, daß der Strahlkegel weniger breit war als der Chopper-Schlitz

Unser Aufbau bestand wieder aus einer Lochblende mit einem Durchmesser von 1 mm, hinzu kam der Chopper, der einen horizontalen Schlitz von  $4 \times 8$  mm mit einer Frequenz von 100 Hz öffnet. 1,85 m hinter dem Chopper befand sich unser Detektor. Chopper und Detektor befinden sich auf einem Gestell, das in Höhe und Neigung verstellbar ist, dem „Pferd“ (Abb 3.7). Es bietet auch die Möglichkeit zur Polarisationsmessung.

Um ein korrektes TOF-Spektrum für eine Blendeneinstellung zu erhalten, mußten Spektren über die ganze Ausdehnung des resultierenden Strahlkegels aufgenommen werden. Dabei mußte in unserem Fall, nur die Höhe der Schlitzblende über den ganzen Strahl gefahren werden, da wir die Größe von Blende 1 so wählten, daß die ganze Breite des Strahlkegels auf einmal gemessen wurde. Um dem Flugwinkel der Neutronen Rechnung zu tragen, mußte jeweils auch die Inklination des Pferdes verstellt werden. Je weiter wir vom Zentrum unseres Strahlkegels entfernt sind, um so größer ist der Winkel, in dem die Neutronen aus der Lochblende kommen. Da der kritische Winkel des Supermirror-Leiters für schnelle

Neutronen kleiner ist als für langsame, sind kleine Wellenlängen bei großen Winkeln unterdrückt (Abb 3.8).

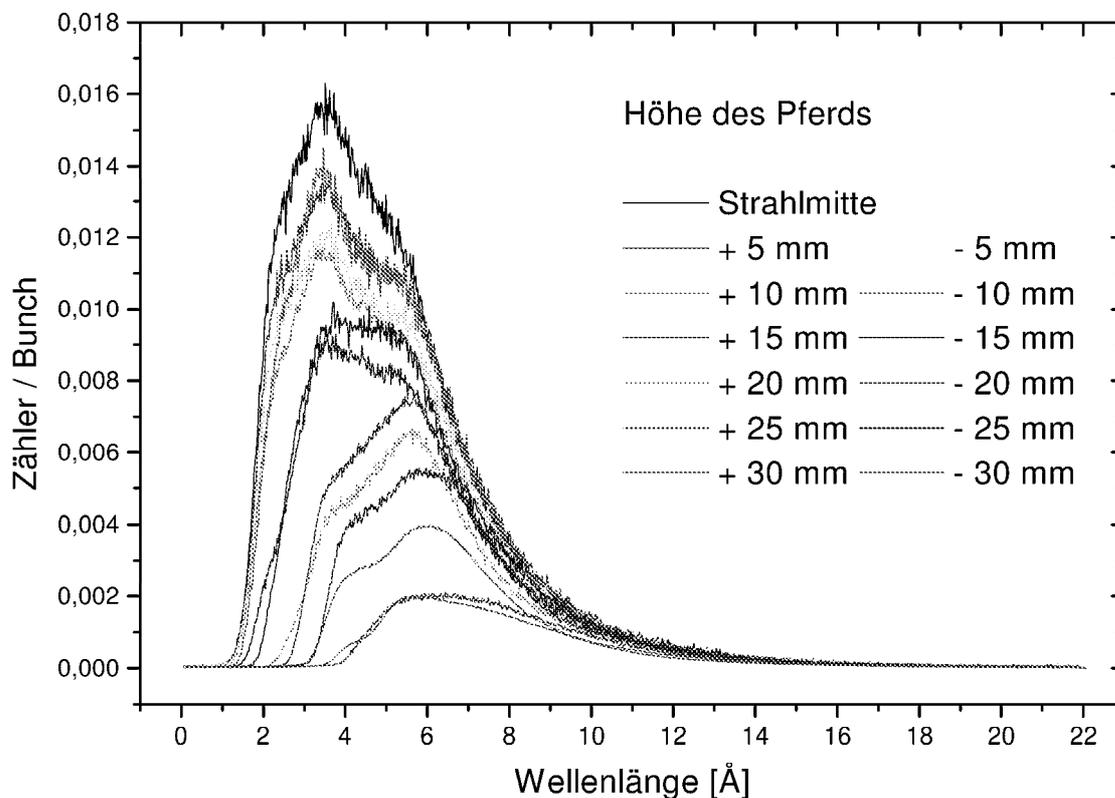


Abbildung 3.8: TOF-Spektren in der Strahlmitte. Um das TOF-Spektrum aller Neutronen, die durch die Lochblende gelangen, zu erhalten, wurde über alle Höhen summiert.

Die Spektren wurden an 5 verschiedenen Punkten des ursprünglichen Neutronenstrahls aufgenommen. Wie man in Abbildung 3.9 sieht, wird das Spektrum zum Rand hin langwelliger, also langsamer, den Erwartungen nach der Divergenzmessung entsprechend. Die mittleren Wellenlängen reichen von  $4,88 \text{ \AA}$  bis  $5,61 \text{ \AA}$ , was mittleren Geschwindigkeiten von  $705,2 \text{ m/s}$  bis  $788,0 \text{ m/s}$  entspricht. Das Spektrum setzt schon bei  $0,8 \text{ \AA}$  ein, wir haben einen merklichen Anteil von Neutronen im thermischen Bereich unter  $1,8 \text{ \AA}$ , die bei normalen Nickelleitern nicht auftreten. Die Spektren auf der linken Seite des Strahls sollten dabei deutlich wärmer sein als auf der rechten, da dort die Girlanden-Reflexionen auftreten. Die tiefe mittlere Wellenlänge von  $5,02 \text{ \AA}$   $29 \text{ mm}$  rechts der Strahlmitte läßt sich damit nicht erklären und ist noch unverstanden (Abb. 3.10).

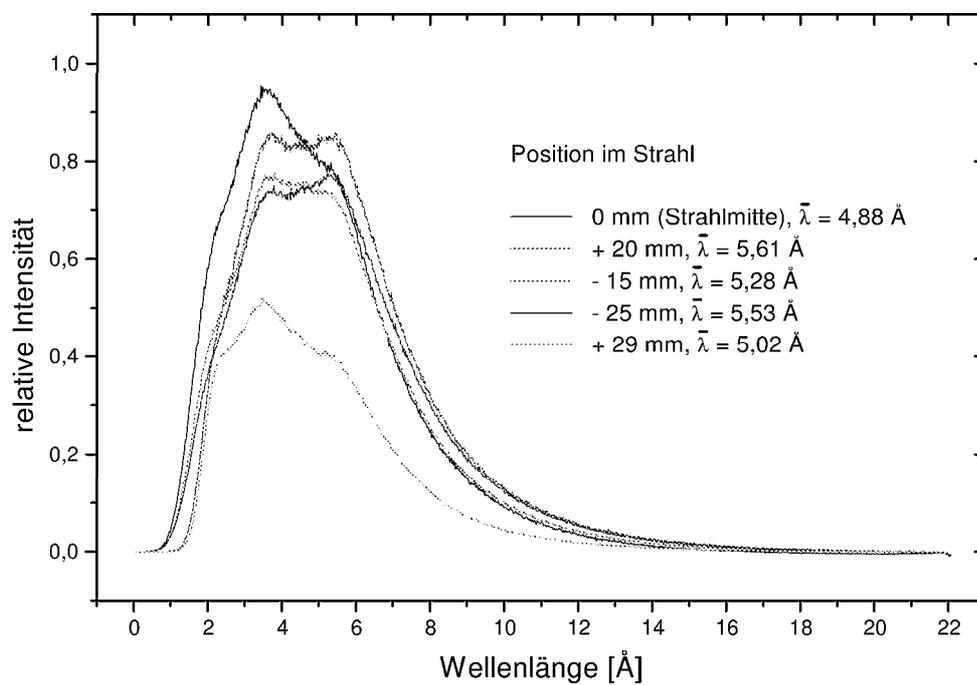


Abbildung 3.9: TOF-Spektren des H113, an verschiedenen Punkten über die Strahlbreite

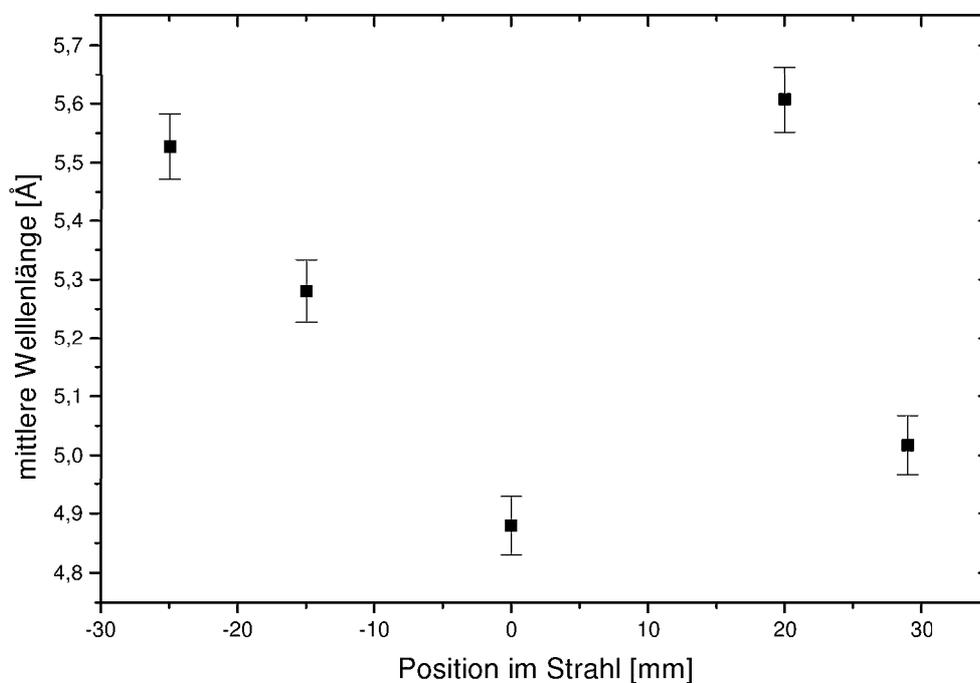


Abbildung 3.10: Mittlere Wellenlängen der TOF-Spektren über die Position im Strahl

### 3.7 Polarisation

Um die Neutrino-Asymmetrie zu messen, sollte der Neutronenstrahl möglichst gut polarisiert sein. Unser Polarisator wurde von O. Schärpf aus gekrümmten Supermirrorn aufgebaut [Sch89] und hat eine Fläche von 30 auf 45 mm. Eine magnetische Schicht reflektiert die Neutronen mit (in unserem Fall) Spin nach oben, während Neutronen mit dem Spin nach unten durch die Schicht gelangen und auf eine Absorberschicht treffen. Nach Durchlaufen des 30 cm langen Polarisators wird eine Polarisation von typischerweise mehr als 95 % erreicht.

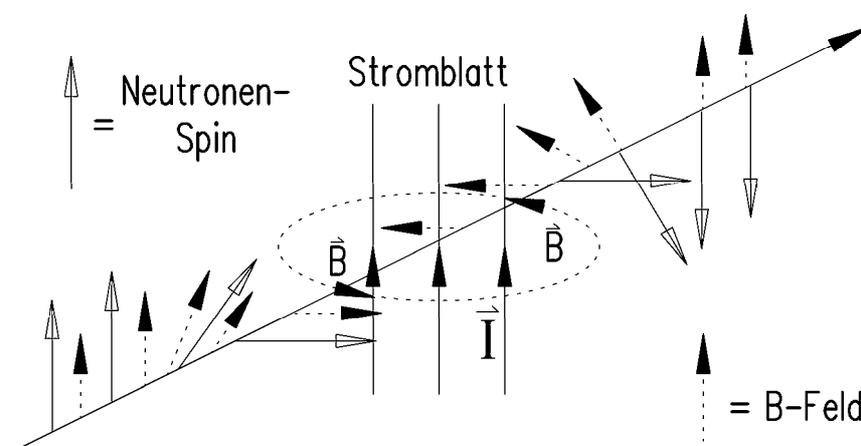


Abbildung 3.11: Schema des Spinflippers. Der Spin wird bis zum Stromblatt adiabatisch um  $90^\circ$  gedreht, dort wechselt das Magnetfeld plötzlich die Richtung, so dass der Spin nicht mehr folgen kann und plötzlich antiparallel zum Magnetfeld steht.  $\vec{B}$  zeigt die Richtung der Führungsfelder an.

