

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Markus Brehm

aus Heidelberg

Januar 2003

Verbesserung eines
Neutronenexperiments zur
Bestimmung des
Quarkmischungsmatrixelements V_{ud}

Die Diplomarbeit wurde von
Markus Brehm
ausgeführt am
PHYSIKALISCHEN INSTITUT
HEIDELBERG
unter der Betreuung von
Herrn Priv. Doz. Dr. Hartmut Abele.

Zusammenfassung

Verbesserung eines Neutronenexperiments zur Bestimmung des Quarkmischungsmatrixelements V_{ud}

V_{ud} , das erste Element der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Quarkmischungsmatrix wurde im Perkeo-Experiment, einem Zerfallsexperiment mit polarisierten Neutronen, bestimmt. Dabei wurde eine 3σ Abweichung vom Standardmodell gefunden. In dieser Arbeit werden Möglichkeiten vorgestellt, wie die Genauigkeit dieses Experiments um einen Faktor von mehr als 1,5 erhöht werden kann. Insbesondere wird eine neue Methode vorgestellt, wie man Neutronenpolarisationen von über 99,55% erreichen und diese mit einer Genauigkeit von einem halben Promille messen kann. Des weiteren wird eine Methode zur Untergrundbestimmung untersucht und ein neues System zur Detektoreichung vorgestellt. Schließlich wird die Portierung des Datenaufnahmesystems auf ein Linux-Echtzeit-Betriebssystem beschrieben.

Abstract

Improvement of a neutron experiment for the determination of the quark mixing matrix element V_{ud}

V_{ud} the first element of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa quark mixing matrix has been measured by the Perkeo experiment, a decay experiment using polarized neutrons. A 3σ deviation of the prediction of the standard model has been observed. In this work ways to improve the accuracy of the experiment by a factor of more than 1.5 will be presented. In particular a new method to reach more than 99,55% neutron polarization and a way to measure it to an accuracy of half a per mil will be introduced. Furthermore an approach for determining the background is analyzed and a new system for detector calibration is presented. Finally porting our data acquisition system to realtime Linux is described.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	(Neue) Physik und Neutronen (-zerfall)	4
2.1	Symmetrien	4
2.1.1	Links-Rechts-Symmetrie	5
2.1.2	CP-Symmetrie	6
2.1.3	Zeitumkehrsymmetrie	7
2.2	Quarkmischung	7
2.3	Der β -Zerfall des Neutrons	8
3	Messung von A und B mit PERKEO	9
3.1	Die Messungen von 1997 und 2001	9
3.1.1	Experimenteller Aufbau	9
3.1.2	Ergebnis für V_{ud}	11
3.2	Verbesserter Aufbau	13
4	Polarisation	14
4.1	Polarisation von Neutronen mit Superspiegeln	14
4.1.1	Reflexion von Neutronen an Wänden	14
4.1.2	Superspiegel	15
4.1.3	Superspiegel-Polarisatoren	15
4.1.4	Unzulänglichkeiten dieser Methode	16
4.1.5	Die Methode der gekreuzten Polarisatoren	17
4.2	Polarisation von Neutronen mit polarisiertem 3He	19
4.2.1	Quantitative Betrachtung	19
4.3	Methoden zur Umkehrung des Neutronenspins	22
4.3.1	Der Currentsheet-Spinflipper	22
4.3.2	Der Resonanz-Spinflipper	22
4.4	Polarisationsanalyse	23
4.4.1	Grundsätzlicher Aufbau	23
4.4.2	Formalismus	23
4.5	Test der Methode der gekreuzten Polarisatoren	26
4.5.1	Experimenteller Aufbau	26

4.5.2	Auswertung	27
4.5.3	Ergebnisse der Messung mit SM-Polarisatoren als Analysator	28
4.5.4	Ergebnisse der Messung mit einer ^3He -Zelle als Analysator	29
4.5.5	Vergleich der Messungen	31
4.5.6	Polarisation des Strahls	32
4.5.7	Flipeffizienzen	34
4.6	Folgerungen für eine Polarisationsmessung bei Perkeo	36
5	Untergrundbestimmung	37
5.1	Untergrundbestimmung bei der letzten Messung	37
5.2	Untergrundbestimmung mit einem gehopten Strahl	38
5.2.1	Verwendung eines einzelnen Choppers	38
5.2.2	Verwendung zweier Chopper	40
5.2.3	Abschätzung der benötigten Meßzeit	40
6	Detektorfunktion	43
6.1	Ein System zur Detektoreichung	43
6.1.1	Vorrichtung zum Abrastern des Detektors	44
6.2	Eigenschaften der verwendeten ADCs	44
6.2.1	Messung der (Gesamt-)Linearität	46
6.2.2	Messung der differentiellen Linearität	46
7	MOPS	52
7.1	Realtime Linux	52
7.2	Struktur des neuen MOPS	53
7.2.1	Das eigentliche MOPS	53
7.2.2	GRAMOPS	53
7.2.3	ROOTMOPS	54
7.2.4	Kommunikation in MOPS	54
7.3	Zeitverhalten	54
8	Zusammenfassung und Ausblick	57
A	Kanalbreitenverteilung der ADCs	59
A.1	Kanalbreitenverteilung bei 14-bit Auflösung	59
A.2	Kanalbreitenverteilung bei 11-bit Auflösung	60
	Literaturverzeichnis	62

Kapitel 1

Einleitung

“Is the unitarity of the quark-mixing CKM matrix violated in neutron β -decay?”, so lautete die Frage, die unsere Gruppe in einem Beitrag zu den Physical Review Letters stellte [Abe02].

Sie bezieht sich auf Messungen von Korrelationskoeffizienten im Zerfall freier Neutronen, die 1995, 1997, 2000 und 2001 am Institut Max von Laue - Paul Langevin (ILL) in Grenoble, Frankreich von unserer Gruppe des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg durchgeführt wurden.

In dem genannten Artikel berechnen wir aus dem gemessenen Korrelationskoeffizienten A zwischen Neutronenspin und Elektronenimpuls das Verhältnis von Axialvektor- zu Vektorkopplung g_A/g_V und erhalten bei Kombination mit dem Weltmittelwert für die Neutronenlebensdauer damit V_{ud} , das erste Element der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix. Kombiniert man diesen Wert wiederum mit den Werten von V_{us} und V_{ub} , den beiden anderen Koeffizienten der 1. Reihe der CKM-Matrix, so erhält man einen Test auf die Unitarität der Matrix.

Wir geben eine Abweichung von der Unitarität von 3σ an, wohingegen das Standardmodell die Unitarität fordert.

Um zu entscheiden, ob die Unitarität der CKM-Matrix wirklich verletzt ist, ist es notwendig, die Genauigkeit der A-Messung zu verbessern. Daß dies möglich ist, soll in dieser Arbeit gezeigt werden.

Kapitel 2 reist einige fundamentale Fragen an, zu deren Beantwortung Experimente mit Neutronen einen Beitrag leisten können. In Kapitel 3 wird dann die A-Messung von 1997 vorgestellt, die zu dem oben erwähnten Artikel führte. Die darauf folgenden Kapitel beschäftigen sich dann mit Maßnahmen zur Erhöhung der Meßgenauigkeit, wobei die in Kapitel 4 beschriebene Verbesserung zur Neutronenpolarisation die wichtigste ist.

Kapitel 2

(Neue) Physik und Neutronen (-zerfall)

In diesem Kapitel sollen einige fundamentale Fragen, zu deren Beantwortung Experimente mit Neutronen einen Beitrag liefern könnten, angesprochen werden. Hier wird nicht der Versuch unternommen, diese Fragen in der eigentlich notwendigen Tiefe anzugehen. Selbst auf eine Theorie des β -Zerfalls des Neutrons, wie man sie vielleicht in einer Diplomarbeit über den Neutronenzerfall erwarten würde, wird hier verzichtet. Sie findet sich in unterschiedlicher Ausführlichkeit in einer genügenden Anzahl von Diplom- (z.B. [Mund00]) und Doktorarbeiten (z.B. [Rei99]) sowie in verschiedenen Büchern (z.B. [Com83] oder [Wu66]). Eine über die in diesem Kapitel hinausgehende Darstellung fundamentaler physikalischer Fragen, die mit Experimenten bei kleinen Energien angegangen werden können, findet sich in [Dub99]. Daraus sind auch einige Aspekte der folgenden Zusammenstellung entnommen.

2.1 Symmetrien

Wichtige Erkenntnisse der neueren Physik (hier bedeutet „neuer“ das 20. Jahrhundert) hängen eng mit der Entdeckung von Symmetrien und Erhaltungssätzen zusammen. Genauso interessant und genauso wichtig wie Symmetrien ist aber deren Verletzung, die sogenannte Symmetriebrechung. Nur beide zusammen, Symmetrie und Symmetriebrechung, ergeben ein Bild der Wirklichkeit; nur wenn man weiter kommt in deren Verständnis kann man hoffen weiter zu kommen im Verständnis der Physik. Abbildung 2.1 illustriert Symmetrie und Symmetriebrechung.

Gerade hier ist der aktuelle Stand der gesicherten Physik unbefriedigend: Das Standardmodell der Teilchenphysik nimmt zwar Symmetrien und Symmetriebrechungen zur Kenntnis und beschreibt sehr zufriedenstellend deren Folgen, eine Erklärung für deren Ursachen hingegen bleibt es schuldig.

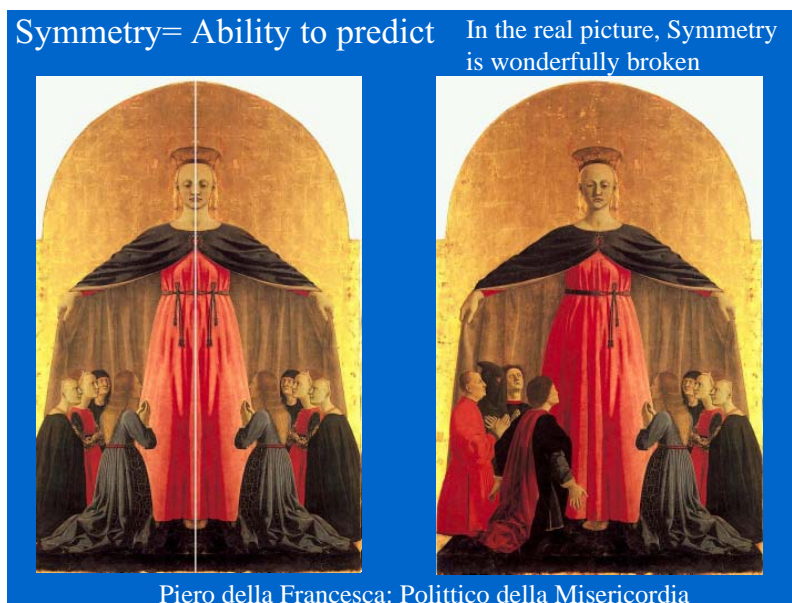


Abbildung 2.1: Symmetrie und Symmetriebrechung. Quelle: [Mai01]