Um systematische Fehler auszuschließen, befindet sich hinter dem Polarisator ein Current-Sheet-Spinflipper, der bei eingeschaltetem Strom den Spin flippt: anstatt parallel zum Magnetfeld steht er hinter dem Stromblatt antiparallel zum Magnetfeld (Abb. 3.11). Der Spin wird im Magnetfeld des Stromblatts adiabatisch in die Horizontale gedreht. Im Stromblatt ändert sich das durch den Strom induzierte Magnetfeld zu plötzlich, als das der Spin folgen könnte. Ab diesem Punkt steht er antiparallel zum B-Feld. Der Spin wird nun wieder adiabatisch in die Vertikale zurückgedreht.

Ein anderes Konzept zur Spindrehung ist der adiabatische Radio-Frequenz-Spinflipper (z.B. [Kel00]). Von einem konstanten Magnetfeld  $B_0$  gelangen die Neutronen in ein Radio-Frequenz-Feld, dessen Frequenz und Länge so bestimmt wurden, daß sich der Spin des Neutrons am Ausgang genau um  $180^\circ$  gedreht hat und nun antiparallel zum konstanten Feld  $B_0$  steht. Die Effizienz solcher Spinflipper ist auch fast 1. Ein weiterer Vorteil ist, daß sich

bei dieser Methode kein Material im Strahl befindet. Dieses Prinzip wurde von uns jedoch nicht benutzt, da die Einwirkung der Hochfrequenz auf unsere Elektronik nicht vorhersehbar ist und eventuelle Verschiebungen z.B. in der Energieauflösung spinabhängig wären. Sowohl die Polarisation  $P$  als auch die Effizienz  $f$  des Spinflippers müssen für die Datenanalyse sehr gut bekannt sein.

Der Polarisationsgrad ist abhängig vom Winkel, in dem der Polarisator im Strahl steht. Generell gilt, daß mit größerem Winkel die Transmission kleiner und die Polarisation größer wird, da die Neutronen öfter reflektiert werden. Mit einer Lochblende hinter dem Polarisator und einem Gasdetektor wurde die Transmission in Abhängigkeit vom Winkel für zwei Polarisatoren vermessen. Der prinzipielle Verlauf zeigte keine Unterschiede, jedoch schien die Transmission des von uns benutzten Polarisators Nr. 4 größer zu sein als bei Polarisator 3 (Abb. 3.12), weshalb wir uns für Polarisator 4 entschieden. Eine Goldfolienaktivierung ohne die Lochblende erbrachte jedoch den gleichen Fluß für beide Polarisatoren. Da Neutronen nur in den Zwischenräumen zwischen den Spiegeln transmittiert werden, sind Zählraten über kleine Flächen wie unsere Lochblende von 2 mm Durchmesser sehr davon abhängig, wieviele Spiegel beziehungsweise wieviel Zwischenräume durch die Blende gesehen werden. Der von uns anfangs vermutete höhere Fluß durch Polarisator 4 wurde nur durch eine bessere Positionierung der Lochblende erreicht.

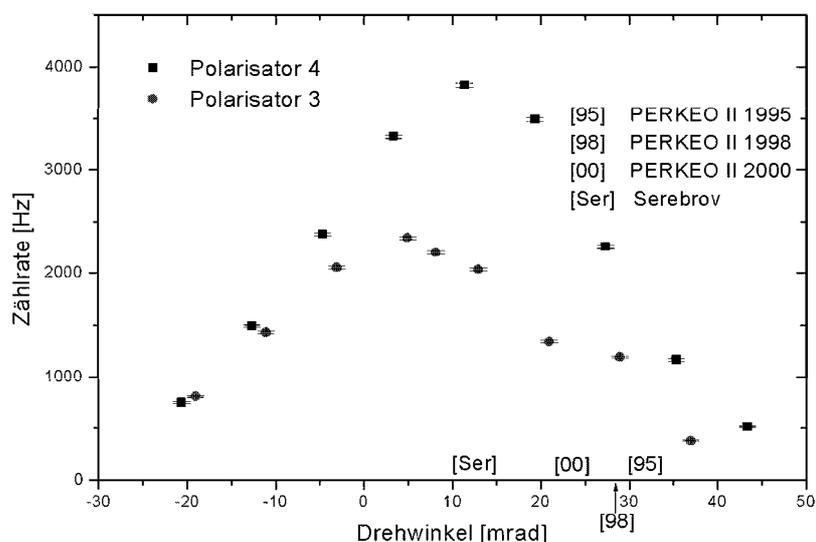


Abbildung 3.12: Zählraten hinter den Polarisatoren in Abhängigkeit vom Drehwinkel

Das genaue Verhalten der Polarisation mit zunehmender Drehung ist nicht bekannt, es existieren nur Meßwerte für wenige ausgewählte Winkel. Je näher man an der hundertprozentigen Polarisation ist, um so geringer fallen die Korrekturen auf die Asymmetrie  $B$  aus und um so besser läßt sich die Polarisation bestimmen. Eine Inklination um 24 mrad gegenüber der Strahlrichtung erschien uns als guter Kompromiß zwischen akzeptabler Zählrate und guter Polarisation.

## Der Wellenlängenschneider

Die Polarisation der Neutronen nimmt mit steigender Wellenlänge ab. Auch ist die Statistik bei großen Wellenlängen nicht gut genug, um die Polarisation in diesen Bereichen mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Mit einem Wellenlängenschneider unterdrückt man diese langsamen Neutronen so weit, daß man sie vernachlässigen kann [Høg00]. Dieser Wellenlängenschneider besteht wie der Polarisator aus gestapelten Supermirrorn, die die unerwünschten langsamen Neutronen aus dem Strahl herausreflektieren. Durch Drehen des Wellenlängenschneiders im Strahl kann man die Abschneidewellenlänge bestimmen, da der Winkel für Totalreflexion wie in Abschnitt 3.3 erwähnt von der Wellenlänge der Neutronen abhängt.

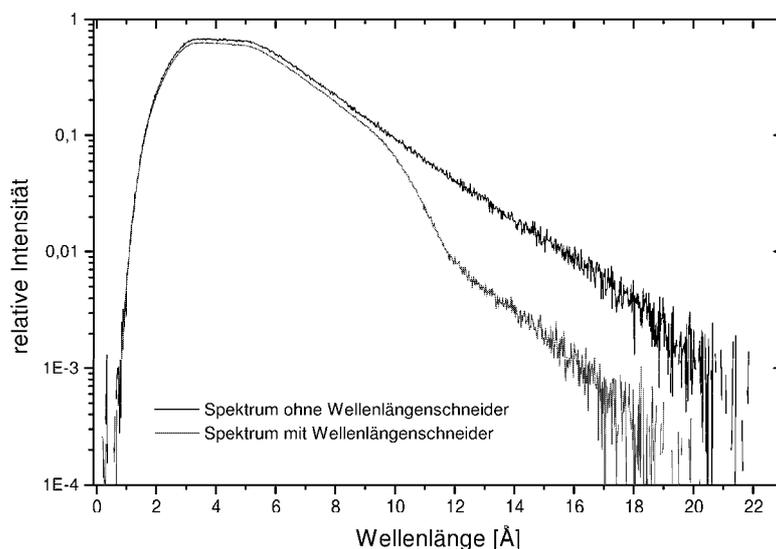


Abbildung 3.13: Vergleich zwischen Spektrum hinter dem Polarisator mit und ohne Wellenlängenschneider. Bei Wellenlängen unter  $7 \text{ \AA}$  ist eine Abschwächung des Strahls um ca. 10 % durch Absorption zu beobachten.

Abbildung 3.13 zeigt einen Vergleich zwischen dem Spektrum hinter dem Polarisator vor und nach Einbringen des Wellenlängenschneiders. Ab  $11,7 \text{ \AA}$  ist die Intensität deutlich vermindert. Insgesamt nimmt die Strahlintensität durch Wellenlängenschneider Polarisator und Kollimationssystem um einen Faktor 60 ab, da unerwünschte Neutronen aus dem Strahl herausgestreut werden und die Strahlfläche stark verkleinert wird. Mit einer Goldfolienaktivierung wurde 1 m vor PERKEO ein Capture Flux von  $3 \cdot 10^8 \text{ Neutronen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  gemessen. Mit einer mittleren Wellenlänge von  $5,09 \text{ \AA}$ , was einer Geschwindigkeit von  $776,9 \text{ m/s}$  entspricht, kann man die Zählrate im Zerfallsvolumen zu ungefähr 350 Hz abschätzen.

## Die Polarisationsmessung

Zur Messung der Polarisation benutzen wir die PSSA-Methode, in der sich hinter dem zu messenden Polarisator P und Spinflipper  $S_1$  ein weiterer Spinflipper  $S_2$  und der Analysator A, ebenfalls ein Supermirror-Polarisator, befinden (Abb. 3.14). Die systematischen Fehler

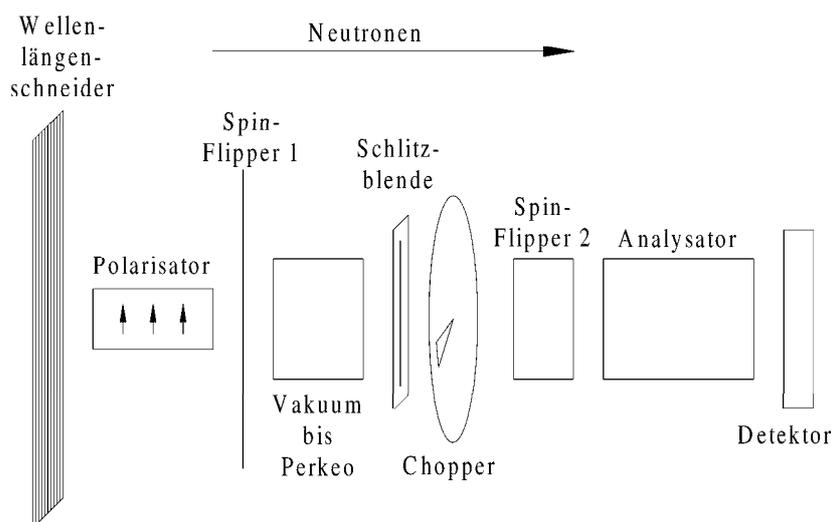


Abbildung 3.14: Versuchsanordnung zur Polarisationsmessung, die Breite der Schlitzblende wurde wieder so gewählt, daß sie auf die Breite des Chopper-Schlitz abgestimmt war.

bei dieser Methode aufgrund der Winkel- und Wellenlängen-Abhängigkeit der Transmission liegen bei 0,15% bis 0,2% [Nes00], wenn man auch die Analysatorstärke mißt. Auf diese Messung wurde von uns verzichtet, der systematische Fehler liegt bei ungefähr 0,5 %.

Als Analysator kann auch ein Target aus polarisiertem  $^3\text{He}$ -Gas benutzt werden. Diese Methode hat einen systematischen Fehler von  $< 0,1\%$  [Hei95] und wird am Ende des Experiments zur Verfügung stehen.

Durch Schalten der zwei Spinflipper  $S_1$  und  $S_2$  erhält man vier Zählraten. Die Berechnung der Polarisation

$$P = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} \quad (3.5)$$

aus diesen Zählraten wird im Anhang A gezeigt. Die Polarisation wurde am Ort PERKEOs an zwei Punkten bestimmt. Um den Strahl bis dahin polarisiert zu halten, wird das Strahlrohr mit magnetischen Führungsfeldern umgeben. Zur Zeit der hier vorliegenden Messung war das Führungsfeld über 1 m Flugstrecke sehr klein, eine Depolarisation ist nicht auszuschließen. Die bisherigen Werte der Polarisation sind also nur eine untere Abschätzung. Das Führungsfeld wird vor Beginn des Experiment verstärkt, nach Beendigung des Experiments wird die Polarisation noch einmal mit einer Helium-Zelle als Analysator gemessen. Trägt man die mittlere Polarisation über die Wellenlänge auf, so ergibt sich das bekannte

Bild der nach großen Wellenlängen abnehmenden Polarisation (Abb. 3.15) und die für alle Wellenlängen konstante Spinflip-Effizienz (Abb. 3.16).

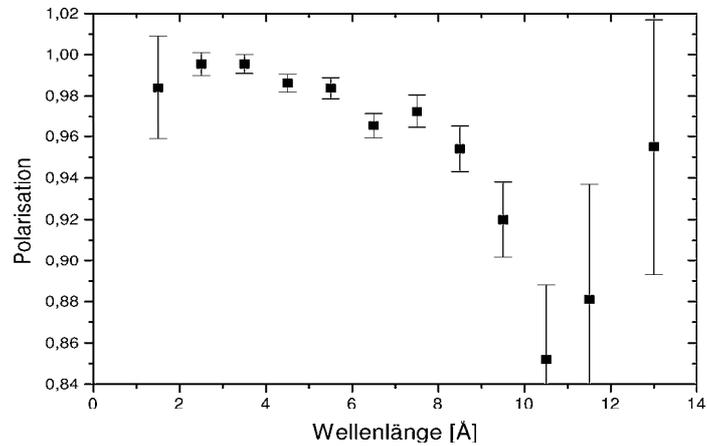


Abbildung 3.15: Mittlere Polarisation an Punkt 2, gemittelt wurde jeweils über 1 Å.

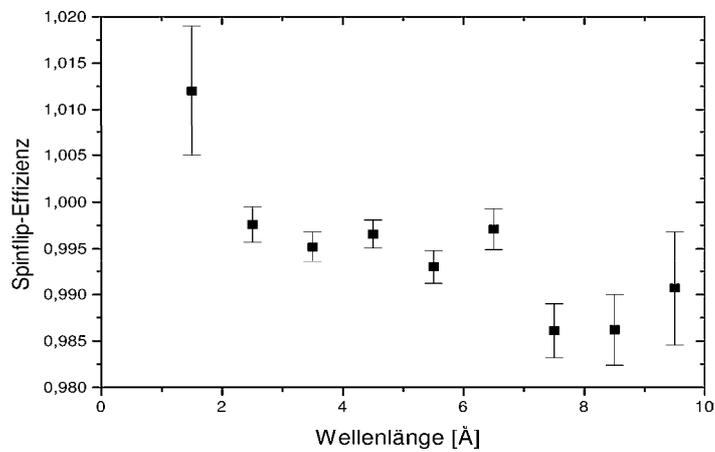


Abbildung 3.16: Mittlere Spinflip-Effizienz an Punkt 2, gemittelt wurde jeweils über 1 Å.

Die mittlere Polarisation und Spinflip-Effizienz ergeben sich in einem Bereich von  $\lambda = 1 - 12 \text{ \AA}$  zu:

	Wert	stat. Fehler	syst. Fehler
$\bar{P}$ (Punkt 1)	97,27 %	0,08 %	0,5 %
$\bar{f}$ (Punkt 1)	99,81 %	0,08 %	0,5 %
$\bar{P}$ (Punkt 2)	97,95 %	0,2 %	0,5 %
$\bar{f}$ (Punkt 2)	99,54 %	0,08 %	0,5 %

# Kapitel 4

## Das Experiment

Der PERKEO-Aufbau (Abb. 4.1) besteht im wesentlichen aus vier Komplexen:

- der Kasematte, in der sich Wellenlängenschneider, Polarisator und Spinflipper befinden,
- dem Kollimationssystem mit 5 Li-Blenden zwischen Kasematte und PERKEO,
- dem Spektrometer PERKEO II,
- dem restlichen Vakuumsystem bis zum Beamstop aus Li.

Das Kollimationssystem begrenzt den Strahl 1 m vor PERKEO auf eine Fläche von 25 auf 32 mm. Es definiert das Zerfallsvolumen in Höhe und Breite, was von Wichtigkeit für die später beschriebenen systematischen Effekte ist. Zur Unterdrückung von  $\gamma$ -Untergrund sind entlang des Strahlgangs Bleiabschirmungen aufgebaut. Kollimationssystem und Spektrometer sind zur Vermeidung von Luftstreuung evakuiert.

Der Spin der Neutronen wird mit Führungsfeldern aus Permanentmagneten bis zu PERKEO geführt. Dabei wird er um  $90^\circ$  gedreht, da der Polarisator nur in vertikaler Richtung einzurichten ist, das Magnetfeld in PERKEO aber horizontal verläuft.

### 4.1 Das Spektrometer

PERKEO II ist ein supraleitender Magnet mit einer Feldstärke von 1 Tesla. Seine Magnetfeldlinien verlaufen horizontal und stehen somit parallel zum Spin der Neutronen und senkrecht zur Flugrichtung der Neutronen. Die Elektronen und Protonen werden vom Magnetfeld auf unsere Detektoren gelenkt, je nach Richtung des Anfangsimpuls in den entsprechenden Halbraum, was eine  $2 \cdot 2\pi$ -Detektion ermöglicht (Abb. 4.2). Dies erhöht die Zählrate, da wir jedes zerfallende Teilchen detektieren. Die Teilchen gyrieren um die Magnetfeldlinien zu den Detektoren. Das Magnetfeld wird zu den Detektoren hin schwächer. Da das Verhältnis von Transversalimpuls zu B-Feld  $p_\perp^2/B$  konstant ist, wird entlang der

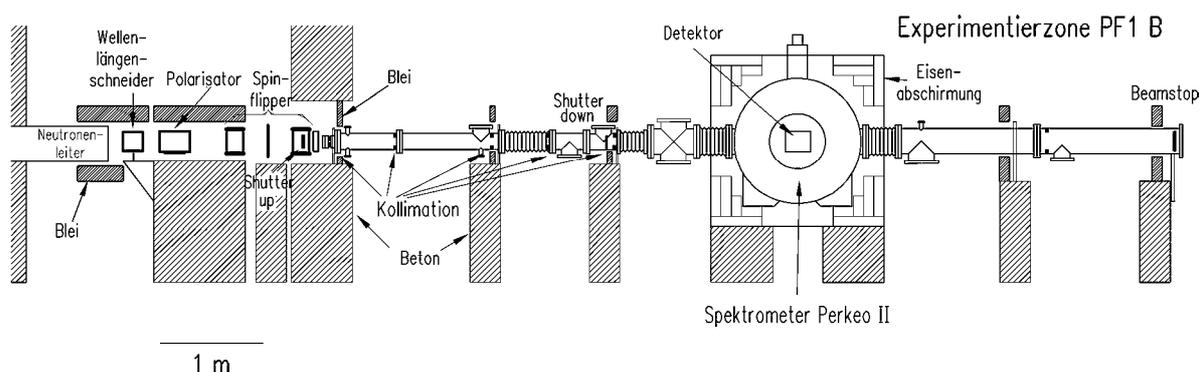


Abbildung 4.1: Kasematte und Experimentierzone mit PERKEO

Flugstrecke der Transversalimpuls und somit der Gyrationradius kleiner. Wegen der Impulserhaltung wird der Impuls in Flugrichtung geklappt.

Beim Zerfall eines Neutrons gelangt erst das schnellere Elektron auf den Detektor, in einem Abstand von 2 bis  $26 \mu\text{s}$  folgt das Proton. In Höhe und Breite begrenzt das Kollimationssystem das Zerfallsvolumen. In der Länge wird es durch Aluminium-Blenden auf 120 mm begrenzt, die Elektronen und Protonen absorbieren, die außerhalb des Zerfallsvolumens entstanden sind. Teilchen mit einem großen Transversalimpuls und somit größerem Gyrationradius kommen damit jedoch aus einem effektiv kleineren Zerfallsvolumen, da bei ihnen die Wahrscheinlichkeit größer ist, daß sie vom Aluminium absorbiert werden. Dieses Phänomen bezeichnet man als Edge-Effekt.

Mit einem Eichkarussell werden zur Energie-Eichung des Detektors Eichpräparate in den Strahl gefahren. Über Elektroneneinfang aus der K-Schale erzeugen diese monoenergetische  $\beta$ -Strahlung. Die Eichpräparate sind so gewählt, daß der ganze Energiebereich des  $\beta$ -Zerfalls abgedeckt wird.

„Shutter up“ und „Shutter down“ werden mit Hilfe von Schrittmotoren in den Neutronenstrahl gefahren, um den strahlabhängigen Untergrund zu ermitteln.

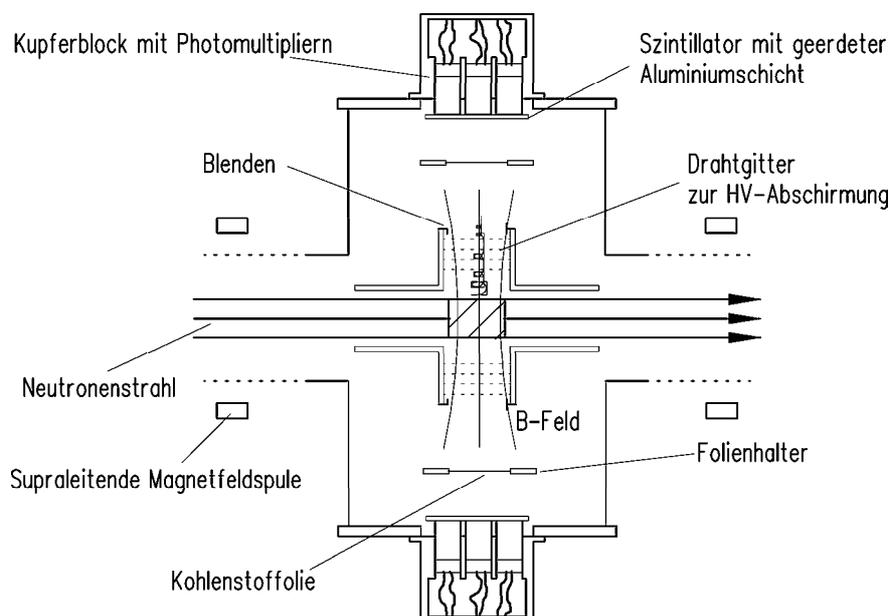


Abbildung 4.2: Detektorprinzip von PERKEO II

## 4.2 Teilchennachweis

In unserer Versuchsanordnung müssen wir Elektronen und Protonen im gleichen Halbraum detektieren. Durch die geringe kinetische Energie der Teilchen scheiden viele in der Teilchenphysik benutzte Detektoren aus. PIN-Dioden oder Multi-Strip-Chambers zum Beispiel sind wegen zu geringer Effizienz für niederenergetische Teilchen oder zu geringer Größe nicht geeignet. Auch müssen die Detektoren parallel zu einem starken Magnetfeld arbeitsfähig sein.

### Der Elektronennachweis

Elektronen sind relativ leicht mittels Szintillatoren und Photomultipliern zu detektieren. Im Fall von PERKEO II sind jeweils 6 magnetfeldresistente Photomultiplier direkt hinter unsere mit einer dünnen (40 nm) Aluminiumschicht verspiegelten Szintillatoren gekoppelt. Dies verspricht eine Lichtausbeute von bis zu 70 % [Plo00].