2.1.1 Links-Rechts-Symmetrie

Eine der fundamentalen Symmetrien ist die Links-Rechts-Symmetrie: Die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung unterscheiden nicht zwischen rechts und links, nicht zwischen der Welt vor und hinter dem Spiegel. Und erst einmal scheint es auch überhaupt keinen Grund für eine solche Unterscheidung zu geben. Und doch macht die Natur eine solche Unterscheidung: Seit dem Wu-Experiment von 1957 [Wu57] ist bekannt, daß die schwache Wechselwirkung die Links-Rechts-Symmetrie, wie man sagt, maximal verletzt: Die Zerfallselektronen von polarisiertem ^{60}Co fliegen bevorzugt in eine Richtung entgegen zum Kernspin des Kobalts. Daß dies die Links-Rechts-Symmetrie (das ist die Parität) verletzt, sieht man leicht: Ist $P : x \mapsto -x$ die Paritätsoperation, die einen Ortsvektor in sein negatives überführt, so kehrt diese Operation auch den Impuls eines Teilchens um, läßt aber einen Drehimpuls (und damit einen Spin) nach $P\vec{l} = P(\vec{r} \times \vec{p}) = (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{l}$ konstant. Wendet man also eine Paritätsoperation auf das Wu-Experiment an, so müßte, wenn sich die Welt vor und nach der Paritätsoperation nicht unterscheidet, der Impuls des Zerfallselektron umgedreht werden, es also bevorzugt in die entgegengesetzte Richtung fliegen, wobei sich gleichzeitig der Kernspin des Kobalt nicht ändern würde. Dies ist ein Widerspruch, also kann man schließen, daß die Annahme der Links-Rechts-Symmetrie nicht zutrifft; die Parität ist verletzt. Mehr noch, nicht nur die Symmetriebrechung wurde beobachtet, es wurde festgestellt, daß diese Symmetriebrechung „maximal“ ist: Bis jetzt wurden nur linkshändige Leptonen und rechtshändige Antileptonen beobachtet. Hier (bei der schwachen Wechselwirkung) also absolut strenge Unterscheidung zwischen Links und Rechts, dort (starke und elektromagnetische Wechselwirkung) vollkommene

Gleichberechtigung. Das Standardmodell versucht hieran nichts zu erklären, es gibt einfach die bisherigen Erkenntnisse wider. Was bleibt ist eine Unbefriedigung. Und was kommt sind Modelle, die dieses Phänomen erklären zu suchen, wie z.B. links-rechts symmetrische Modelle. Diese Modelle gehen davon aus, daß es „linkshändige“ W_L -Bosonen (W -Bosonen sind die Überträger der schwachen Wechselwirkung; mit „linkshändig“ ist hier gemeint, daß sie den linkshändigen Anteil der Wechselwirkung übertragen) und „rechtshändige“ W_R -Bosonen gibt. Durch einen Prozeß der Symmetriebrechung (ähnlich dem Übergang vom Paramagnetismus zum Ferromagnetismus bei der Curie-Temperatur) übersteigt die Masse der W_R -Bosonen die der W_L -Bosonen. Dies würde erklären, warum W_L -Bosonen die schwache Wechselwirkung dominieren und bisher noch keine rechtshändigen Ströme beobachtet wurden. Ist die Hypothese der W_R -Bosonen aber richtig, so sollten solche rechtshändigen Ströme gefunden werden können: Physik jenseits des Standardmodells. Die Suche nach rechtshändigen Strömen ist ein aktuelles Gebiet der Physik: Ob direkte Beobachtung der Helizität der emittierten Elektronen bzw. Positronen in Kern- β -Zerfällen, Messung von Links-Rechts-Asymmetrien im β -Zerfall polarisierter Myonen oder Neutronen oder auch Suche nach dem neutrinolosen Doppel- β -Zerfall, die unteren Grenzen die der W_R -Masse gesetzt werden können sind durchaus vergleichbar mit Ergebnissen aus Hochenergie-Beschleunigerexperimenten und sehen die W_R -Masse bei über 1000 GeV, so es denn W_R -Bosonen gibt.

2.1.2 CP-Symmetrie

Neben dem Standardmodell der Teilchenphysik gibt es auch ein Standardmodell der Kosmologie, das Modell des „Big Bang“, des „Urknalls“. Nach diesen Vorstellungen entstand beim Urknall genau so viel Materie wie Antimaterie. Diese Materie und Antimaterie sollte zum größten Teil annihilieren. Die dabei freigesetzte Energie sollte bis heute noch als Photonen nachweisbar sein. Zwei Probleme tun sich hierbei auf: Zum einen beobachtet man heute um Größenordnungen weniger Photonen als man aus dem Annihilationsprozeß erwarten würde, zum anderen besteht unsere Welt größtenteils aus Materie und nicht aus Antimaterie. A. Sacharow hat gezeigt, daß sich dieses Problem lösen läßt, wenn man einen Baryonenzahl- und CP-verletzenden Prozeß annimmt. (Die CP-Symmetrie ist dabei die Zusammensetzung von Links-Rechts-(**P**aritäts)-Symmetrie und der Teilchen-Antiteilchen-(**C**harge)-Symmetrie). Allerdings sind bisher keine CP-verletzenden Prozesse von entsprechender Größenordnung gefunden worden; die CP-Verletzung, die im K_0 -Zerfall beobachtet wurde ist nicht groß genug um diesen Effekt zu erklären.

Die Suche nach CP-Symmetriebrechung ist also ein wichtiges Forschungsgebiet. Einen Ansatzpunkt liefert die Suche nach elektrischen Dipolmomenten „fundamentaler“ Teilchen, da die Existenz eines solchen Dipolmoments CP-verletzend wäre. So sagt z.B. das Standardmodell für das Neutron ein elektrisches Dipolmoment von kleiner als $10^{-33} e \text{ cm}$ voraus, während es zur Erklärung der Materie-Antimaterie-Asymmetrie eine Größenordnung von etwa $10^{-28} e \text{ cm}$ bis $10^{-27} e \text{ cm}$ haben sollte. Die aktuelle gemessene obere Grenze liegt bei etwa $5 \cdot 10^{-26} e \text{ cm}$.

2.1.3 Zeitumkehrsymmetrie

Eine weitere Symmetrie ist die Zeitumkehrsymmetrie: Wäre sie erhalten, würden die Gesetze der Physik auch dann noch gelten, wenn die Zeit rückwärts liefe. Aus dem CPT-Theorem, das fordert, daß die Kombination aus Teilchen-Antiteilchen(C)-, Links-Rechts(P)- und Zeitumkehrsymmetrie(T) eine exakte (also nicht gebrochene) Symmetrie ist, folgt, daß die Zeitumkehrsymmetrie keine exakte Symmetrie sein kann, da Verletzungen der CP-Symmetrie beobachtet worden sind. Eine T-Verletzung könnte sich in einer Korrelation aus zwei Spins und einem Impuls oder einem Spin und zwei Impulsen im β -Zerfall zeigen. (Spin und Impuls ändern bei einer Zeitumkehroperation beide ihr Vorzeichen, deshalb reicht eine Zweier-Korrelation nicht aus, sondern man benötigt eine Dreier-Korrelation.)

2.2 Quarkmischung

Die Masseneigenzustände der Quarks stimmen nicht mit deren Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung überein. Ein up-Quark koppelt also durch die schwache Wechselwirkung nicht nur an ein down- sondern auch an ein strange- und ein bottom-Quark. Wenn d , s und b die Masseneigenzustände des down-, strange- und bottom-Quark und d' , s' und b' die entsprechenden Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind, so drückt man diesen Zusammenhang durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix aus:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Eine wichtige Frage ist die Unitarität dieser Matrix. Ist die Matrix unitär (wie es das Standardmodell fordert), so handelt es sich nur um eine Drehung, jede Quark-Art erhält genausoviel von anderen Quark-Arten zurück wie sie abgibt. Ist dies nicht der Fall, so passiert etwas neues.

Ein Test auf die Unitarität einer Matrix besteht darin, alle Elemente einer Zeile oder einer Spalte quadratisch zu addieren. Ist die Summe 1, so ist die Matrix unitär, ist sie signifikant davon verschieden, so ist die Matrix es nicht. Zur Zeit erlaubt nur die erste Zeile einen aussagekräftigen Unitaritätstest, da die Genauigkeit der anderen Elemente zu gering ist. Für die Elemente der ersten Zeile gibt die Particle Data Group folgende Werte [PDG02]:

$$V_{ud} = 0,9734 \pm 0,0008 \quad (2.2)$$

$$V_{us} = 0,2196 \pm 0,0026 \quad (2.3)$$

$$V_{ub} = 0,0036 \pm 0,0007 \quad (2.4)$$

Der Wert für V_{ud} stammt aus Kern- β - sowie aus Neutronen- β -Zerfällen, der Wert für V_{us} aus Kaonenzerfällen und V_{ub} aus dem Zerfall von B-Mesonen. Setzt man diese Werte in den Unitaritätstest

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - \Delta \quad (2.5)$$

ein, erhält man $\Delta = 0,0042 \pm 0,0019$ also eine Abweichung von 2σ . Verwendet man statt des Wertes der Particle-Data-Group unseren Wert für V_{ud} (siehe Abschnitt 3.1.2) so erhöht sich die Abweichung auf über 3σ . Ein möglicher Hinweis auf „neue“ Physik!

2.3 Der β -Zerfall des Neutrons

Zum β -Zerfall des Neutrons seien hier nur kurz einige Sachverhalte zusammengetragen: Die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit ist gegeben durch die Jackson-Formel [Jac57]:

$$dW \approx \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} + \langle \vec{\sigma}_n \rangle \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right] F(E_e) \quad (2.6)$$

Hierbei ist dW die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit, \vec{p}_e der Elektronen- und \vec{p}_ν der Neutrinoimpuls, $\langle \vec{\sigma}_n \rangle$ der Erwartungswert des Neutronenspins und E_e, E_ν die Elektronen bzw. Neutrinoenergie. a, b, A, B und D sind Korrelationskoeffizienten, die experimentell bestimmt werden müssen. Die Formel ist nur dann gültig, wenn Protonen-, Elektronen und Neutrinospin unbeobachtet sind.

Durch die Messung dieser Koeffizienten lassen sich sofort Symmetrien testen: Wäre die Links-Rechts-Symmetrie nicht gebrochen, müßten A und B verschwinden, wenn Zeitumkehrsymmetrie gilt verschwindet D .

Vorausgesetzt, daß nur ein Vektor- und ein Axialvektoranteil der Wechselwirkung existiert, daß also die so genannte V-A Theorie gilt, kann man eine Beziehung zwischen all diesen Koeffizienten und dem Verhältnis λ von Vektor- zu Axialvektorkopplung der Form

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

herleiten. Kombiniert man das Ergebnis für λ aus Messung eines dieser Koeffizienten mit der Neutronenlebensdauer, so kann man V_{ud} erhalten.

Kapitel 3

Messung von A und B mit PERKEO

Das Meßprinzip von Perkeo ist denkbar einfach:
Ein Neutronenstrahl wird polarisiert und zerfällt dann in einem definierten Volumen. Dieses Volumen wird durch ein starkes Magnetfeld in zwei Halbräume unterteilt und die Elektronen (für die Messung von B auch die Protonen) in dem zum jeweiligen Halbraum gehörenden Detektor nachgewiesen. Aus dem Unterschied der Zählraten der beiden Detektoren (bzw. aus den Unterschieden der Zählraten mit geflippter und nichtgeflippter Polarisation in einem Detektor) läßt sich dann A bestimmen. Zur Bestimmung von B, der Korrelation zwischen Neutronenspin und Neutrinoimpuls wird dabei der Neutrinoimpuls aus dem Elektron- und Protonenimpuls rekonstruiert.