In den Photomultipliern R55505 von Hamamatsu sind die Dynoden als parallele Meshes mit geringem Abstand aufgebaut (Abb. 4.3). Ein axiales Magnetfeld hat kaum Auswirkungen auf die Flugbahn der Elektronen, da diese durch die Größe der Meshes und ihren geringen Abstand immer auf die Dynoden fokussiert werden.

Uns steht damit ein Elektronen-Detektor zur Verfügung, der ab einer Schwellenenergie von weniger als 60 keV alle Elektronen detektiert, die auf ihn treffen. Unterhalb dieser

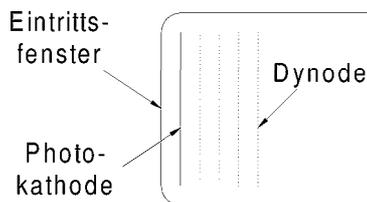


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Aufbaus unserer Photomultiplier, nur ein Teil der Dynoden ist zu sehen, Anschlüsse sind nicht eingezeichnet

Energie ist die Effizienz geringer, wir erwarten aber, daß wir mehr als 90 % Effizienz für den Elektronennachweis erreichen.

## Protonennachweis über Kohlenstoff-Folien

Die Detektion von Protonen mit geringer Energie ist schwierig, will man dabei nicht ebenfalls die Elektronen beeinflussen. Da wir einen effizienten Elektronen-Detektor haben, liegt es nahe, Protonen in Elektronen zu konvertieren und dann diese Elektronen zum Nachweis zu benutzen.

Die Konversion geschieht mittels einer dünnen mit Magnesium-Oxid bedampften Kohlenstoff-Folie, die auf einer negativen Hochspannung von 20 bis 28 kV liegt. Die von dieser Hochspannung beschleunigten Protonen lösen in der Folie im Schnitt 4,9 Sekundärelektronen aus. Diese werden auf den über die Aluminiumschicht geerdeten Szintillator beschleunigt und erzeugen ein Signal [Rei99]. Die Erdung der Szintillatoren sorgt für eine definierte Potentialdifferenz zwischen Folien und Szintillatoren.

Gesicherte Simulationen oder Messungen der wirklichen Effizienz liegen noch nicht vor. Nach ersten Messungen ist eine Nachweiswahrscheinlichkeit von mindestens 20 % gesichert, grobe Vergleiche mit anderen Protonendetektoren lassen erwarten, daß wir ungefähr 90 % aller Protonen sehen [Kre02].

Anfangs wird nur ein Protonen-Detektor eingebaut werden, da die Justierung einer Folie weniger aufwendig ist und so erste praktische Erfahrungen gesammelt werden können. Mit einem Gegenfeld werden alle Protonen auf einen Detektor gelenkt. Über eine Analyse der Ereignisse läßt sich so zum ersten Mal die Ausbeute der Protonendetektoren messen.

## 4.3 Systematische Effekte

### Erdung des Neutronenstrahls

Das durch die Hochspannung erzeugte elektrische Feld kann Protonen in die falsche Hemisphäre ablenken, wenn das Potential im Zerfallsvolumen zu groß ist. Simulationen [Rei99] zeigen, daß bei einem symmetrischen Aufbau mit Folien auf beiden Seiten des Neutronen-

strahls das Potential im Zerfallsvolumen nicht über 100 mV, bei asymmetrischer Anordnung mit nur einem Protonen-Detektor nicht über 1 mV liegen darf, will man die systematischen Fehler kleiner als 0,2 % halten. Aus diesem Grund befinden sich zwischen Folien und Zerfallsvolumen geerdete Drahtgitter mit einem Drahtabstand von 2 bis 9 mm, die das Potential im Zerfallsvolumen begrenzen [Bra00]. Elektronen können jetzt aber von den Drähten in den falschen Halbraum zurückgestreut werden. Das beste Material für solche Gitter scheint Kohlenstoff mit einer Rückstreu-Wahrscheinlichkeit von nur 3 % zu sein.

## Magnetischer Spiegeleffekt

Das Magnetfeld in PERKEO II ist wie oben erwähnt nicht homogen, sondern fällt von der Mitte nach außen hin ab, um eine Speicherung von gyrierenden Teilchen zu verhindern. Müssen Teilchen gegen ein magnetisches Feld laufen, so wird bei einem kritischen Winkel  $\Theta_c$  der Impuls anstatt in Flugrichtung in die Gegenrichtung geklappt, das Teilchen fliegt in den falschen Halbraum. Entstehen nun Teilchen am linken (rechten) Rand unseres Zerfallsvolumens und fliegen zum rechten (linken) Detektor, so müssen sie über das Magnetfeldmaximum in der Mitte des Zerfallsvolumens hinweglaufen, sie können bei einem Winkel  $\Theta > \Theta_c$  in den falschen Halbraum gespiegelt werden. Dieser Effekt beeinflusst unsere Asymmetrie besonders im Bereich hoher Elektronen-Energien. Aus diesem Grund sollten nur die Ereignisse mit einer Elektronen-Energie kleiner als 400 keV gewertet werden [Rei99].

## Untergrund durch Hochspannung

Da der  $\gamma$ -Untergrund durch mehrere Tonnen Blei abgeschirmt ist, wird die Hauptquelle von Untergrundereignissen die Hochspannung auf den C-Folien sein. Entladungen durch Spitzeneffekte produzieren geladene Teilchen und verringern die Lebensdauer unserer Folien. Um solche Entladungen zu vermeiden, wurden alle auf Hochspannung liegenden Teile sorgfältig poliert. Isolatoren, von denen einmal gespeicherte Ladung nicht abfließt, sondern sich ebenfalls blitzartig entladen kann, wurden so weit wie möglich vermieden. Alle anderen Metallteile wurden geerdet und ebenfalls poliert. Die Erdung des Szintillators über die Aluminium-Beschichtung ist ein wichtiger Bestandteil dieser Maßnahmen zur Unterdrückung des hochspannungsbedingten Untergrunds. Auch ist PERKEO auf ein Vakuum von weniger als  $10^{-6}$  mbar evakuiert, um Gasentladungen zu reduzieren. Tests in Heidelberg lassen auf eine nicht zu hohe Untergrundzählrate durch Hochspannungseffekte hoffen.

# Kapitel 5

## Elektronik

Ein Hauptbestandteil dieser Diplomarbeit war es, die Elektronik aus früheren Messungen weiter zu entwickeln und an die neuen Gegebenheiten anzupassen. Es müssen Elektronen von Protonen unterschieden werden. Der Computer muß diese Ereignisse richtig einordnen. Die um einen Faktor 6 gegenüber früheren Experimenten angeschwollene Datenmenge erforderte auch neue Lösungen für die Zwischen-Speicherung der Daten.

Wie im Kapitel 4 beschrieben, befinden sich auf jeder Seite unseres Detektors 6 Photomultiplier. Deren Pulse sind hoch genug, um ohne weitere Verstärkung verarbeitet zu werden. Die Pulse der Photomultiplier werden in der Elektronik in drei Zweige gespalten. Einer dieser Zweige ist der Logik-Zweig, der diese Pulse auswertet. Dieser Zweig stellt fest, ob auf einer Seite des Spektrometers mindestens zwei Photomultiplier einen Puls liefern, was als Ereignis definiert wird. Nach einem Elektronen-Ereignis wird auf ein Proton gewartet. Beim Erscheinen des Protons wird die Elektronik gesperrt und die Daten des beobachteten Zerfalls ausgelesen.

### 5.1 Elektronenrückstreuung

Ein Effekt, der Elektronen-Ereignisse der falschen Seite zuordnen kann, ist die Rückstreuung der Elektronen von einem Detektor auf den anderen durch Mehrfachstreuung an Atomen im Szintillator. In solchen Fällen gibt es ein Signal auf beiden Elektronen-Detektoren, da in beiden Energie deponiert wird. Für beide Detektoren würde ein Latch – ein elektronisches Register – gesetzt. Diese Ereignisse wären für uns unbrauchbar, wenn wir nicht erkennen könnten, welcher Detektor zuerst angesprochen hat. Diese Unterscheidung wird durch eine negative Koinzidenz getroffen. Bei einem Elektronen-Ereignis z.B. auf Detektor 1 (D1) wird im Logic Fan LeCroy<sup>©</sup> 622 ein Gate von 500 ns geöffnet (siehe Diagramm 5.1). In einem AND-Glied wird dieses Gate mit dem invertiertem Ausgang von Detektor 2  $\overline{D2}$  verglichen. Da Detektor 2 nicht angesprochen hat, ist dieser Ausgang logisch 1, die AND-Bedingung ist erfüllt und das Latch „D1 zuerst“ wird gesetzt.

Kommt nun an Detektor 2 (D2) das Rückstreu-Elektron an, wird im dazugehörigen Logic Fan ebenfalls ein Gate von 500 ns ausgelöst. Wird dieses Gate nun in einem AND-Glied mit

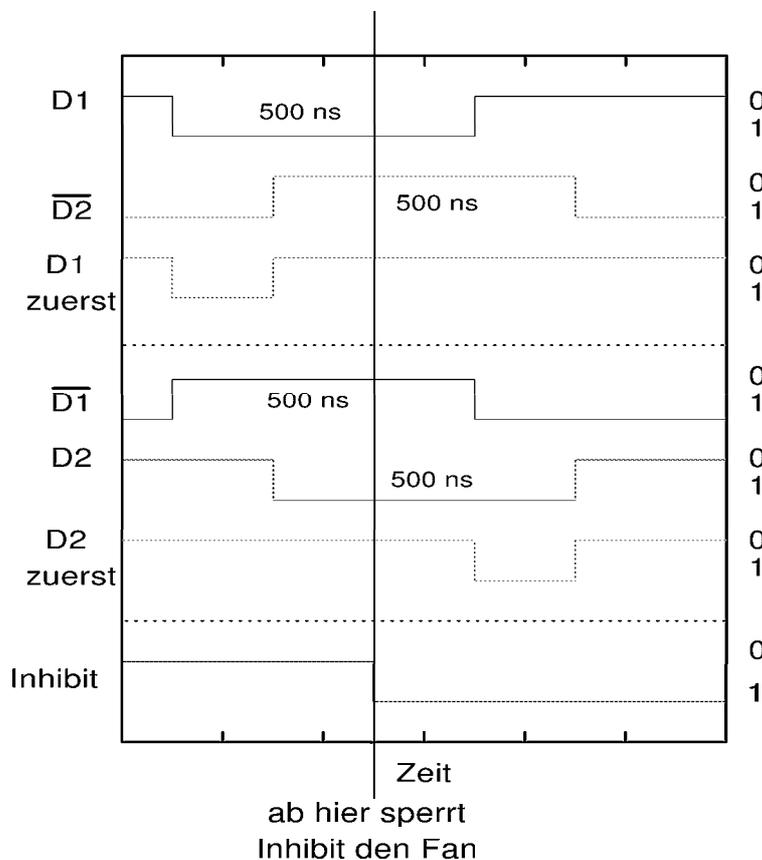


Abbildung 5.1: Analyse der Rückstreu-Ereignisse durch die Elektronik, D1 und D2 kennzeichnen die Gates am Logic Fan,  $\overline{D1}$  und  $\overline{D2}$  sind die invertierten Gates. „D1 zuerst“ und „D2 zuerst“ sind die daraus folgenden logischen Signale. Logisch 1 ist ein negativer Puls!

dem invertierten Ausgang von D1,  $\overline{D1}$ , verglichen, kann die AND-Bedingung nicht erfüllt werden, bis das Gate von D1 zu Ende ist. Das Inhibitsignal am LeCroy<sup>®</sup> 622 setzt vor Ende des Gates von D1 ein, um eine Erfüllung der AND-Bedingung und damit ein Setzen des Latches „D2 zuerst“ zu verhindern. Um das sicherzustellen, beträgt die Gate-Dauer 500 ns, obwohl die reale Flugzeit viel kürzer ist.

In einem TDC wird die Zeit zwischen beiden Ereignissen genommen. Detektor 1 setzt immer das Start-Signal, das Stop-Signal von Detektor 2 folgt immer mit einem Delay von 60 ns, um eine positive Zeitdifferenz zu garantieren. Die gemessene Zeit ist also 60 ns plus (minus) der Flugzeit des Elektrons von Detektor 1(2) nach Detektor 2(1), oder, falls kein Rückstreu-Ereignis auftrat, die Laufzeit des TDCs von 200 ns. Die A-Messung mit PERKEO II ergab eine maximale Flugzeit von ungefähr 25 ns (Abb. 5.2) und eine Wahrscheinlichkeit von 3 %, daß ein Elektron zurückgestreut wird.

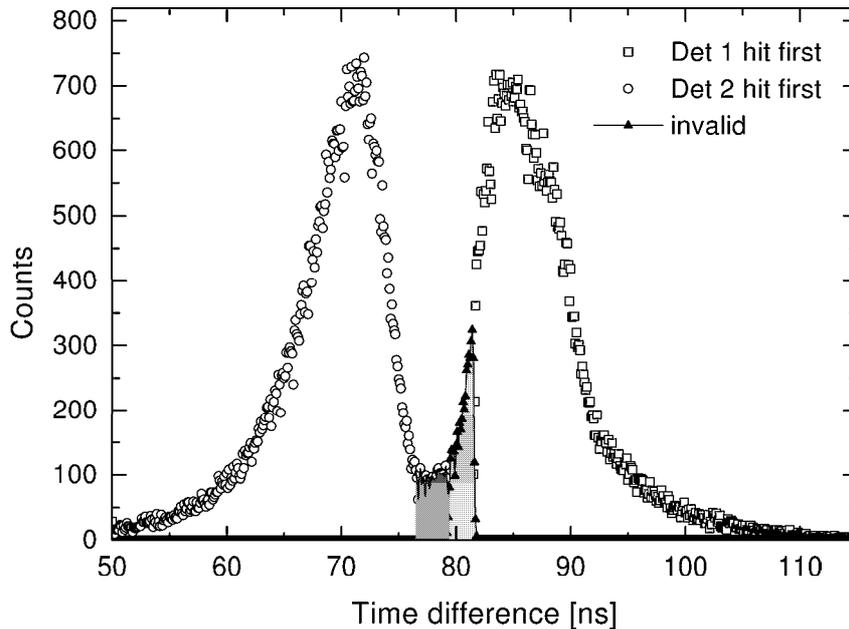


Abbildung 5.2: Flugzeitspektrum der rückgestreuten Elektronen aus der letzten A-Messung mit PERKEO II [Rei99]

## 5.2 Der Schaltplan

Im folgenden wird der Schaltplan unserer Elektronik beschrieben. Er ist in weiten Teilen eine Weiterentwicklung der zur A-Messung benutzten Elektronik. Der Schaltplan folgt den DIN-Normen. Mit dem Computer auslesbare CAMAC<sup>1</sup>-Module sind – bis auf den Scaler – als Kreise gehalten. Werden keine Firmennamen genannt, sind die Bauteile Eigenentwicklungen der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg.

An neuralgischen Stellen werden Signale auf die Latches (L) Jorway<sup>®</sup> 65 gegeben. Mit Hilfe dieser Ereignismuster wird das Ereignis analysiert. Es existieren Latches für jeden der Photomultiplier, was eine örtliche Zuordnung der Ereignisse erlaubt. Es gibt außerdem Latches für Elektron-Ereignis auf Detektor 1 und 2, Proton-Ereignis auf Detektor 1 und 2 und Latches für die Elektronen-Rückstreuung. Zu jedem Latch gehört auch ein Counter mit Digital-Anzeige zur Online-Überprüfung der Zählraten, was Fehlfunktionen schnell erkennen läßt.

Die analogen Signale unserer 12 Photomultiplier müssen in eine digital verwertbare Form gebracht werden. In einem integrierenden Analog/Digital-Wandler (ADC) wird der Puls während eines bestimmten Zeitfensters – dem Gate – aufintegriert und in eine Kanalnummer gewandelt, die proportional zur im Szintillator deponierten Energie ist. Die Elektronik muß nun entscheiden, wann sie dieses Gate auslöst.

<sup>1</sup>Computer Aided Measurement And Control

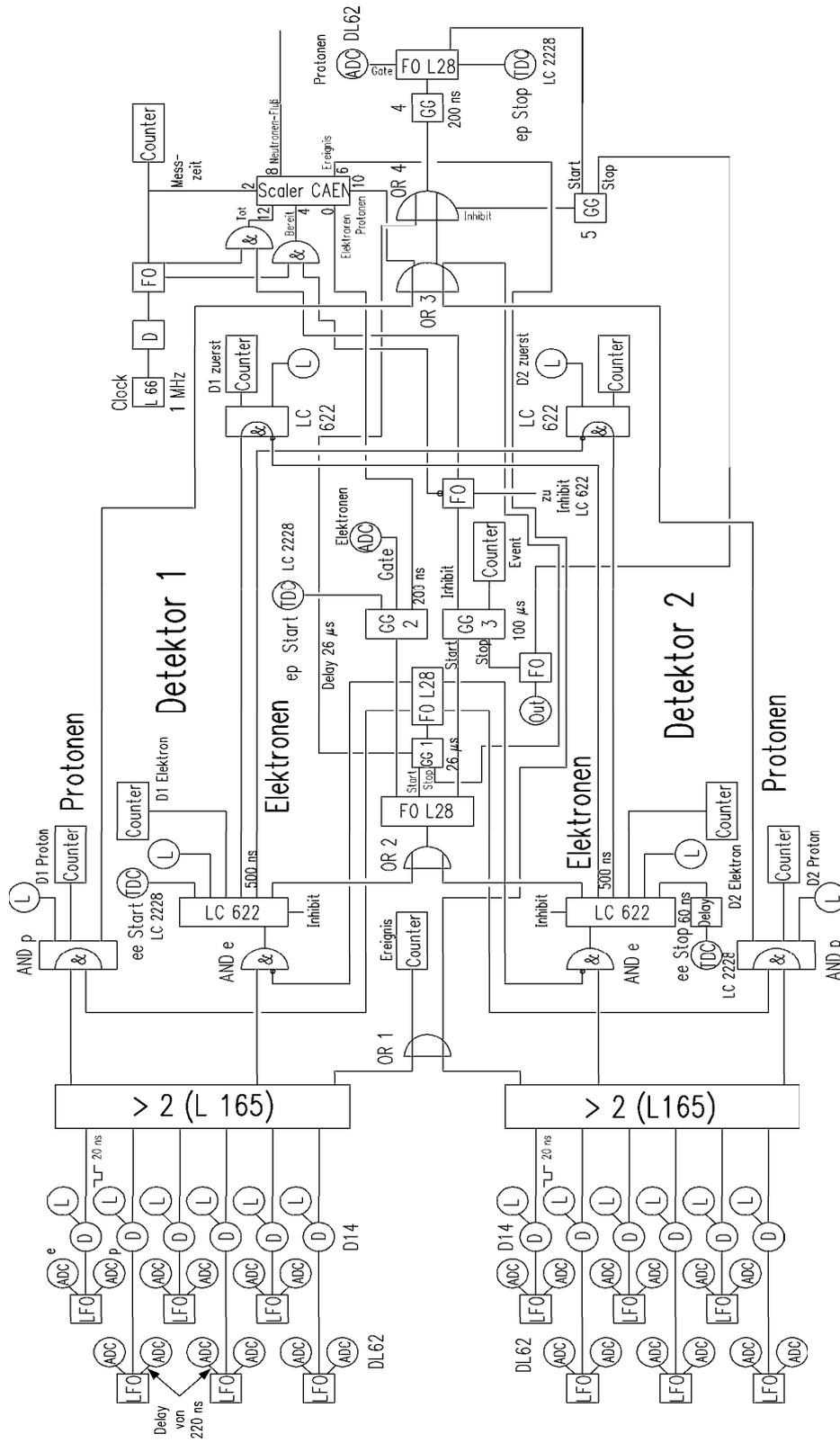


Abbildung 5.3: Schaltplan der Koinzidenzschaltung zum Nachweis von Elektronen und Protonen

Zuerst werden die Pulse in einem Linear Fan Out (LFO) drei Mal reproduziert - je einmal für Elektronen- und Protonen-ADCs und einmal für den entscheidenden Logikzweig. Die für die ADCs bestimmten Signale werden um 220 ns verzögert, damit der Logikzweig Zeit zur Verarbeitung der Pulse hat.

Im Logikzweig wird in einem Diskriminator entschieden, ob der Puls hoch genug ist, um von einem wirklichen Ereignis zu stammen. Wenn ja, triggert der Diskriminator, d.h. er produziert einen NIM<sup>2</sup>-Normpuls von mindestens -0,8 V, der einer logischen 1 entspricht. Als Diskriminator für die Photomultiplier-Signale wird der Constant-Fraction-Diskriminator D14 des Physikalischen Instituts eingesetzt. Bei solch einem Diskriminator wird der logische Puls zum Zeitpunkt des maximalen Analog-Pulses ausgelöst, die Anstiegszeit und -höhe des Analog-Pulses haben keinen Einfluß darauf, wann der Puls ausgelöst wird. Bei üblichen Diskriminatoren wird der Logik-Puls ausgelöst, sobald der Analogpuls die Triggerschwelle überschreitet, d.h. bei gleicher Pulslänge werden hohe Pulse zu einem früheren Zeitpunkt einen Logik-Puls auslesen als niedrige: Zeitmessungen hängen also von der Pulshöhe ab. Bei Constant-Fraction-Diskriminatoren ist diese Abhängigkeit nicht vorhanden. Der D14 ist über CAMAC steuerbar, d.h. Triggerschwelle und Pulsdauer sind gut reproduzierbar. Die Diskriminator-Signale durchlaufen die L165, ein logisches Gatter, das durchschaltet, sollten mehr als 2 Diskriminatoren angesprochen haben. Dieses Gatter wurde auf einen Lattice<sup>®</sup>-Chip programmiert, was eine Erweiterung der Koinzidenz-Bedingung auf drei oder mehr Signale jederzeit möglich macht. Es genügt eine Koinzidenzzeit von weniger als 5 ns, damit zwei Signale als gleichzeitig erkannt werden, die Verarbeitungszeit beträgt 26 ns (Abb.5.4).

Ein logisches OR (OR1) zwischen beiden Detektoren bestimmt, ob einer der beiden Detektoren angesprochen hat. Die Ereignisse werden in einem Scaler, dem durch Computer auslesbaren Zähler CAEN<sup>®</sup> C257, gezählt. Im Idealfall, d.h. ohne kritische Totzeitverluste, ist die Ereignisrate die Anzahl der wirklich gezählten Elektronen und Protonen. In der Realität werden jedoch immer Ereignisse verloren gehen, während der Computer ein Ereignis ausliest. Mit Hilfe der Ereignisrate kann man die Größe der Verluste bestimmen und darauf korrigieren.

Hat nun z.B. Detektor 1 ein Ereignis gesehen (oberer Teil des Schaltplans 5.3), so wird an zwei AND-Bausteinen entschieden, ob dieses Ereignis als Elektron oder als Proton zu werten ist: Mit OR2 wird festgestellt, daß es ein Elektronen-Ereignis gab. Es wird am Gate-Generator GG1 ein Gate ausgelöst, das den Elektronenzweig sperrt und den Protonenzweig öffnet (siehe Diagramm 5.5). Wurde ein Proton detektiert, so wird diese Gate gestoppt.