3.1 Die Messungen von 1997 und 2001

3.1.1 Experimenteller Aufbau

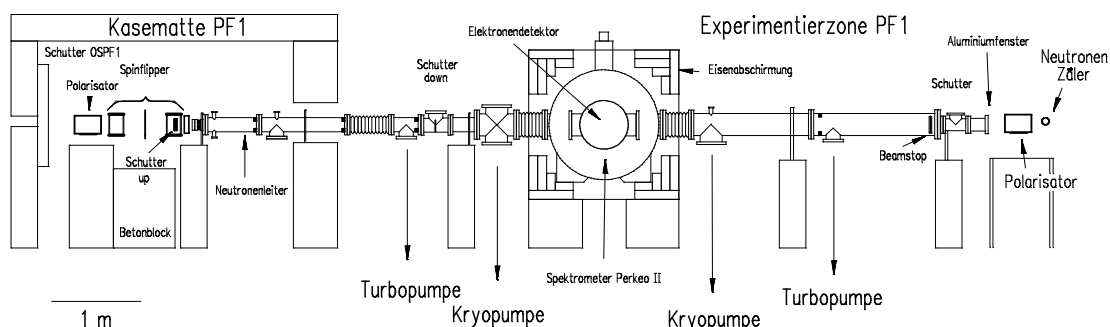


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau

Der Strahl

Als Strahl diente bei der Messung von 1997 PF1 am Hochflußreaktor des ILL. Bei PF1 handelt es sich um einen aus einer kalten Quelle gespeisten Neutronenstrahl, das heißt um Neutronen die im 57 MW Uran-Reaktor des ILL erzeugt und dann in einem 25 K kalten Deuteriummoderator moderiert werden. Über eine Strecke von ca. 60 m werden die Neutronen von dort in einem Neutronenleiter zur Experimentierzone geführt. Die Wellenlänge liegt zwischen 2 und 13 Å.

Die Messung von 2001 wurde am Strahlplatz PF1b durchgeführt, dessen Neutronenleiter von unserer Arbeitsgruppe gebaut wurde und eine 4 mal höhere Intensität aufweist [Has02].

Polarisation

Nach dem Austritt der Neutronen aus dem Neutronenleiter, treffen diese zunächst auf einen Wellenlängenschneider [Hog00], der Neutronen mit einer Wellenlänge von mehr als 10 Å stark unterdrückt. Dies ist notwendig, weil Neutronen mit einer längeren Wellenlänge im nachfolgenden Superspiegel (engl.: Supermirror SM) Polarisator nur unzureichend polarisiert werden.

Durch den Einsatz eines SM-Polarisators konnte bei einem Strahlquerschnitt von $30 \cdot 45 \text{ mm}^2$ eine durchschnittliche Neutronenpolarisation von $P = 98,9(3)\%$ erreicht werden.

Über die Wirkungsweise von SM-Polarisatoren siehe Kapitel 4.

Um von einer möglicherweise unterschiedlichen Effizienz der beiden Detektoren für unteren und oberen Halbraum unempfindlich zu sein, besteht die Möglichkeit, mit Hilfe eines Currentsheet-Spinflippers die Neutronenpolarisation umzukehren.

Eine Beschreibung zur Wirkungsweise von Spinflippern findet sich ebenfalls in Kapitel 4.

Strahlführung

Den weiteren Weg legen die Neutronen in einem evakuierten Strahlrohr zurück, um Streuung mit Luftteilchen zu vermeiden. Außerdem befinden sich im Strahlrohr auch Lithium-Blenden zur Strahlkollimation sowie Bleiblenen zur Unterdrückung von γ -Untergrund.

Am Ende des Strahlrohrs befindet sich eine Lithium-Kachel als Beamstop.

Das Spektrometer

Das Spektrometer (siehe Abbildung 3.2) selbst besteht aus einem supraleitendem, mit flüssigem Helium gekühlten, Magneten, der ein Magnetfeld von 1 T erzeugt, das senkrecht zur Strahlrichtung steht. Zerfällt ein Neutron im Bereich des Magnetfeldes, so wird das Zerfallelektron und das Zerfallsproton durch das starke Magnetfeld auf Schraubenbahnen gezwungen bis es einen der beiden Detektoren trifft. Dabei genügt eine sehr kleine Impulskomponente senkrecht zur Strahlrichtung um das Elektron auf einen der beiden Detektoren zu bringen, unabhängig davon, wie groß die Komponente in Strahlrichtung ist. Eine Aufweitung der Feldlinien zu den Detektoren hin sorgt dabei dafür, daß ein möglicher

Spiegeleffekt minimiert wird und senkrecht zu den B-Feldlinien emittierte Elektronen nicht gespeichert werden. Die beiden Halbräume werden also ideal getrennt.

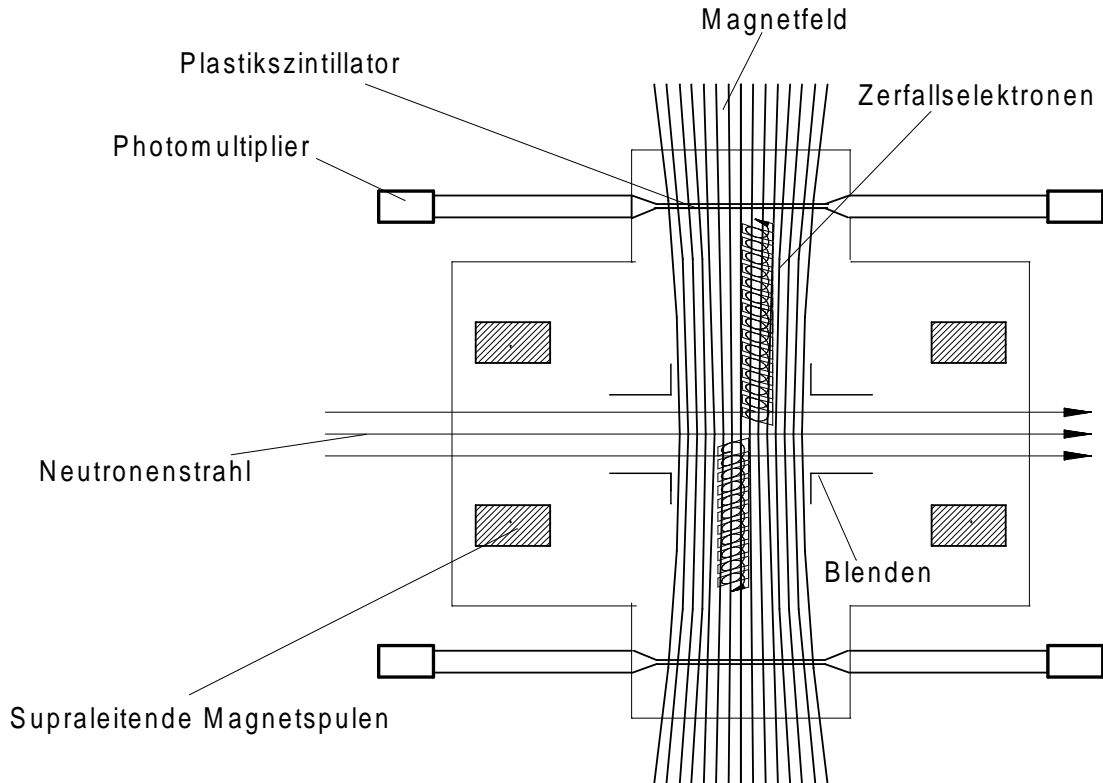


Abbildung 3.2: Das Spektrometer: Durch das starke Magnetfeld werden die Zerfallselektronen auf Schraubenbahnen gezwungen und gelangen so zum Detektor. Die beiden Halbräume werden vollständig getrennt. Der Raumwinkel beträgt volle 4π .

Die Detektoren

Jeder Detektor besteht aus einem Plastikszintillator, der von Photomultipliern ausgelesen wird. Die Anzahl der Photonen ist dabei proportional zur Energie der im Szintillator absorbierten Elektronen. Zum Nachweis der Protonen wurde in der Messung von 2001 noch eine dünne, auf Hochspannung liegende Kohlenstoffolie zwischen Zerfallsvolumen und Szintillator gebracht. Protonen schlagen aus dieser Folie Elektronen heraus, die dann wieder im Szintillator detektiert werden. Ein Protonenereignis tritt dabei stets nach einem Elektroneignis auf, da die Protonen eine geringere Geschwindigkeit als die Elektronen besitzen und so eine längere Flugzeit aufweisen.

3.1.2 Ergebnis für V_{ud}

Als Wert für A erhält man $A = -0,1189(7)$ woraus sich $\lambda = g_A/g_V = -1,2739(19)$ ergibt. Mit der Neutronenlebensdauer $\tau = 885,7(7)s$ erhält man dann $|V_{ud}| = 0,9713(13)$. Dieses

Effekt	angebrachte Korrektur	Unsicherheit
Polarisation:		
Strahlpolarisation	1,1%	0,3%
Spinflieffizienz	0,3%	0,1%
Daten:		
Statistik	–	0,45%
Untergrund	0,5%	0,25%
Detektor:		
Linearität	–	0,2%
Kanalbreite und Pedestal	–	0,1%
Drift	–	0,06%
Randeffekte	-0,24%	0,1%
Integration über Halbraum:		
Spiegeleffekt	0,09%	0,02%
Rückstreuung	0,2%	0,17%
Strahlungskorrekturen	0,09%	0,05%
Summe	2,04%	0,68%

Tabelle 3.1: Angebrachte Korrekturen auf A und deren Unsicherheiten. Quelle:[Abe02]

wiederum kombiniert mit den Werten $|V_{us}| = 0,2196(26)$ und $|V_{ub}| = 0,0036(7)$ [PDG02] und eingesetzt in den Unitaritätstest

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - \Delta \quad (3.1)$$

ergibt $\Delta = 0,0083(28)$ was von der Vorhersage des Standardmodells um 3σ abweicht.

Fehlerquellen

Wie in Tabelle 3.1 zu sehen ist, gibt es eine ganze Reihe von Unsicherheiten, die verringert werden müssen, wenn A mit höherer Präzision gemessen werden soll.

Die Statistik, die den größten Fehler auf A ausmacht, sollte dabei relativ leicht durch eine erhöhte effektive Meßzeit verbessert werden können. Wie einige der anderen Fehler verringert werden könnten, wird Gegenstand der nächsten Kapitel sein. Im folgenden Abschnitt sollen jedoch kurz die Änderungen im experimentellen Aufbau beschrieben werden, wie sie in einer solchermaßen verbesserten Messung vorgenommen werden müssen.

Ebenso wichtig wie eine Verringerung der Unsicherheiten erscheint uns auch eine Verringerung der (ohnehin im Vergleich zu anderen Messungen geringen) Korrekturen als überaus wichtig. Unser Ziel ist es, Korrekturen so klein zu machen, daß eine eventuell vorhandene Abweichung vom Standardmodell bereits in den Rohdaten sichtbar wird.

3.2 Verbesserter Aufbau

Der Strahl

Die neue Messung wird an dem Strahl PF1b stattfinden, der im Vergleich zum alten Strahl eine 4 mal höhere Intensität von $\phi_c = 1,6 \cdot 10^{10}$ Neutronen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ aufweist. Auch bei PF1b handelt es sich um einen Strahl kalter Neutronen. Eine Charakterisierung des Strahls findet sich in [Mund00].

Polarisation

Mit der Methode der „gekreuzten Polarisatoren“, die in Kapitel 4 vorgestellt wird, sind Polarisationsgrade von bis zu 99,56% erreicht worden. Die Unsicherheit auf die Polarisation kann ebenfalls deutlich verbessert werden. Ein Wellenlängenschneider wird im neuen Aufbau voraussichtlich nicht mehr benötigt.

Die Detektoren

Durch ein neues System zur Detektoreichung sollen auch die den Detektor betreffenden Unsicherheiten verringert werden.

Alles in allem erscheint eine Erhöhung der Genauigkeit auf A um einen Faktor von etwa 1,5 und mehr durchaus als erreichbares Ziel. Auch die Korrekturen sollten von 2,04% auf einen Wert von etwa 1,2% deutlich verkleinert werden können.