Der von uns benutzte Gate-Generator hat auch die Fähigkeit, einen kurzen Puls nach einem Delay in der Länge des Gates zu produzieren. Mit diesem Puls wird, sollte kein Proton detektiert worden sein, am Ende das Gate für die Protonen-ADCs ausgelöst, um damit die Triggerfunktion besser bestimmen zu können. Ein Inhibit an OR 4 verhindert, daß dieses künstliche Signal ein weiteres Gate auslöst, wenn ein echtes Proton detektiert wurde.

Nach dem Elektronen-Signal bekommen die Elektronen-ADCs ihr Gate und die Zeit-

---

<sup>2</sup>Nuclear Instrument Modules

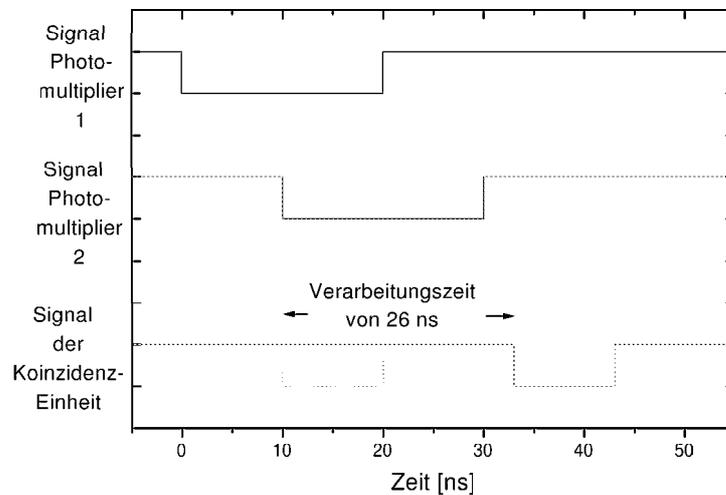


Abbildung 5.4: Der Signalverlauf am logischen Gatters, Länge der Diskriminatorpulse 20 ns. Die wirkliche Überschneidung der Detektor-Pulse ist gestrichelt gezeichnet, durch die Verarbeitungszeit erscheint es aber später

messung zwischen Elektron und Proton wird in einem Time-to-Digital-Converter (TDC) LeCroy<sup>®</sup> 2228 gestartet. Die Elektronik wartet auf das Protonen-Signal.

Ist ein Ereignis als Elektron erkannt worden, so erfolgt die oben beschriebene Untersuchung der Rückstreuung.

Sieht einer der beiden Detektoren in den nächsten 26  $\mu\text{s}$  ein Ereignis, wird über OR3 das Ereignis gezählt, der TDC gestoppt und das Gate für den Protonen-ADC aktiviert. Der Protonenzweig wird gesperrt, in dem das Gate an „AND p“ beendet wird.

Die zur Verarbeitung des Elektronen-Signals verwandten Fan-Outs LeCroy<sup>®</sup> LC622 besitzen einen eingebauten Inhibitschalter, der durch ein Inhibitsignal von außen aktiviert wird und alle anderen einkommenden Pulse zurückweist. Dieses Inhibit wird im Gate-Generator 3 ausgelöst. Gestoppt wird dieses Gate vom Output-Register SEN<sup>®</sup> OutR 2088, das vom Computer über CAMAC gesteuert wird. Das Inhibit endet, wenn der Computer die Verarbeitung der Pulse abgeschlossen hat, die Elektronik ist wieder freigegeben.

Zum Zeitpunkt dieser Arbeit reagiert der Computer auf das Elektronen-Signal: die ADCs senden, wenn die interne Verarbeitung abgeschlossen ist, ein Look-At-Me (LAM) an den Controller, das einen Interrupt auslöst. In der Interrupt-Routine liest der Computer die Informationen des Crates aus. Rein rechnerisch sollten bei der Dauer von 1,6  $\mu\text{s}$  pro CAMAC-Zyklus und insgesamt 14 Zugriffen vor Auslese der Protonen-ADCs die Daten in diesen bereit sein. Mit dieser Vorgehensweise wird die Totzeit minimiert, da die Elektronen-Energie ausgelesen wird, solange noch auf das Proton gewartet wird. Falls es doch Zeitprobleme geben sollte, können wir auch auf das Protonen-Gate triggern, da dieses ja immer ausgelöst wird.

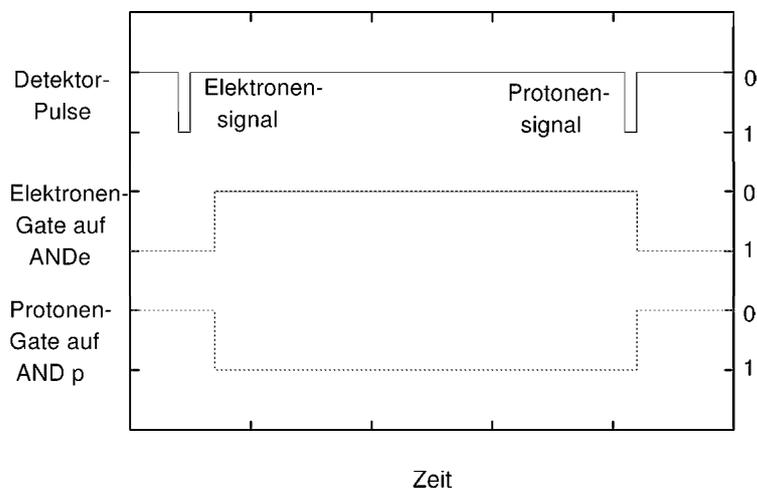


Abbildung 5.5: Verlaufsdiagramm an AND e und AND p

Der Scaler wird zur Bestimmung der Meßdauer und einiger Ereignis-Raten benutzt. Er zählt alle Pulse, die er als logisch 1 erkennt, solange nicht das interne CAMAC-Inhibit gesetzt ist, und kann mit dem Computer ausgelesen und auf Null gesetzt werden. Die ausgelesenen Daten sind:

- Zahl der detektierten Elektronen,
- Meßzeit,
- Bereitzeit,
- Zahl der Ereignisse,
- Neutronenfluß,
- Zahl der detektierten Protonen,
- Totzeit.

Die Clock L66 liefert einen 1MHz-Rechteck-Puls, der von einem Diskriminator in kurze NIM-Pulse mit einer Frequenz von ebenfalls 1 MHz umgewandelt wird. Dieses Signal liefert die Meßzeit. Ein weiteres dieser Signale wird mit dem invertierten Inhibitsignal in einem AND-Glied verglichen. Ist das Inhibit nicht gesetzt, dann ist die Elektronik bereit, das AND-Glied offen und die Bereitzeit wird gezählt. Ein anderes AND-Glied hat ebenfalls als einen Eingang das 1MHz-Signal, als anderen jedoch das Inhibitsignal, d.h. dieses AND liefert die Totzeit. Ein Zählrohr in der Experimentierzone liefert den Neutronenfluß, was bei den selten auftretenden Flußschwankungen oder z.B. Streiks die Eliminierung der betroffenen Meßreihe ermöglicht.

### 5.3 Datenauslese mit Computern

Physiker sind heutzutage darauf angewiesen, Peripherie-Geräte mit Computern auszulesen und zu steuern. Es stehen mehrere modulare Systeme zur Verfügung, die alle interrupt-fähig sind. Die einzelnen Module werden über Crates angesteuert. Die Systemauswahl hängt von gewünschten Modulen, vorhandenen Ressourcen und den monetären Möglichkeiten ab. Im folgenden werden die beiden gebräuchlichsten Systeme, CAMAC und VME, vorgestellt.

#### CAMAC

CAMAC steht für „Computer aided Measurement and Control“. Der CAMAC-Standard wurde in den 70er Jahren eingeführt. CAMAC erlaubt bis zu 24 Bit lange Zugriffe. Die Auswahl an CAMAC-Modulen ist sehr groß, sie zeichnen sich durch eine Lebensdauer von Jahrzehnten aus. Ein Crate beherbergt bis zu 23 Module, mehrere Crates lassen sich in Branches schalten, die von einem Branch-Driver kontrolliert werden.

Ein Nachteil von CAMAC ist die relativ kleine Übertragungsrate von 3 Mbyte/s. CAMAC hat einen festen Übertragungszyklus. Mit zwei sogenannten Strobe-Signalen S1 und S2 werden Lese- und Schreib-Operationen auf den Read- und Write-Bussen synchronisiert. Die Zeit von Beginn des CAMAC-Zyklus bis zur negativen S1-Flanke ist im CAMAC-Standard auf 400 ns festgelegt. Dies ermöglicht Kompatibilität mit den ältesten Modulen, verhindert aber, daß neue Module möglicherweise schneller ausgelesen werden können.

Der von uns benutzte Crate-Controller CC32 der Firma Wiener<sup>©</sup> spiegelt das Crate direkt in den Speicher: Aus Modulnummer, Adresse auf dem Modul und gewünschter Funktion wird eine Speicheradresse gebildet, auf die direkt zugegriffen wird. Der Zugriff mittels dieser Methode ist schneller als ein Zugriff auf einen Computerein-/ausgang, typische Zugriffszeiten liegen laut Datenblatt und Messungen bei 1,6  $\mu$ s je 24-Bit-Zugriff. Es existiert auch die Möglichkeit des Cycle-Tuning, bei dem die Zeit bis zum S1-Signal für jedes Modul individuell auf bis zu 200 ns verkürzt werden kann, was die Zugriffszeiten um 12 % verringert. Diese Option wird in der Erprobungsphase des Detektors überprüft werden.

Für schnellere Zugriffszeiten bei gleicher Robustheit des Systems wird seit einigen Jahren FAST-CAMAC entwickelt, bei dem man Zugriffsraten von bis zu 60 Mbyte/s erreichen kann. Jedoch sind für diesen Standard erst sehr wenige Module auf dem Markt, die Entwicklung der entsprechenden Technik ist noch nicht ausgereift.

#### VME

VME steht für Versa Module Eurocard und wurde 1981 von einigen führenden Elektronik-Herstellern eingeführt. Mit VME lassen sich Daten bis zu einer Größe von 32 Bit übertragen, in neueren Versionen bis zu 64 Bit. Es existiert eine große Auswahl an Modulen. Auch VME spiegelt die Module direkt in den Computerspeicher. Die Besonderheiten von VME sind eine hohe Übertragungsrate von 20 Mbyte/s und seine Multi-Processing-Fähigkeit. Diese Vorzüge bringen natürlich auch Nachteile mit sich. Die hohen Übertragungsraten werden durch asynchronen Datenzugriff erreicht : Im Gegensatz zu CAMAC, dessen Zu-

griffszyklen einer festen Uhr folgen und für jedes Modul gleich sind, benutzt VME einen Handshake-Modus, der die individuelle Geschwindigkeit jedes einzelnen Moduls berücksichtigt. Die Daten-Busse werden dadurch jedoch rauschempfindlicher: Bei CAMAC kann nur während eines Zyklus ein LAM-Signal durch rauschen auf der LAM-Leitung erzeugt werden, bei VME ist dies während der ganzen Meßzeit möglich. Zufriedenstellend arbeitet VME nur bei 20° bis 22°.

VME besitzt eine Master/Slave-Architektur, mehrere Module können als Master verlangen, abgearbeitet zu werden, also einen Interrupt setzen und Daten von und nach Slave-Modulen transferieren. Diese Multi-Processing-Fähigkeit macht Abläufe in VME erst so schnell, wie sie sind. PERKEO reagiert immer nur auf ein Ereignis, hat also nur einen Master. Die hohen Übertragungsraten von 20 Mbyte/s im Master/Slave-Modus sind bei uns schwer zu erreichen.

Auch bei VME bestehen Erneuerungsbestrebungen, die sich jedoch ebenfalls noch in den Anfängen befinden.

## Fazit

Das Entwicklungspotential sowohl bei CAMAC als auch bei VME ist sehr groß, da beide Normen über 20 Jahre alt sind. Die Einführung neuer Normen mit weltweiter Akzeptanz ist jedoch noch nicht gelungen. Das CAMAC-System scheint für unsere Gruppe zur Zeit das Beste zu sein:

- es ist langlebig und auch mechanisch unempfindlich,
- rauschunempfindlicher als VME,
- durch die konstanten Zugriffs-Zeiten läßt sich die Totzeit pro Interrupt genau bestimmen, ohne aufwendige Tests zu machen,
- die Module sind im Schnitt preisgünstiger.

Hält der FAST-CAMAC-Standard, was er verspricht, können wir zu diesem wechseln und Modul für Modul austauschen, um Erfahrung zu sammeln. Der von uns benutzte Crate-Controller besitzt schon die Option für den FAST-CAMAC Level 1, der Datentransfers von 7,5 Mbyte/s ermöglicht, was viermal schneller als im normalen CAMAC-Modus ist. Der Hauptteil der Totzeit in unserer Interrupt-Routine ist durch die 24 Zugriffe auf die ADCs bedingt. Könnten wir nur diese Module gegen Fast-CAMAC austauschen, so würde sich unsere Totzeit um ca. 30 % verringern.

## 5.4 MOPS

MOPS, Measurement Operating Program System, ist das Ausleseprogramm für das PERKEO-Experiment. Mit ihm lassen sich

- die Motoren von Shuttern und Eichkarussells steuern ,

- die Temperatur an mehreren Punkten des Experiments, unter anderem an Elektronik und Photomultipliern, messen,
- die Hochspannungsversorgung regeln,
- Meßprogramme auswählen, die mit Schlüsselwörtern modifiziert werden können,
- und die Spektren der Photomultiplier und TDCs graphisch darstellen.

Da für den Crate-Controller CC32 noch kein Linux-Treiber zur Verfügung stand, wurde MOPS wie in den Vorgängerversionen in DOS implementiert. Das brachte Probleme mit der Speicherung der Daten mit sich, da DOS nur 64 kByte Arbeitsspeicher freigibt. Da wir für jeden Photomultiplier ein 2048 Zeilen, also insgesamt 4 kByte großes Spektrum anlegen, ist dies bei weitem nicht ausreichend. Das Ablegen der Daten muß also im Erweiterungsspeicher, der EMM, stattfinden. C bietet glücklicherweise spezielle Befehls-Pakete für solche Anwendungen. Dieses Problem legt natürlich nahe, beim nächsten Mal Linux als Betriebssystem zu verwenden.

Die MOPS-Tasks bestimmen, ob und welche Interrupt-Routine abgearbeitet wird. Sie lassen sich im laufenden Programm mit Schlüsselwörtern modifizieren, die z.B. die Shutter schließen oder den Spinflipper schalten.

Zur endgültigen Datenspeicherung gibt es 2 Optionen: „Event“ und „File“. Im Event-Mode werden bei jedem Ereignis alle Daten in den Erweiterungsspeicher geschrieben, um dann nach Ende der Meßzeit für diese Task binär in einem File gespeichert zu werden. Der File-Modus dient dazu, die Spektren, die bei der Messung aufgenommen wurden, als ASCII-File zu speichern. In einem Log-File werden die Filenamen, die Meßbedingungen und die mit dem Scaler ermittelten Zählraten festgehalten.

Anhand der Task 5, die zum Messen der von uns gesuchten Elektronen-Protonen-Koinzidenz dient, wird nun der typische Ablauf einer solchen Task vorgestellt. Zuerst werden die Rahmenbedingungen wie Stellung der Shutter und des Eichkarussells festgelegt. Dann wird das CAMAC-Crate initialisiert, d.h. alle Module werden auf ihre Anfangswerte gesetzt und die Interrupt-Flipflops im ADC und Crate-Controller aktiviert. Der Interrupt-Handler im PC wird angewiesen, auf den dem CAMAC-Crate gehörenden Interrupt Nummer 10 zu achten. Sollte dieser Interrupt ausgelöst werden, so wird die Interrupt-Routine zur Datenauslese ausgeführt (siehe Diagramm 5.6).

Zuerst werden die Latches für jeden einzelnen Photomultiplier ausgelesen und gelöscht, um sie für das Protonen-Ereignis freizumachen. Dann werden die Elektronen-ADCs ausgelesen. Alle Elektronen-ADCs bekommen das Gate zur selben Zeit, egal welcher Detektor angesprochen hat, um auch die Energie der Rückstreu-Elektronen anzusammeln. Danach wird der TDC, der die Zeit der Elektronen-Rückstreuung enthält, ausgelesen. Es folgt die Auslese der Protonen-ADCs. Die Photomultiplier-Latches werden wieder ausgelesen und jetzt auch das Latch, das das Event-Pattern enthält. Das Event-Pattern beschreibt, welche Seite des Spektrometers Elektron und Proton gesehen hat und ob es Rückstreuung gab. Je nach Struktur des Events werden am Ende der Interrupt-Routine die Energien in die einzelnen Spektren eingeordnet (siehe Anhang B). Dann wird der TDC, der die Zeit zwischen

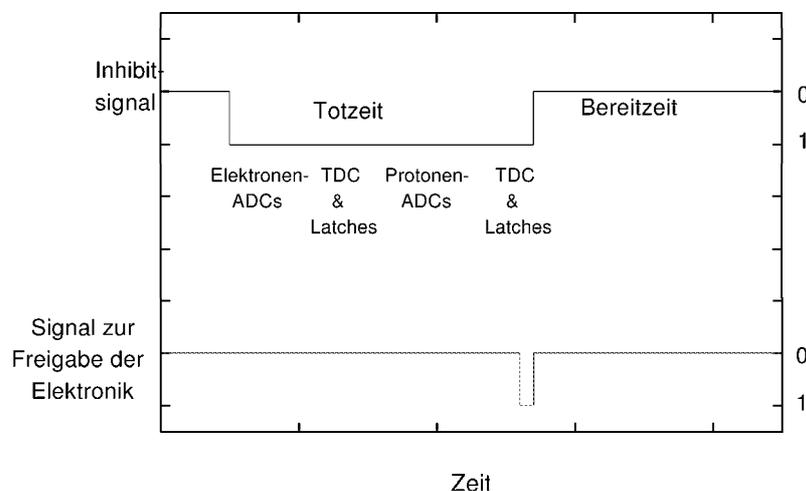


Abbildung 5.6: Ablauf der Interrupt-Routine zur Messung von B

Elektron und Proton mißt, abgefragt.

Schreiben wir Event-Mode-Daten, so werden sie nun in der EMM abgelegt. Es folgt die Analyse des Ereignisses über das Event-Pattern. Für jedes Muster wird eine eigene Variable hochgezählt, und je nach Muster werden die Energien in einzelnen Spektren in der EMM gespeichert. Zum Schluß werden sämtliche Module wieder auf den Anfangszustand gesetzt und über das Output-Register der Inhibit beendet. Die Elektronik und der Computer sind bereit für das nächste Ereignis.

Nach Ende der vom Experimentator einzustellenden Meßzeit wird das Crate für Interrupts gesperrt. Wurde die Option ‚Flip‘ gewählt, so wird nun der Spinflipper angeschaltet, indem über das Output-Register ein Relais geschaltet wird, der Meßzyklus wiederholt sich.

Nach jedem Meßzyklus wird der Scaler ausgelesen und seine Meßwerte auf dem Bildschirm ausgegeben. Die Daten werden je nach Spezifikation aus der EMM in Dateien auf der Festplatte geschrieben. Datensicherheit für die spätere Auswertung wird einmal am Tag mittels Tape und CD-ROMs sichergestellt.

MOPS dient auch zur Vereinfachung bestimmter Regelaufgaben wie z.B. dem Drehen des Eichkarussells. Am Eichkarussell befindet sich ein Drehpotentiometer, so daß man die Stellung des Karussells anhand des Widerstands bestimmen kann. Da die Schrittmotoren leider nicht hundertprozentig zuverlässig sind, wird also nach jeder Bewegung der Widerstand des Potentiometers gemessen: Eine Konstantstromquelle schickt einen bekannten Strom durch den gesamten Widerstand, während ein ADC die abfallende Spannung und somit den Winkel des Karussells mißt. So können Fehlmessungen vermieden werden. Das Meßsystem verfügt auch noch über Temperatursensoren an Detektor und Elektronik, da diese temperaturempfindlich sind. Es ist geplant, die Hochspannung der Photomultiplier über einen Digital/Analog-Wandler zu regeln und Ausschläge der Hochspannung im Magneten auf

einem x-y-Schreiber festzuhalten. Je nach Verfügbarkeit wird hinter dem Beamstop mit einem Polarisator und einem Neutronendetektor die Spin-Flip-Ratio gemessen.

MOPS besitzt einen Queue-Modus, in dem einzelne Tasks festgelegt und in einer Reihe abgearbeitet werden. Diese Queue kann in einer Schleife immer wieder durchlaufen werden. Die Messung ist also bis auf die Versorgung unseres Magneten mit flüssigem Helium und Stickstoff und Probleme in einem der vielen Teile unseres Spektrometers weitgehend automatisiert.

# Kapitel 6

## Ausblick

### Diese Messung

Der experimentelle Aufbau von PERKEO ist so gut wie abgeschlossen. Die Einrichtung des Spektrometers auf dem Neutronenstrahl läßt sich mit großer Genauigkeit durchführen, die Korrektur durch den Spiegeleffekt wird nicht größer sein als bei der A-Messung.

Der  $\gamma$ -Untergrund ließ sich schon mit provisorischen Methoden gut abschirmen. Wir rechnen mit einer Untergrundzählrate durch diese Quelle von nicht mehr als 20 Hz. Ein noch ungelöstes und unter reellen Bedingungen nicht untersuchtes Problem ist der Untergrund durch die Hochspannung. Messungen am Ende dieser Strahlzeit werden über das Signal-Untergrund-Verhältnis Aufschluß geben. Diesem Problem gilt unsere Hauptsorge.

Auch nicht gelöst ist die technische Handhabung der Gitter zur Erdung des Neutronenstrahls. Diese Gitter müssen von uns in Handarbeit aufgezogen werden. Kohlenstoff-Fäden sind sehr dünn und brüchig, ist ihre Verarbeitung nicht möglich, muß wieder zu Gold-Fäden übergegangen werden, an denen Elektronen jedoch eher wieder zurückgestreut werden als an Kohlenstoff. Die Empfindlichkeit der Gitter und Kohlenstoff-Folien wird die Justierung im Spektrometer erschweren. Jedoch sind wir zuversichtlich, mit genügender Sorgfalt diese Problem meistern zu können.

Auf der Seite der Datenauslese sind, soweit überprüfbar, alle Probleme gelöst. In Feinheiten muß MOPS zwar noch überarbeitet werden, dies betrifft jedoch vor allem die Ansteuerung von Peripherie-Geräten wie Motoren und Temperatur-Sonden. Ein Schwachpunkt ist das Alter vieler Module. Ausfälle von CAMAC-Crates haben uns schon viel Zeit gekostet, und die finanzielle Ausstattung erlaubt es nicht, für ein Großteil der Module vorsorglich Ersatz zu beschaffen.

Das Spektrometer PERKEO hat jedoch, sind alle Probleme gelöst, gute Chancen, B sehr genau zu messen. Um statistisch nicht limitiert zu sein, genügt eine Meßzeit von 4 Tagen. Zur Ermittlung systematischer Effekte lassen sich die Hochspannungen der Kohlenstoff-Folien verändern, verschiedene Foliendicken werden erprobt werden. Mit mindestens 50 Tagen Strahlzeit im nächsten Jahr sollte man die Systematik sehr gut untersuchen können. Ist noch Strahlzeit verfügbar, können die Effekte von Radio-Frequenz-Spinflippem untersucht werden, um in einer nächsten PERKEO-Messung berücksichtigt zu werden.