Kapitel 4

Polarisation

In diesem Kapitel wird die Polarisation von Neutronen mit Hilfe von Superspiegeln und polarisiertem ^3He vorgestellt. Danach wird erläutert, wie man die Neutronenpolarisation mit einem Currentsheet- oder einem Resonanz-Spinflipper umkehren kann. Schließlich wird gezeigt, daß mit einem bestimmten Aufbau Polarisationsgrade von mehr als 99,55% und Fliepeffizienzen von mehr als 99,9% möglich sind und wie diese präzise gemessen werden können. Dies Werte sind zu Vergleichen mit den Werten der letzten Perkeo-Messungen, bei denen die Polarisation mit 98,9% und die Fliepeffizienz mit 99,7% ebenfalls schon nahe an der 100%-Grenze lagen. Bei unserem Ziel, Abweichungen vom Standardmodell bereits in den Rohdaten zu beobachten, könnte sich diese (auf den ersten Blick nur gering erscheinende) Verbesserung als entscheidend erweisen. Noch entscheidender sind die Fortschritte, die die Genauigkeit der Messung betreffen: Wie in diesem Kapitel gezeigt wird, beträgt die Unsicherheit auf die Polarisation nur noch 0,05%, während sie vorher 0,3% betrug, die Genauigkeit der Spinfliepeffizienz konnte ebenfalls von 0,1% auf etwa 0,03% verbessert werden.

4.1 Polarisation von Neutronen mit Superspiegeln

4.1.1 Reflexion von Neutronen an Wänden

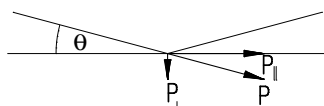


Abbildung 4.1:

Neutronen werden an Festkörpern total reflektiert (ganz analog zur Totalreflexion im optischen Fall), falls ihr Impuls senkrecht zur Grenzfläche einen bestimmten Wert nicht übersteigt, wenn also gilt:

$$p_{\perp} < p_{\text{krit}} \quad (4.1)$$

wobei p_{krit} vom betrachteten Material abhängt. Es gilt:

$$p_{\perp} = p \sin \vartheta \quad (4.2)$$

was für kleine Winkel ϑ in

$$p_{\perp} \approx p\vartheta \quad (4.3)$$

übergeht und zu

$$p\vartheta < p_{krit} \quad (4.4)$$

führt. Mit

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (4.5)$$

(λ die de Broglie Wellenlänge) ergibt sich endlich

$$\frac{\vartheta}{\lambda} < \frac{p_{krit}}{h} \quad (4.6)$$

so daß man oft von einem (wellenlängenabhängigen) kritischen Winkel spricht.

Allerdings ist diese Betrachtungsweise etwas vereinfacht: In Wirklichkeit wird die Reflektivität nicht beim kritischen Winkel auf Null springen, sondern es wird einen Übergangsbereich geben, in dem sie von einem endlichen Wert auf Null abfällt.

4.1.2 Superspiegel

Eine Möglichkeit, den kritischen Winkel ϑ_{krit} zu erhöhen, besteht darin, statt einer Wand aus nur einem einzigen Material zu verwenden, die Neutronen an einer Schichtstruktur reflektieren zu lassen. Eine solche Schichtstruktur besteht aus zwei verschiedenen Materialien, die immer abwechselnd auf ein Substrat aufgebracht werden. Bleibt die Schichtdicke konstant, so erhält man aufgrund der Wellennatur der Neutronen Bragg-Reflexion unter einem bestimmten (von der Wellenlänge abhängigen) Winkel. Variiert man hingegen die Schichtdicke, so erhält man Bragg-Reflexionen unter verschiedenen Winkeln, bei geschickter Wahl der Dicken sogar für alle Winkel kleiner einem neuen kritischen Winkel. Auf diese Weise kann der kritische Winkel im Vergleich zur einfachen Wand deutlich erhöht werden und man spricht von $m = n$ Superspiegeln, wenn der neue kritische Winkel das n -fache des kritischen Winkels für Nickel beträgt. Diesen Vorteil größerer Akzeptanz für große Winkel erkaufte man sich aber durch eine, im Vergleich zu homogenen Materialien, etwas geringere Reflektivität.

4.1.3 Superspiegel-Polarisatoren

Bei einigen magnetischen Materialien hängt der Streuquerschnitt stark von der relativen Spinstellung des einlaufenden Neutrons zu dem magnetischen Feld in der Domäne, in der es gestreut wird, ab. Diesen Effekt macht man sich zu nutze, um mit Hilfe von Superspiegeln Neutronen zu polarisieren. Wählt man die Schichtmaterialien gerade so, daß sich

die neutronenoptische Dichte der beiden Materialien für die eine Spinstellung des Neutrons kaum unterscheidet, so erscheint für ein Neutron dieser Spinstellung der Superspiegel wie eine einfache Wand, es tritt keine Bragg-Reflektion auf und der kritische Winkel ist relativ klein. Für die andere Spinstellung kann sich die neutronenoptische Dichte dann deutlich unterscheiden, es tritt Bragg-Reflektion auf und der kritische Winkel ist deutlich höher. Läßt man nun einen Strahl divergenter Neutronen auf einen solchen Superspiegel fallen (wobei durch ein Magnetfeld gewährleistet sein muß, daß die magnetischen Momente in der einen Schicht ausgerichtet sind), so weisen der reflektierte und der transmittierte Strahl eine entgegengesetzte Polarisation auf. Durch Aufbringen eines Absorbers als letzte Schicht, die die Neutronen der einen Spinstellung durchqueren, kann man erreichen, daß nur der reflektierte Strahl den Polarisator wieder verlassen kann und erhält so einen polarisierten Strahl. Abb. 4.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Polarisators. Um einen Strahl in seinem vollen Querschnitt zu polarisieren, werden mehrere derartige Platten mit einem gewissen Abstand übereinandergestapelt, wobei eine Krümmung der Spiegel dafür sorgt, daß auch gerade durchfliegende Neutronen mindestens einmal reflektiert werden. Eine obere Grenze für die Transmission eines solchen Polarisators ergibt sich dabei aus dem Verhältnis von Plattendicke zu deren Abstand. Aufgrund der Krümmung hängt die Transmission aber vom Anstellwinkel des Polarisators ab; durch Verkippen kann man jeden Wert zwischen dieser oberen Grenze und Null einstellen, wobei sich damit dann der Polarisationsgrad erhöhen läßt.

Weitere Informationen zu Superspiegel-Polarisatoren finden sich in [Sch89] und [Sch89a]

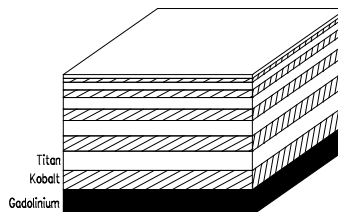


Abbildung 4.2: Ein Superspiegel-Polarisator besteht aus einem Absorber (Gadolinium) auf einem Glassubstrat und einigen 100 Schichten Kobalt und Titan, deren Schichtdicke variiert wird.

4.1.4 Unzulänglichkeiten dieser Methode

Da der kritische Winkel für die unerwünschte Spinkomponente nicht Null ist, ist klar, daß bei dieser Methode eine obere Grenze für die Polarisation besteht. Schlimmer wiegt allerdings die Tatsache, daß die Polarisation stark winkelabhängig ist: Seien $\vartheta_{\uparrow, \text{krit}}$ der kritische Winkel für die unerwünschte Spinkomponente und $\vartheta_{\downarrow, \text{krit}}$ der für die erwünschte, so ist bei einem monochromatischen Strahl ($\lambda = \text{const}$) der Strahl für $\vartheta < \vartheta_{\uparrow, \text{krit}}$ überhaupt nicht und für $\vartheta_{\uparrow, \text{krit}} < \vartheta < \vartheta_{\downarrow, \text{krit}}$ praktisch vollständig polarisiert.

Desweiteren ist für einen divergenzfreien aber polychromatischen Strahl die Polarisation wellenlängenabhängig, wie leicht aus Gleichung 4.6 folgt.

Für einen polychromatischen, divergenten Strahl, wie er z.B. an PF1b vorliegt, ist die Polarisation also eine komplizierte Funktion der Wellenlänge und des Winkels (und damit auch des Ortes). Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 4.3 deutlich zu erkennen.

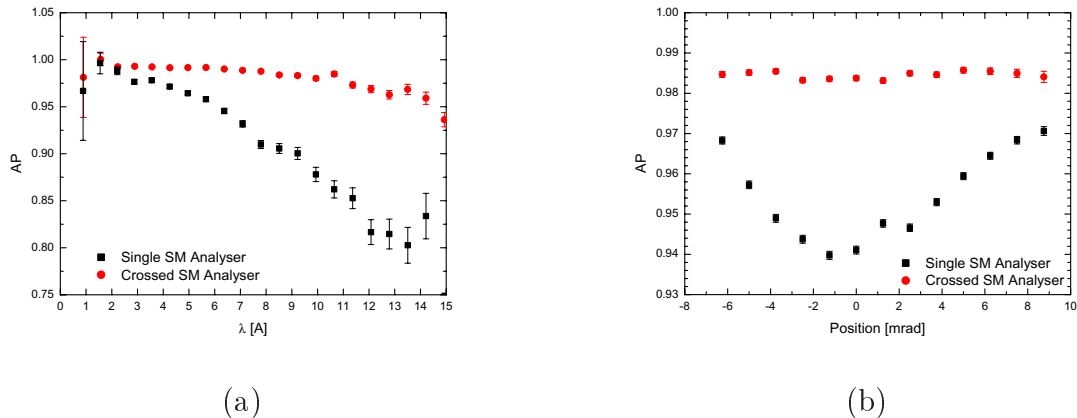


Abbildung 4.3: Wellenlängen- (a) und Winkelabhängigkeit (b) der Polarisation. Vergleich eines einzelnen Superspiegel-Polarisators mit einem System aus zwei gekreuzten Superspiegel-Polarisatoren (siehe nächsten Abschnitt). Die Winkelabhängigkeit ist dabei leicht zu verstehen: Bei 0° ist die Transmission maximal; ein Verkippen führt dazu, daß die Neutronen häufiger an den Wänden reflektiert werden, wobei die Polarisation erhöht und die Transmission verringert wird. Man kann immer nur das Produkt aus Polarisier- und Analysierstärke messen, dieses wird mit AP bezeichnet. Quelle: [Pet02]

4.1.5 Die Methode der gekreuzten Polarisatoren

Um eine höhere Polarisation zu erreichen, liegt es nahe, zwei Polarisatoren hintereinander zu stellen. Werden zwei Polarisatoren in gleiche Orientierung hintereinander gestellt, so erhöht sich die Polarisation allerdings nur unerheblich. Was hier passiert, ist leicht verständlich: Die Anzahl der Reflexionen wird z. B. verdoppelt (wenn beide Polarisatoren gleich lang sind), was dazu führt, daß die Beziehung für die Reflektivität in Abhängigkeit vom Winkel quadriert werden muß. Dies führt dazu, daß sich diese Funktion einer Stufenfunktion annähert und daß sich der kritische Winkel etwas verringert, was dann zu einer geringfügig höheren Polarisation führt. Das Problem der Winkel- und Wellenlängenabhängigkeit bleibt aber voll bestehen.

Ein Ausweg aus dieser Problematik stellt die Methode der „gekreuzten“ Polarisatoren dar. Hier wird der zweite Polarisator um 90° gedreht aufgestellt, wobei sichergestellt wird, daß die Neutronen dem sich ebenfalls um 90° drehenden Magnetfeld adiabatisch folgen können (Vergleiche Abbildung 4.4). Es handelt sich also nicht um in einem „optische“ Sinn gekreuzte Polarisatoren, sondern nur um „geometrisch“ gekreuzte.