### Weitere Zukunft

Legt man die Gitter auf positive Spannungen, lassen sich Energieschnitte für die Protonen machen.  $a$  ist ein guter Indikator für  $\lambda$ , aber die Protonen-Energie muß bekannt sein. Ist die Methode der Energieschnitte mit Gegenfeldern genau genug, so läßt sich der Koeffizient  $a$  messen, der zuletzt vor mehr als 20 Jahren bestimmt wurde.

Ist  $B$  genau genug bestimmbar, lassen sich auch Terme höherer Ordnung wie der schwache Magnetismus im  $\beta$ -Zerfall bestimmen. Darauf soll hier jedoch nicht näher eingegangen werden.

# Anhang A

## Berechnung der Polarisation

Im Prinzip muß man, um die Polarisation genau zu berechnen, die Analysatorstärke des Pferdes messen. Dies erfordert jedoch 32 Messungen. Da die Polarisationsmessung am Ende unseres Experiments wiederholt wird, haben wir auf diese Messungen verzichtet und die Analysatorstärke in guter Näherung mit 1 angenommen. Durch Schaltung der beiden Spinflipper  $S_1$  und  $S_2$  mit den Effizienzen  $f_1$  und  $f_2$  ergeben sich folgende vier Zählraten:

$$C_0 = N_p, \quad \text{kein Spinflipper geschaltet} \quad (\text{A.1})$$

$$C_1 = f_1 N_u + (1 - f_1) N_p, \quad \text{Spinflipper 1 geschaltet} \quad (\text{A.2})$$

$$C_2 = f_2 N_u + (1 - f_2) N_p, \quad \text{Spinflipper 2 geschaltet} \quad (\text{A.3})$$

$$C_3 = f_1 f_2 N_p + (1 - f_1)(1 - f_2) N_p + f_1(1 - f_2) N_u + (1 - f_1) f_2 N_u \quad \text{beide Spinflipper geschaltet} \quad (\text{A.4})$$

$N_p$  ist die Anzahl der polarisierten Neutronen nach dem Polarisator,  $N_u$  die Anzahl der Neutronen mit der falschen Spinrichtung. Mit diesen vier Gleichungen kann man die Polarisation

$$P = \frac{N_p - N_u}{N_p + N_u} \quad (\text{A.5})$$

zu

$$P = \frac{(N_p - C_1)(N_p - C_2)}{(N_p C_3 - C_1 C_2)} \quad (\text{A.6})$$

berechnen. Die Spinflip-Effizienz  $f_1$  ist damit

$$f_1 = \frac{1}{2} \left( \frac{C_3 - C_1}{N_p - C_2} + 1 \right) \quad (\text{A.7})$$

Die Fehler ergeben sich als:

$$\begin{aligned} \Delta P = & ((N_p - C_1)(N_p - C_2))^{-2} \left[ (N_p - C_1)^2 (N_p - C_2)^2 N_p^2 \Delta C_3^2 \right. \\ & + (C_2 N_p^2 + C_2 C_3 N_p - N_p^2 C_3 - C_2^2 N_p)^2 \Delta C_1^2 \\ & \left. + (C_1 N_p^2 + C_1 C_3 N_p - N_p^2 C_3 - C_1^2 N_p)^2 \Delta C_2^2 \right] \end{aligned}$$

$$+ \left( C_3 N_p^2 - C_1 C_2 C_3 - 2 N_p C_1 C_3 - C_1 C_2^2 + C_1^2 C_2 \right)^2 \Delta N_p^2 \Big]^{1/2} \quad (\text{A.8})$$

und

$$\Delta f_1 = \frac{1}{2(N_p - C_2)} \sqrt{\Delta C_1^2 + \Delta C_3^2 + (\Delta C_2^2 + \Delta N_p^2) (f_1 - 1)^2} \quad (\text{A.9})$$

Berechnet man wie wir die mit dem TOF-Spektrum gewichtete Polarisation, also die mittlere Polarisation über einen großen Wellenlängenbereich, erhalten wir eine bessere Statistik. Da wir über die Inhalte aller Kanäle des MCA summieren, ist unser statistischer Fehler nicht mehr von den einzelnen Zählraten abhängig, sondern von deren Summe:

$$\bar{P} = \frac{\sum_{\lambda} P(\lambda) TOF(\lambda)}{\sum_{\lambda} TOF(\lambda)}, \Delta \bar{P} \simeq \Delta P_{min}(\lambda) \frac{\sum_{\lambda} TOF(\lambda)^2}{\left( \sum_{\lambda} TOF(\lambda) \right)^2} \leq \Delta P_{min} \quad (\text{A.10})$$

Dies gilt ebenso für die Spinflip-Effizienz. Der statistische Fehler ist somit bei uns nicht mehr der limitierende Faktor.

# Anhang B

## Datenspeicherung in MOPS

In MOPS wird zu jedem Photomultiplier ein Elektronen- und ein Protonen-Spektrum angelegt, dazu je nach Event-Pattern die Energie aller Photomultiplier aufsummiert und in ein Summenspektrum geschrieben. Diese Spektren befinden sich alle in der EMM, der Extended Memory. Das Eventpattern wird als binäre Zahl aus einem Latch ausgelesen. Die einzelnen Bits haben folgende Bedeutung:

Bit	Ereignis
1	Elektron auf Detektor 1
2	Elektron auf Detektor 2
3	Elektron zuerst auf Detektor 1
4	Elektron zuerst auf Detektor 2
5	Proton auf Detektor 1
6	Proton auf Detektor 2

Die Bits, die anzeigen, auf welchem Detektor das Elektron zuerst auftraf, werden auch geschaltet, wenn das Elektron nicht zurückgestreut wurde. Elektronen-Rückstreu-Ereignisse sind dadurch gekennzeichnet, daß sowohl Bit 1 als auch Bit 2 geschaltet sind. Die rückgestreuten Elektronen deponieren nicht ihre ganze Energie in *einem* Szintillator. Deswegen wird bei Rückstreuung die Energie der Photomultiplier nicht in den einzelnen Spektren abgelegt, sondern nur die Summe in ein Summenspektrum geschrieben, um die Photomultiplier-Spektren für Elektronen nicht zu verfälschen.

Das Event-Pattern jedes Ereignisses wird mit vorgegebenen Mustern verglichen, um zu entscheiden, ob die Energien der einzelnen Photomultiplier in ihre Spektren geschrieben werden, in welches Spektrum die Gesamtenergien für Elektronen und Protonen gehören und es wird ein für dieses Event-Pattern bestimmter Zähler hochgesetzt (Tabelle B). Diese Spektren werden auch in Dateien gespeichert.

Pattern	Bedeutung	Zähler-Nr.	Spektren
0x5	Elektron auf Detektor 1, keine Protonen	1	Photomultiplier-Spektren für Elektronen und Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[0]
0xA	Elektron auf Detektor 2, keine Protonen	2	Photomultiplier-Spektren für Elektronen und Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[1]
0x7	Elektron von Detektor 1 zurückgestreut, keine Protonen	3	Photomultiplier-Spektren nur für Protonen Elektronen-Summe in sumspec[0]
0xB	Elektron von Detektor 2 zurückgestreut, keine Protonen	4	Photomultiplier-Spektren nur für Protonen Elektronen-Summe in sumspec[1]
0x15	Elektron auf Detektor 1, Proton auf Detektor 1	6	Photomultiplier-Spektren für Elektronen und Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[2] Protonen-Summe in sumspec[3]
0x25	Elektron auf Detektor 1, Proton auf Detektor 2	7	Photomultiplier-Spektren für Elektronen und Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[2] Protonen-Summe in sumspec[4]
0x1A	Elektron auf Detektor 2, Proton auf Detektor 1	8	Photomultiplier-Spektren für Elektronen und Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[5] Protonen-Summe in sumspec[6]
0x2A	Elektron auf Detektor 2, Proton auf Detektor 2	9	Photomultiplier-Spektren für Elektronen und Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[5] Protonen-Summe in sumspec[7]
0x17	Elektron von Detektor 1, zurückgestreut Proton auf Detektor 1	10	Photomultiplier-Spektren nur für Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[2] Protonen-Summe in sumspec[3]
0x27	Elektron von Detektor 1, zurückgestreut Proton auf Detektor 2	11	Photomultiplier-Spektren nur für Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[2] Protonen-Summe in sumspec[4]
0x1B	Elektron von Detektor 2, zurückgestreut Proton auf Detektor 1	12	Photomultiplier-Spektren nur für Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[5] Protonen-Summe in sumspec[6]
0x2B	Elektron von Detektor 2, zurückgestreut Proton auf Detektor 2	13	Photomultiplier-Spektren nur für Protonen, Elektronen-Summe in sumspec[5] Protonen-Summe in sumspec[7]

Zur genaueren Auswertung werden im Event-Mode bei jedem Ereignis alle gemessenen Daten in ein Array geschrieben, das am Ende der Meßzeit in einer binären Datei gespeichert wird. Folgende Daten werden geschrieben:

- in einer Schleife die Energie jedes Photomultipliers, erst Elektronen und Protonen auf Detektor 1, dann Elektronen und Protonen auf Detektor 2. Die Photomultiplier sind auf jedem Detektor von 1 bis 6 nummeriert, zuerst werden also die Energien der Photomultiplier 1 beider Seiten abgelegt, dann kommen die Photomultiplier 2 usw.,
- der Eventlatch,
- die Photomultiplier-Latches für Elektronen- und Protonen-Signal, in denen steht, welche Photomultiplier angesprochen haben,
- die Flugzeit der Elektronenrückstreuung,
- die Zeit zwischen Elektron und Proton,
- der Zustand des Spinflippers: 0 entspricht aus, 1 entspricht an.

Wir erwarten eine Datenmenge im Bereich von 1 Gbyte am Tag, die auf CD-ROMs und Tape gespeichert werden wird.

# Literaturverzeichnis

- [Abe98] H. Abele, *Meßgrößen des Neutronenzerfalls und das Standardmodell der Teilchenphysik*, Habilitationsschrift, Universität Heidelberg (1998)
- [Ast97] M. Astruc Hoffman, *Ein Präzisionsexperiment zur Bestimmung der  $\beta$ -Asymmetrie*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1997)
- [Bra00] B. Brand, *Ein Detektor für die Messung der Neutrinoasymmetrie beim Zerfall freier Neutronen*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000)
- [Hei95] W. Heil *et al.*, *Very long nuclear relaxation times of spin polarized Helium 3 in metal coated cells*, Phys. Letters A, 201 (1995) 337
- [Høg00] P. Høghøj *et al.*, *Neutron wavelength cut-off filter*, Nuclear Instruments and Methods B, 160 (2000) 431
- [JTW57] J. D. Jackson, S. B. Treiman und H. Wyld Jr., *Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta decay*, Phys. Rev., 106 (3), (1957) 517.
- [Kel00] T. Keller *et al.*, *The polarized neutron small-angle scattering instrument at BENSC Berlin*, Nuclear Instruments and Methods A, 451 (2000) 474
- [Kre02] M. B. Kreuz, Dissertation, in Vorbereitung
- [Nes00] V. Neshvizhevsky, *persönliche Mitteilung*
- [PDG00] Web-Site der *Particle Data Group*: <http://pdg.lbl.gov>., November 2000
- [Pl00] C. Plonka, *Verbesserung der Lichtkopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000)
- [Rei99] J. Reich, *Angular Correlations in Polarized Neutron Decay*, Inaugural-Dissertation, Universität Heidelberg (1999)
- [Sch89] O. Schärpf, *Properties of beam bender type Neutron Polarizers using Supermirrors* Physica B 156 & 157 (1989) 639
- [Wu57] C. S. Wu *et al.*, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay* Phys. Rev. 105 (1957) 1413

**Erklärung:**

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

Heidelberg, den