Die Wirkungsweise macht man sich am besten anhand von Abb. 4.5 deutlich: Ein Maß für die Polarisation ist das Verhältnis von schraffierter (richtige Spinneinstellung) zu gepunkteter

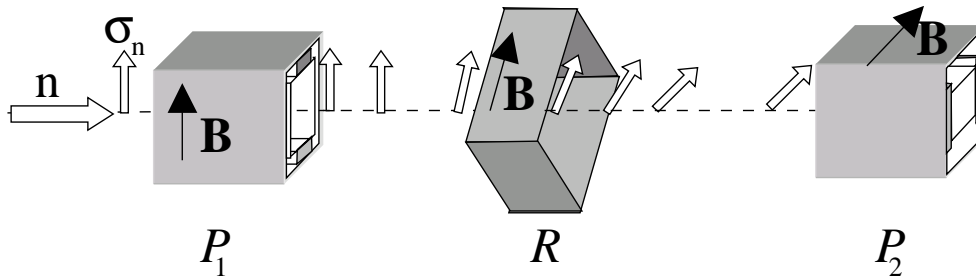


Abbildung 4.4: Methode der gekreuzten Polarisatoren: P_1 und P_2 sind Polarisatoren, deren Polarisationsrichtungen senkrecht aufeinander stehen. Im Bereich R dreht sich das Magnetfeld um 90° so, daß der Neutronenspin adiabatisch folgen kann.

(falsche Spinstellung) Fläche. Schneidet man nicht zweimal auf den selben Winkel ϑ_x (Abb. 4.5b) sondern auf ϑ_x und ϑ_y (Abb. 4.5c) so gewinnt man beträchtlich an Polarisation. Der große Vorteil bei „gekreuzten“ Polarisatoren besteht also in deren Unabhängigkeit voneinander: Bei gleicher Orientierung ändert der erste Polarisator die Winkel, die vom zweiten Polarisator bearbeitet werden; bei der gekreuzten Geometrie hingegen ändert sich nur die Winkelverteilung parallel zu den Spiegeln, was die Polarisierereigenschaften des zweiten Polarisators nicht ändern sollte.

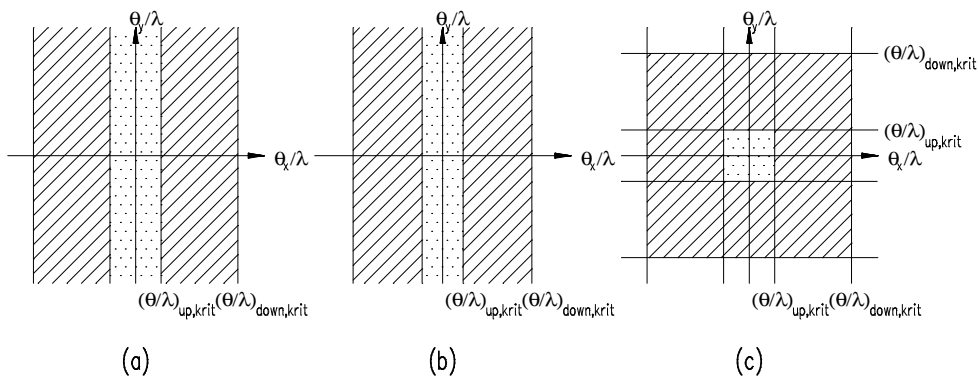


Abbildung 4.5: Das Verhältnis von schraffierter (richtige Spinstellung) zu gepunkteter (falsche Spinstellung) Fläche ist ein Maß für die Polarisation. (a): Es wird ein einziger Polarisator verwendet. (b): Zwei Polarisatoren hintereinander bei gleicher Orientierung. Die kritischen Winkel werden etwas kleiner (c): Zwei Polarisatoren um 90° gegeneinander verdreht. Sie schneiden nun auf ϑ_x und ϑ_y

4.2 Polarisation von Neutronen mit polarisiertem ${}^3\text{He}$

${}^3\text{He}$ ist ein Heliumisotop, das aus zwei Protonen und einem Neutron besteht. Sein Anteil am natürlichen Vorkommen beträgt nur 0,0137%. Im Gegensatz zu dem sehr viel häufiger vorkommenden ${}^4\text{He}$ (zwei Protonen, zwei Neutronen) besitzt es aber einen Kernspin. Der Absorptionsquerschnitt für Neutronen ist beim ${}^3\text{He}$ stark abhängig von der relativen Einstellung von Neutronenspin und ${}^3\text{He}$ -Kernspin zueinander. Stehen Neutronen- und Kernspin antiparallel, so ist der Absorptionsquerschnitt über 1000 mal so hoch wie im parallelen Fall. Stellt man also eine Zelle mit polarisiertem ${}^3\text{He}$ in einen unpolarisierten Neutronenstrahl, so absorbiert diese Neutronen der einen Spinrichtung wesentlich stärker als die der anderen und man erhält einen polarisierten Neutronenstrahl.

4.2.1 Quantitative Betrachtung

Die Helium-Polarisation \mathcal{P} definiert man allgemein als

$$\mathcal{P} = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (4.7)$$

Hierbei ist n_{\uparrow} die Teilchendichte der ${}^3\text{He}$ Atome mit Kernspin nach oben und n_{\downarrow} die der Atome mit Kernspin in die entgegengesetzte Richtung. Aus Gleichung 4.7 ergibt sich

$$n_{\uparrow} = \frac{1 + \mathcal{P}}{2}n \quad n_{\downarrow} = \frac{1 - \mathcal{P}}{2}n \quad (4.8)$$

wobei n die Teilchendichte aller ${}^3\text{He}$ Atome ist. Die Abschwächung eines Neutronenstrahls beim Durchgang durch ${}^3\text{He}$ -Gas wird durch das Lambert-Beersche Gesetz:

$$N_n = N_{n,0} \exp(-\sigma(\lambda)nl) \quad (4.9)$$

beschrieben, N_n die Neutronenintensität nach dem Polarisator, $N_{n,0}$ die Neutronenintensität vor dem Polarisator, $\sigma(\lambda)$ der (von der Neutronenwellenlänge abhängige) Einfangsquerschnitt, n die Teilchendichte von ${}^3\text{He}$ und l der Absorptionslänge. Berücksichtigt man nur die Absorption von Neutronen durch ${}^3\text{He}$ deren Spin antiparallel zueinander steht, erhält man:

$$N_{n\downarrow} = N_{n\downarrow,0} \exp(-\sigma n_{\uparrow}l) = N_{n\downarrow,0} \exp(-\sigma n(\frac{1 + \mathcal{P}}{2})l) \quad (4.10)$$

$$N_{n\uparrow} = N_{n\uparrow,0} \exp(-\sigma n_{\downarrow}l) = N_{n\uparrow,0} \exp(-\sigma n(\frac{1 - \mathcal{P}}{2})l) \quad (4.11)$$

Geht man von einem unpolarisierten Strahl aus (also $N_{n,0} := N_{n\uparrow,0} = N_{n\downarrow,0}$), so erhält man durch leichte Umformung

$$N_{n\downarrow} = N_{n,0} \exp(-\frac{1}{2}\sigma nl) \exp(-\frac{1}{2}\sigma n\mathcal{P}l) \quad (4.12)$$

$$N_{n\uparrow} = N_{n,0} \exp(-\frac{1}{2}\sigma nl) \exp(+\frac{1}{2}\sigma n\mathcal{P}l) \quad (4.13)$$

woraus sich für die Neutronenstrahlpolarisation

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{N_{n\uparrow} - N_{n\downarrow}}{N_{n\uparrow} + N_{n\downarrow}} \\
 &= \frac{\exp(+\frac{1}{2}\sigma n \mathcal{P}l) - \exp(-\frac{1}{2}\sigma n \mathcal{P}l)}{\exp(+\frac{1}{2}\sigma n \mathcal{P}l) + \exp(-\frac{1}{2}\sigma n \mathcal{P}l)} \\
 &= \tanh(\frac{1}{2}\sigma n \mathcal{P}l)
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

ergibt.

Mit der Beziehung für ein ideales Gas $pV = NkT$ (hier ist p der Druck und nicht mehr wie in Gleichungen 4.1-4.6 der Impuls. V ist das Volumen, T die Temperatur und k die Boltzmann-Konstante) und damit $n = N/V = p/(kT)$ ergibt sich

$$P = \tanh(\frac{1}{2}\sigma \frac{p}{kT} \mathcal{P}l) \tag{4.15}$$

Berücksichtigt man noch die Abhängigkeit des Absorptionsquerschnitts von der Neutronenwellenlänge der Form $\sigma(\lambda) = \bar{\sigma}\lambda$ so erhält man schließlich

$$P = \tanh(kp\lambda \mathcal{P}l) \tag{4.16}$$

wobei $k = \bar{\sigma}/(2kT) = 0,0733 \text{ bar}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ eine Konstante ist. Für die Transmission eines vorher unpolarisierten Strahls ergibt sich in dieser Darstellung aus Gleichungen 4.12 und 4.13

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{N_{n\uparrow} + N_{n\downarrow}}{2N_{n,0}} \\
 &= \frac{1}{2} \exp(-kp\lambda l) [\exp(-\frac{1}{2}\sigma n \mathcal{P}l) + \exp(+\frac{1}{2}\sigma n \mathcal{P}l)] \\
 &= \exp(-kp\lambda l) \cosh(kp\lambda \mathcal{P}l)
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

Betrachtet man die λ -Abhängigkeit, so sieht man, daß die Strahlpolarisation mit der Wellenlänge zunimmt, daß gleichzeitig aber die Transmission praktisch exponentiell abfällt. Um bei einer bestimmten Wellenlänge eine vorgegebene Polarisation und Transmission einzustellen, variiert man pl ; bei höheren Wellenlängen erhält man bessere Polarisation bei schlechterer Transmission, bei kleineren Wellenlängen eine schlechtere Polarisation bei größerer Transmission.

Etwas komplizierter wird die Beschreibung noch dadurch, daß die Helium-Kernspinpolarisation \mathcal{P} zeitlich nicht konstant ist. Durch Relaxationsprozesse fällt die Kernspinpolarisation exponentiell ab nach:

$$\mathcal{P}(t) = \mathcal{P}_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{4.18}$$

wobei τ die Relaxationszeit ist und bei guten Zellen einige 100 Stunden beträgt. Diese Methode eignet sich also nicht, um einen Neutronenstrahl dauerhaft zu polarisieren, es sei denn, man wäre bereit, die Heliumzelle in bestimmten Abständen auszuwechseln.

Der entscheidende Vorteil einer Polarisation von Neutronen mit polarisiertem ${}^3\text{He}$ liegt darin, einen solchen Polarisator als Analysator zu verwenden: Bei geeigneter Wahl von p und l erhält man in einem vorgegebenen Wellenlängenbereich eine Analysierstärke von praktisch 100%.

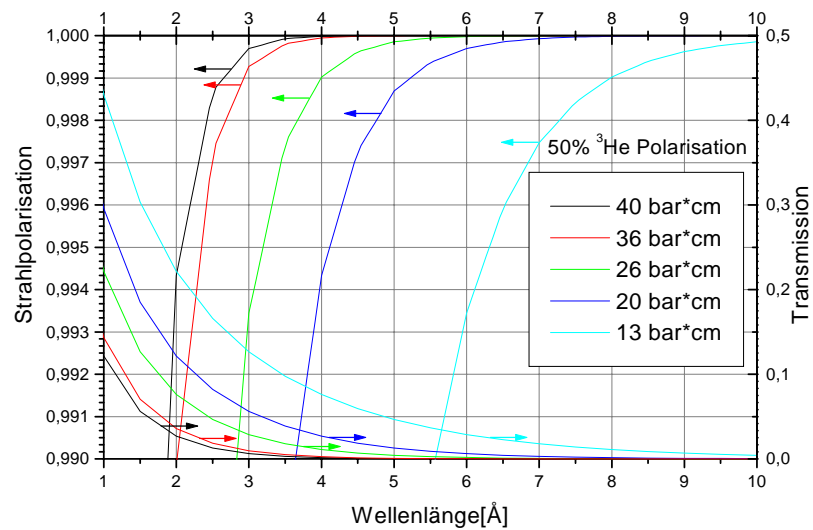


Abbildung 4.6: Berechnete Transmission und Strahlpolarisation in Abhängigkeit der Wellenlänge bei einer angenommenen Heliumpolarisation von 50%. Bei unserer Messung lag die Heliumpolarisation leicht darüber

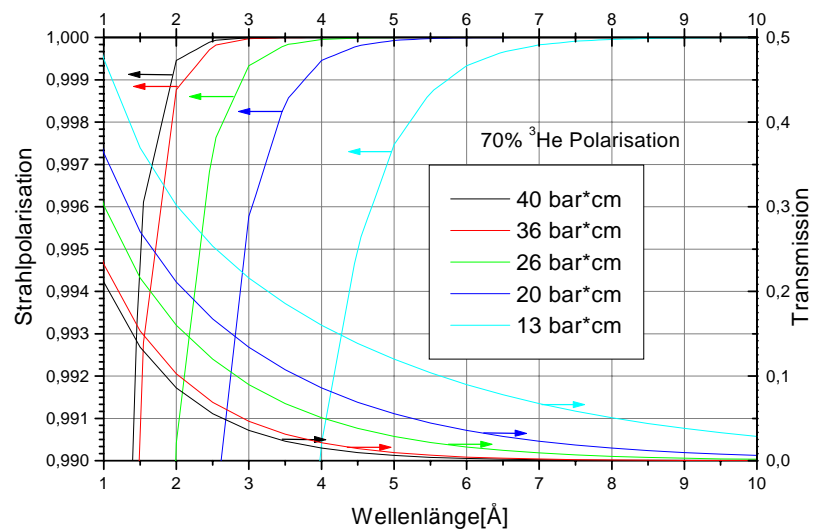


Abbildung 4.7: Berechnete Transmission und Strahlpolarisation in Abhängigkeit der Wellenlänge bei einer angenommenen Heliumpolarisation von 70%. Man sieht deutlich die Verbesserung zu einer 50%-igen Heliumpolarisation (Abbildung 4.6). Allerdings sind für einen Wert von 70% Heliumpolarisation noch deutliche Verbesserungen bei der Polarisation und Kompression von Helium erforderlich.

4.3 Methoden zur Umkehrung des Neutronenspins

4.3.1 Der Currentsheet-Spinflipper

Der Currentsheet-Spinflipper nützt die Tatsache aus, daß das Magnetfeld, das von einem stromdurchflossenen Blatt erzeugt wird, auf der Vorderseite genau entgegengesetzt zu dem auf der Rückseite des Blattes steht. Fliegt ein Neutron nur schnell genug durch ein solches Blatt, so kann der Spin dem sich schnell ändernden Magnetfeld nicht folgen und zeigt auch nach dem Durchgang durch das Blatt räumlich noch in die selbe Richtung. Da sich aber das Magnetfeld um 180° gedreht hat, ist der Neutronenspin in Bezug auf das Magnetfeld (und darauf kommt es ja an) geflipt.

Der Currentsheet-Spinflipper hat dabei zwei große Nachteile: Zum einen arbeitet er nur für schnelle Neutronen gut, da hier der Spin der schnellen Magnetfelddrehung nicht folgen kann. Zum anderen befindet sich mit dem Stromblatt Material im Strahl und stellt damit eine Untergrundquelle da. Auf der anderen Seite bietet der Currentsheet-Spinflipper auch einige Vorteile: Er ist einfach zu betreiben, außer einem Netzgerät bedarf es keiner weiteren Elektronik zur Ansteuerung. Er läuft (einmal justiert) sehr stabil. Er strahlt im Gegensatz zum Resonanz-Spinflipper keine Hochfrequenz ab, die die Meßelektronik beeinflussen könnte. Auch der Platzbedarf ist im Vergleich zum Resonanz-Spinflipper geringer.

4.3.2 Der Resonanz-Spinflipper

Der Resonanz-Spinflipper [Baz93] überwindet diese Probleme: Er besteht aus einem statischen Magnetfeld senkrecht zum Strahl, das einen Gradienten aufweist und einem rotierenden Hochfrequenz-Magnetfeld, das zum ersten Feld orthogonal steht. Dabei sind Stärke des statischen Magnetfeldes B und die Frequenz des rotierenden Feldes ω_{rf} so aufeinander abgestimmt, daß irgendwo in der Mitte des Flippers die Resonanzbedingung $\omega_{rf} = \gamma B$ erfüllt sein muß.

Die Wirkweise eines solchen Flippers versteht man am besten, wenn man sich in ein Bezugssystem begibt, das sich mit dem Neutron mitbewegt und sich mit der Winkelgeschwindigkeit ω_{rf} dreht. In einem solchen System erscheint das Hochfrequenzfeld statisch und die beiden Magnetfelder addieren sich zu einem effektiven Feld $\vec{B}_{eff} = \vec{B}_0 - \vec{\omega}/\gamma + \vec{B}_{rf}$. Dieses Feld dreht sich in dem Spinflipper um 180° , wie man in Abb. 4.8 sehen kann. Wenn die Drehung langsam genug erfolgt, kann der Spin diesem Magnetfeld folgen und wird dabei ebenfalls gedreht. Wichtig ist jedoch, daß sich das Magnetfeld nur im oben gewählten Bezugssystem dreht; im Laborsystem ändert es zwar seinen Betrag, nicht aber seine Richtung, so daß tatsächlich der Spin des Neutrons in Bezug auf das Magnetfeld geflipt wird.

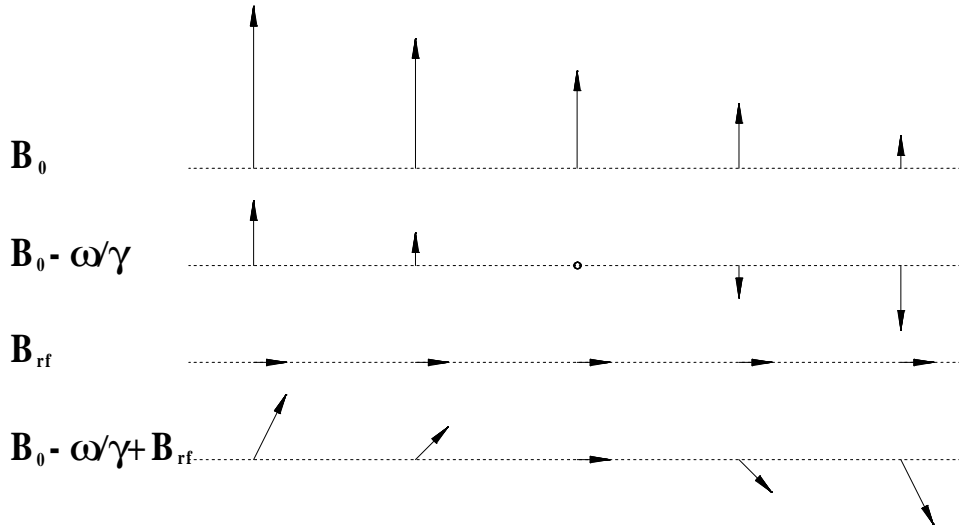


Abbildung 4.8: Magnetfelder des Resonanz-Spinflippers:

B_0 ist das statische Magnetfeld im Laborsystem.

$B_0 - \frac{\omega}{\gamma}$ ist das statische Magnetfeld transformiert in das mitbewegte, rotierende Bezugssystem.

B_{rf} ist das Hochfrequenzfeld vom mitbewegten, rotierenden Bezugssystem aus gesehen.

$B_0 - \frac{\omega}{\gamma} + B_{rf}$ ist schließlich das sich ergebende Gesamtmagnetfeld in diesem System. Der Spin des Neutrons folgt diesem Feld adiabatisch und wird so gedreht.

4.4 Polarisationsanalyse

4.4.1 Grundsätzlicher Aufbau

Ganz allgemein benötigt man für eine Polarisationsanalyse einen Polarisator (den man charakterisieren will) und einen Analysator. Da es für die Bestimmung der Polarisation notwendig ist, beide Komponenten des Strahls, spin-up und spin-down, zu messen, benötigt man einen Spinflipper. Würde man dessen Effizienz genau kennen, wäre damit die benötigte Ausrüstung komplett. Da dies meist jedoch nicht der Fall ist, bedient man sich eines zweiten Spinflippers. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, fällt dann bei der Bestimmung der Polarisation die Spinflippeffizienzen heraus.

4.4.2 Formalismus

Um die gemessenen Zählraten zu beschreiben, ist es bequem eine Komponentenschreibweise zu verwenden. Dabei gibt die obere Komponente die Zählrate für Neutronen mit Spin up und die untere die für Neutronen mit Spin down an, also $\begin{pmatrix} N_{n\uparrow} \\ N_{n\downarrow} \end{pmatrix}$. Polarisatoren und Spinflipper werden als Matrizen dargestellt. Im folgenden werden kurz die Repräsentationen der im Strahlaufbau verwendeten „Geräte“ gegeben:

Ein unpolarisierter Neutronenstrahl:

$$\mathbf{N} = N/2 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Ein Detektor mit Effizienz ϵ :

$$\mathbf{D} = (\epsilon \ \epsilon) \quad (4.20)$$

Ein Polarisator mit Polarisierstärke P und Transmission T_P :

$$\mathbf{P} = T_P \begin{pmatrix} 1 + P & 0 \\ 0 & 1 - P \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

Hier wurden die Nichtdiagonalelemente vernachlässigt. Diese Problematik wird weiter unten diskutiert.

Ein Analysator mit Analysierstärke A und Transmission T_A :

$$\mathbf{A} = T_A \begin{pmatrix} 1 + A & 0 \\ 0 & 1 - A \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Hier ist im Fall der He-Zelle für A die Gleichung 4.16 und für T_A Gleichung 4.17 einzusetzen; für Superspiegel-Polarisatoren sind A und T_A Parameter, die bestimmt werden müssen.

Ein Spinflipper mit Spinflippeffizienz S :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 1 - S & S \\ S & 1 - S \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

Es sind auch andere sinnvolle Definitionen der Flippeffizienz möglich. In dieser Arbeit wird aber ausschließlich die hier gegebene (und auch z.B. in [Rei99] angewandte) verwendet.

Es ist zu beachten, daß dieser Formalismus nur dann angewendet werden darf, falls alle verwendeten „Geräte“ unabhängig sind, das heißt wenn sie sich nicht gegenseitig in ihren Eigenschaften beeinflussen. Wie weiter oben gezeigt wurde, sind zwei Polarisatoren nur dann unabhängig, wenn ihre Polarisationsrichtungen um 90° gegeneinander gekippt sind. Streng genommen dürfte man diesen Formalismus also für den Fall von einem gekreuzten Polarisator und einem gekreuzten Analysator (das sind ja 4 Polarisatoren) nicht mehr anwenden. Es zeigt sich jedoch, daß, sofern man das Ergebnis richtig interpretiert, der Formalismus auch in diesem Fall noch anwendbar bleibt. Wie oben erwähnt, wurden bei der Matrix für den Polarisator die Nichtdiagonalelemente vernachlässigt. Sie würden eine Depolarisation des Strahls bedeuten, wie sie nicht auszuschließen ist und mehr noch von unseren Messungen nahegelegt wird. Allerdings gibt es keine Möglichkeit bei unserem Aufbau zwischen Depolarisation und schlechter Polarisation zu unterscheiden; letztlich kommt es für die Perkeo-Messung auch überhaupt nicht darauf an, aus welchem Grund der Strahl nicht perfekt polarisiert ist.

Für die Zählraten N_{00} (beide Flipper aus), N_{10} (1. Flipper an, 2. aus) N_{01} (1. Flipper aus, 2. an) und N_{11} (beide Flipper an) gilt dann:

$$N_{00} = \mathbf{DAPN} \quad (4.24)$$

$$N_{10} = \mathbf{DAS_1PN} \quad (4.25)$$

$$N_{01} = \mathbf{DAS_2PN} \quad (4.26)$$

$$N_{11} = \mathbf{DAS_2S_1PN} \quad (4.27)$$

Da man die Zählraten mißt, aber an A, P, S_1 und S_2 interessiert ist, muß man die Gleichungen 4.24-4.27 nach diesen Größen auflösen. Es stellt sich dabei heraus, daß man nicht nach A und P getrennt sondern nur nach dem Produkt AP auflösen kann, was leicht einleuchtet. Man erhält:

$$AP = \frac{(N_{00} - N_{10})(N_{00} - N_{01})}{N_{00}N_{11} - N_{10}N_{01}} \quad (4.28)$$

$$S_1 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{N_{11} - N_{10}}{N_{01} - N_{00}} \right) \quad (4.29)$$

$$S_2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{N_{11} - N_{01}}{N_{10} - N_{00}} \right) \quad (4.30)$$

Für die Fehler auf diese Größen erhält man:

$$\begin{aligned} (\Delta AP)^2 = & \left(-\frac{(N_{00}-N_{01})(N_{00}-N_{10})N_{11}}{(N_{00}N_{11}-N_{01}N_{10})^2} + \frac{2N_{00}-N_{01}-N_{10}}{N_{00}N_{11}-N_{01}N_{10}} \right)^2 (\Delta N_{00})^2 \\ & + \left(\frac{(N_{00}-N_{01})(N_{00}-N_{10})N_{10}}{(N_{00}N_{11}-N_{01}N_{10})^2} + \frac{N_{00}-N_{10}}{N_{00}N_{11}-N_{01}N_{10}} \right)^2 (\Delta N_{01})^2 \\ & + \left(\frac{(N_{00}-N_{01})(N_{00}-N_{10})N_{01}}{(N_{00}N_{11}-N_{01}N_{10})^2} + \frac{N_{00}-N_{01}}{N_{00}N_{11}-N_{01}N_{10}} \right)^2 (\Delta N_{10})^2 \\ & + \left(\frac{(N_{00}-N_{01})(N_{00}-N_{10})N_{00}}{(N_{00}N_{11}-N_{01}N_{10})^2} \right)^2 (\Delta N_{11})^2 \end{aligned} \quad (4.31)$$

Man kann nun zwei Fälle unterscheiden:

1. Im Fall I stehen Polarisator und Analysator parallel. Wenn beide Spinflipper aus- oder beide eingeschaltet sind hat man die größte Transmission.
Es gilt dann $N_{00}, N_{11} \gg N_{01}, N_{10}$ und $\Delta N_{00}, \Delta N_{11} \gg \Delta N_{01}, \Delta N_{10}$.
2. Im Fall II stehen Polarisator und Analysator antiparallel. Hier hat man die größte Transmission wenn nur einer der beiden Spinflipper eingeschaltet ist.
Hier gilt $N_{00}, N_{11} \ll N_{01}, N_{10}$ und $\Delta N_{00}, \Delta N_{11} \ll \Delta N_{01}, \Delta N_{10}$.

Im Fall I vereinfacht sich Gleichung 4.31 in $\mathcal{O}(N_{00}, N_{11}, \Delta N_{00}, \Delta N_{11})$ zu

$$(\Delta AP)^2 \approx \frac{1}{N_{11}^2} (\Delta N_{00})^2 + \frac{N_{00}^2}{N_{11}^4} (\Delta N_{11})^2 \quad (4.32)$$

Im Fall II fällt die erste Ordnung heraus und man muß bis zur nächsten Ordnung gehen:

$$(\Delta AP)^2 \approx \left(\frac{1}{N_{10}} + \frac{1}{N_{01}} \right)^2 (\Delta N_{00})^2 + \frac{N_{00}^2}{N_{01}^4} (\Delta N_{01})^2 + \frac{N_{00}^2}{N_{10}^4} (\Delta N_{10})^2 + \frac{N_{00}^2}{N_{01}^2 N_{10}^2} (\Delta N_{11})^2 \quad (4.33)$$

Für die Fehler auf die Spinflippeffizienzen erhält man

$$(\Delta S_1)^2 = \frac{(N_{11}-N_{10})^2}{4(N_{01}-N_{00})^4} (\Delta N_{00})^2 + \frac{(N_{11}-N_{10})^2}{4(N_{01}-N_{00})^4} (\Delta N_{01})^2 + \frac{1}{4(N_{01}-N_{00})^4} (\Delta N_{10})^2 + \frac{1}{4(N_{01}-N_{00})^4} (\Delta N_{11})^2 \quad (4.34)$$

(Für S_2 gerade N_{01} und N_{10} vertauscht).

Als Näherung im 1. Fall ergibt sich

$$(\Delta S_1)^2 \approx \frac{N_{11}^2}{4N_{00}^4} (\Delta N_{00})^2 + \frac{1}{4N_{00}^2} (\Delta N_{11})^2 \quad (4.35)$$

und im 2. Fall

$$(\Delta S_1)^2 \approx \frac{N_{10}^2}{4N_{01}^4} (\Delta N_{01})^2 + \frac{1}{4N_{01}^2} (\Delta N_{10})^2 \quad (4.36)$$

4.5 Test der Methode der gekreuzten Polarisatoren

In diesem Abschnitt werden Messungen vorgestellt, die am Strahl Pf1b am ILL durchgeführt wurden. Die ersten Messungen dieser Serie reichen ins Jahr 2001 zurück und standen in direktem Zusammenhang mit der Perkeo-B-Messung, die neuesten Messungen, auf die hier näher eingegangen wird, fanden im Juni / Juli 2002 auch im Rahmen dieser Diplomarbeit statt [Pet02]. Hauptmotivation war dabei stets, die Eigenschaften eines „gekreuzten Polarisators“ auch im Vergleich zu einem gewöhnlichen Superspiegel-Polarisator zu bestimmen. Daneben galt das Interesse auch einer Optimierung der Spinflipper sowie einer Erhöhung der Meßgenauigkeit.

4.5.1 Experimenteller Aufbau

Nach dem Austritt aus dem Neutronenleiter wird der Strahl in einem „gekreuzten Polarisator“ bestehend aus zwei SM-Polarisatoren polarisiert. Der Strahl passiert einen Resonanz- und einen Currentsheet-Spinflipper und wird dann in einem Analysator analysiert. Als Analysatoren standen ein gewöhnlicher Superspiegel-Polarisator, ein „gekreuzter Analysator“ und eine Zelle mit kernspinpolarisiertem ^3He zur Verfügung. Der Strahl wird danach gechopt, um ein Flugzeitspektrum aufzunehmen und so Polarisation und Spinflippeffizienz wellenlängenabhängig zu bestimmen. Als Detektoren dienen verschiedene ^3He -Zählrohre. Führungsfelder sorgen auf der ganzen Strecke zwischen Polarisator und Analysator dafür, daß der Strahl nicht depolarisiert wird.

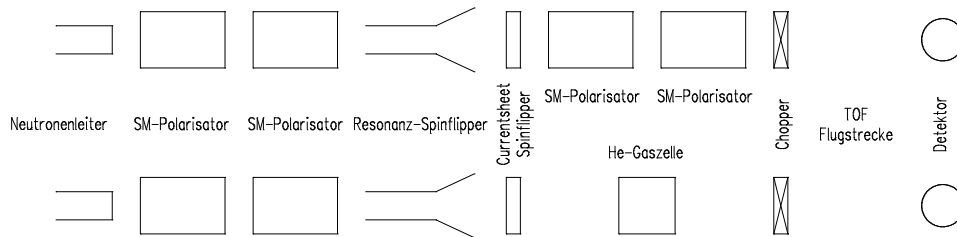


Abbildung 4.9: Experimenteller Aufbau zur Messung der Polarisation und Spinflippeffizienzen. Aufsicht.

4.5.2 Auswertung

Die Auswertung gestaltet sich relativ einfach: Aus den Zählraten lassen sich nach Gleichungen 4.28, 4.29 und 4.30 die gesuchten Größen AP , S_1 und S_2 bestimmen. Dabei ist allerdings zu beachten, daß die gemessenen Zählraten aufgrund von Untergrund und Totzeit nicht mit den tatsächlichen Zählraten übereinstimmen, also auf diese Effekte korrigiert werden muß.

Korrektur auf unterschiedliche Meßdauer

Es ist unter Umständen günstig, nicht alle Zählraten gleichlang zu messen: Wie aus Gleichung 4.32 folgt, geht in die Genauigkeit von AP in erster Näherung für den Fall I (also Polarisator- und Analysatorrichtung parallel zueinander) nur die Genauigkeit auf N_{00} und N_{11} ein. Es ist also sinnvoll, diese Flipperstellungen länger zu messen als die anderen. Natürlich muß man dann darauf korrigieren. (Die Anzahl der Ereignisse wird einfach mit dem entsprechenden Faktor multipliziert.)

Für die Messung mit Superspiegel-Analysatoren wurde ein Verhältnis der Meßzeiten von $T_{00} : T_{10} : T_{01} : T_{11} = 4 : 1 : 1 : 4$ verwendet, bei den Helium-Messungen wurde in der überwiegenden Zahl der Messungen ein Verhältnis von $1 : 1 : 1 : 1$ eingestellt.

Totzeitkorrektur

Die verwendeten 3He -Zählrohre weisen eine Totzeit auf. Dazu kommt noch die Totzeit der Elektronik. Insgesamt ergibt sich eine Totzeit von ca. $3\mu s$. Auf diese Totzeit wird korrigiert. Um abzuschätzen, welchen Einfluß ein Fehler bei der Bestimmung der Totzeit auf den Polarisationswert hätte, wurde die Analyse für einen Datensatz auch mit einer Totzeit von $2\mu s$ und $10\mu s$ durchgeführt. Der daraus resultierende Polarisationswert wich nur um $0,001\%$ ($2\mu s$) bzw. $0,006\%$ ($10\mu s$) ab. Dieser Fehler ist also klein gegen unseren statistischen Fehler (siehe im Folgenden). Dies ist verständlich, denn wir haben die Effizienz

der Detektoren gerade so gewählt, daß Totzeiteffekte kaum eine Rolle spielen. Mit durchschnittlich weniger als 1000 Ereignissen pro Sekunde (im Peak zwar deutlich mehr) sind diese fast zu vernachlässigen.

Untergrundkorrektur

Da der Untergrund keine zeitliche Struktur aufweisen sollte, kann er in dem Zeitfenster bestimmt werden, in dem keine Strahlneutronen mehr den Detektor erreichen sollten. Wir haben ein Zeitfenster von $4 - 8.5ms$ nach Öffnen des Choppers gewählt, in dem wir den Untergrund bestimmen.

Zusammenfassen von Kanälen

Die TimeOfFlight (TOF) Karte hat eine Kanalbreite von $10\mu s$. Damit läßt sich zwar die Geschwindigkeit der Neutronen sehr genau bestimmen, allerdings wäre dazu eine entsprechend hohe Statistik und damit eine lange Meßdauer notwendig. Außerdem ist eine solche Genauigkeit in der Wellenlänge für eine Messung von AP und S nicht unbedingt notwendig. Um also bei vertretbarer Meßzeit eine hohe Genauigkeit zu erreichen, ist es unabdingbar, mehrere Kanäle zusammenzufassen. Durch die endliche Öffnungszeit des Choppers und die Länge des Detektors (ca. 5 cm) wird die Zeitauflösung ohnehin ausgeschmiert, so daß es vollkommen sinnlos wäre mit der Genauigkeit der TOF-Karte zu arbeiten. In dieser Auswertung wurden immer 8 Kanäle zusammengefaßt, wobei überprüft wurde, daß das Ergebnis bei sinnvoller Wahl der Anzahl der zusammenzufassenden Kanäle nicht kritisch von dieser Wahl abhängt.

Nach Anbringen all dieser Korrekturen erhält man den besten Schätzwert für die tatsächlichen Zählraten und kann hieraus dann AP , S_1 und S_2 bestimmen.

4.5.3 Ergebnisse der Messung mit SM-Polarisatoren als Analysator

Bei der Messung mit gekreuzten Polarisatoren sowohl als Polarisator als auch als Analysator ist keine Wellenlängenabhängigkeit des Produkts AP im Bereich $1\text{Å} < \lambda < 15\text{Å}$ erkennbar. Als Mittelwert erhält man $\langle AP \rangle = 98,94(4)\%$, wobei sich der Fehler ergibt, wenn man den gewichteten Mittelwert von $AP(\lambda)$ für die verschiedenen Werte von λ bildet. Der Fehler ist dabei rein statistisch. Abbildung 4.10 gibt die Meßergebnisse wider.

Als Schätzwert von P erhält man $P \approx \sqrt{AP} = 99,47(2)\%$, wobei man hier angenommen hat, daß $A = P$ gilt.

Ein Verschieben der Analysatoren in horizontaler und vertikaler Richtung lieferte keine Hinweise auf eine Positionsabhängigkeit der Polarisation.

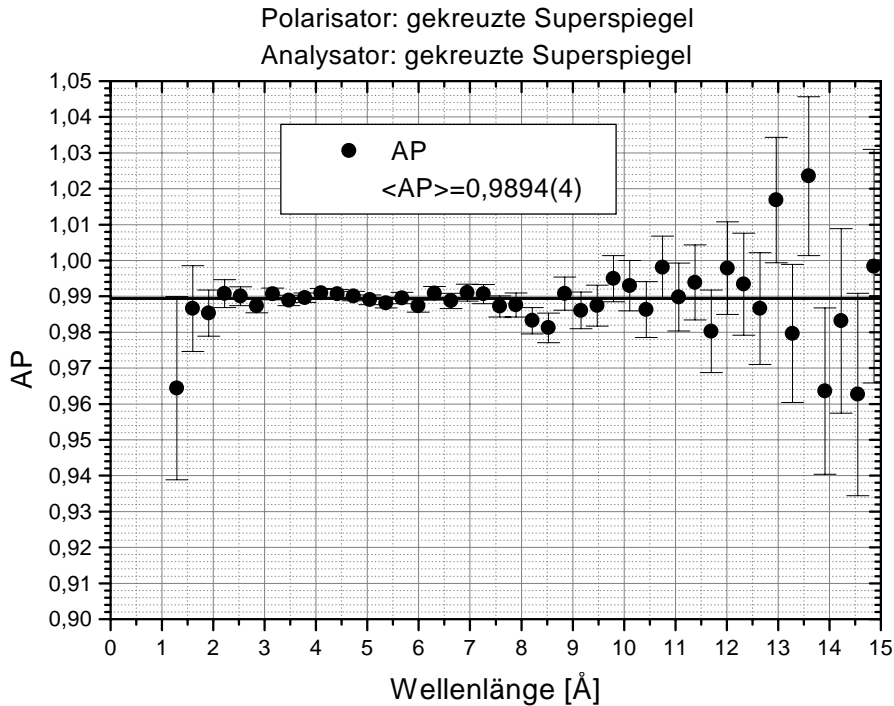


Abbildung 4.10: AP gemessen mit gekreuzten SM-Polarisatoren als Analysator und Polarisator. Die unphysikalischen Werte von $AP > 100\%$ sind auf statistische Schwankungen zurückzuführen und innerhalb der Statistik erklärbar.

4.5.4 Ergebnisse der Messung mit einer ${}^3\text{He}$ -Zelle als Analysator

Zu Messungen der Neutronenpolarisation mit ${}^3\text{He}$ -Zellen siehe auch [Zim99] und [Zim99a].

Besonderheiten bei der Messung mit ${}^3\text{He}$

Das größte Problem bei der Messung mit ${}^3\text{He}$ liegt in der Zeitabhängigkeit der ${}^3\text{He}$ Kernspinpolarisation und damit in der Zeitabhängigkeit der Analysierstärke A der Heliumzelle. Auch wenn die Relaxationszeit einiger der verwendeten Zellen bei über 100 Stunden liegt, so ist dieser Effekt bei einer Meßzeit von 24 Stunden oder mehr, wie sie hier vorliegt, nicht vernachlässigbar. Im Gegensatz zur Messung mit SM-Polarisatoren ist es hier also nicht möglich, einfach lang genug zu messen und die Anzahl der Ereignisse aufzuaddieren. Es ist vielmehr notwendig AP zeitaufgelöst zu messen, wobei die Meßzeit einerseits deutlich kleiner als die Relaxationszeit, andererseits groß genug sein muß, um statistisch signifikante Ergebnisse zu erzielen. Um hier flexibel zu bleiben, haben wir zunächst die Ereignisse über einen Zeitraum von jeweils ca. 73 Minuten aufsummiert und in eine eigene Datei geschrieben. Später haben wir dann immer zwei aufeinanderfolgende Dateien addiert was zu einer effektiven Meßzeit von ca. 146 Minuten führt. Allerdings hängen auch hier die Ergebnisse kaum davon ab, ob man nun 2, 3 oder 4 Dateien aufsummiert.

Die Zeit- und Wellenlängenabhängigkeit der Analysierstärke hat aber auch positive Effekte. Da ihr Verlauf prinzipiell bekannt ist (vgl. Gleichungen 4.16 und 4.18) kann hier die Analysierstärke extrahiert werden. Da man AP ebenfalls kennt, ist es so möglich direkt die Strahlpolarisation zu bestimmen. Um die noch unbekannt Parameter \mathcal{P}_0 und τ zu bestimmen, geht man wie folgt vor:

Die Ergebnisse der Messung mit gekreuzten SM-Polarisatoren haben gezeigt, daß keine Wellenlängenabhängigkeit der Polarisation vorliegt. Folglich kann die ganze Wellenlängenabhängigkeit von AP, wie man sie mit ${}^3\text{He}$ mißt, auf eine Änderung der Analysierstärke zurückgeführt werden. Gleiches gilt für die zeitliche Abhängigkeit.

Es liegt also nahe, an die Daten die Funktion

$$AP(\lambda, t) = P_n \tanh(\tilde{P} \lambda \exp(-t/\tau)) \quad (4.37)$$

mit den Parametern P_n , \tilde{P} und τ anzufitten. P_n hat dann die Bedeutung der Strahlpolarisation, τ die der Relaxationszeit und $\tilde{P} = \mathcal{P}_0 kpl$ ist im wesentlichen ein Produkt aus Anfangs-Kernspinpolarisation, Gasdruck und Absorptionslänge.

Prinzipiell ist es, wenn man auf diese Weise $A(\lambda, t)$ bestimmt hat, nun möglich auch $P(\lambda, t)$ nach $P(\lambda, t) = AP(\lambda, t)/A(\lambda, t)$ zu berechnen. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß man die Parameter P_n , \tilde{P} und τ nur mit endlicher Genauigkeit bestimmen kann. Eine Ungenauigkeit dieser Parameter wirkt sich dort, wo $A(\lambda, t)$ sehr nahe bei 1 liegt kaum aus, jedoch umso stärker, je weiter $A(\lambda, t)$ von 1 abweicht. Um hier Ungenauigkeiten zu vermeiden, haben wir nur Datenpunkte verwendet, an denen die Analysierstärke nach den Fitergebnissen einen Wert von wenigstens 99,99% erwarten läßt.

Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, daß der Fit eine konstante Polarisation des Strahls voraussetzt. Er taugt daher nicht, die Strahlpolarisation exakt zu bestimmen, wohl aber, den Bereich, in dem die Analysierstärke der He-Zelle einen gewissen Wert (hier 99,99%) übersteigt, zu bestimmen. Abbildung 4.11 zeigt ein Beispiel für einen solchen Fit.

Eine andere Besonderheit bei der Messung mit ${}^3\text{He}$ besteht darin, daß man die Polarisation der Kernspins parallel oder antiparallel zum Magnetfeld wählen kann, während man bei SM-Polarisatoren dies Freiheit nicht hat. Bei einer Messung mit ${}^3\text{He}$ ist also auch der zweite Fall ($N_{00}, N_{11} \ll N_{01}, N_{10}$ und $\Delta N_{00}, \Delta N_{11} \ll \Delta N_{01}, \Delta N_{10}$) zugänglich, der wie Gleichung 4.33 zeigt, deutlich günstiger ist, was den Fehler auf AP betrifft.

Ergebnisse

Auch bei der Messung der Polarisation mit einer Heliumzelle als Analysator ist keine Wellenlängenabhängigkeit beobachtbar. Allerdings kann aufgrund der starken Wellenlängenabhängigkeit von Transmission und Analysierstärke einer ${}^3\text{He}$ -Zelle diese Aussage nur für einen Wellenlängenbereich von $3,5\text{\AA} < \lambda < 8,5\text{\AA}$ getroffen werden. Als Mittelwert für die Polarisation erhält man $P = 99,56(1)\%$. (Siehe auch Abbildung 4.12)

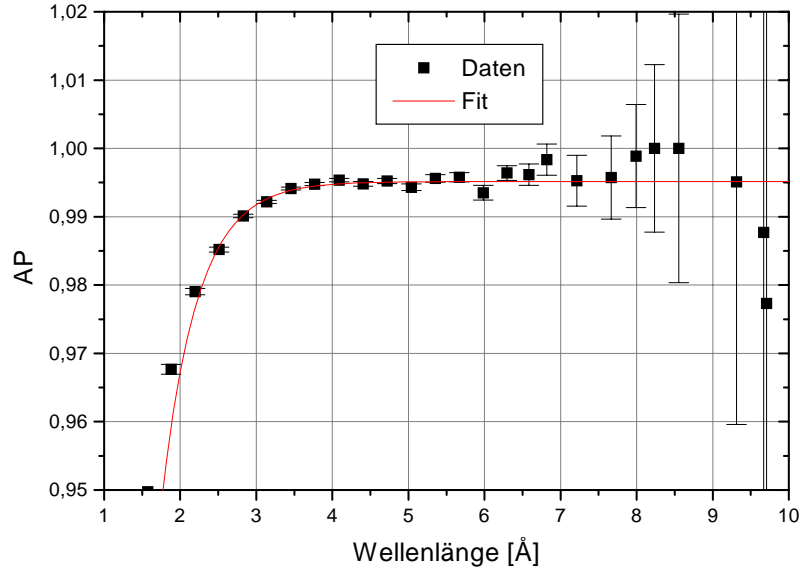


Abbildung 4.11: Beispiel eines Fits. Es ist nur das Produkt AP zu einer Zeit aufgetragen. Für den tatsächlichen Fit werden die Werte zu verschiedenen Zeiten benötigt um so die Relaxationszeit τ zu erhalten.

4.5.5 Vergleich der Messungen

Beide Messungen zu vergleichen ist insofern schwierig, als bei der Messung mit SM-Polarisatoren das Produkt AP aus Polarisation und Analysierstärke, bei der Messung mit ${}^3\text{He}$ nur die Polarisation P gemessen wurde. Setzt man $A = P$ an, so erhält man für P aus der Superspiegel-Messung den Wert $P \approx \sqrt{AP} = 99,47(2)\%$. Dieser Wert ist signifikant verschieden von dem Wert $P = 99,56(1)\%$, wie man ihn aus der Helium-Messung erhält. Dieser Unterschied ließe sich leicht erklären, wenn man dem Analysator eine geringere Analysierstärke als dem Polarisator zuschreiben würde. Da alle verwendeten Polarisatoren sicher nicht ganz identisch sind, ist diese Erklärung durchaus möglich. Aber auch wenn alle Polarisatoren identisch wären, würde man eine Abweichung erwarten, da (wie oben erwähnt) die Polarisierstärke zweier Polarisatoren geringer ist als das Produkt.

Interessant ist es auch, sich zu fragen, welche Polarisation man erwarten würde, wenn man zwei unabhängige Polarisatoren bekannter Polarisierstärke kombiniert. Aus dem Formalismus (siehe Abschnitt 4.4.2 ergibt sich für die Gesamtpolarisation P_{12} zweier unabhängiger Polarisatoren mit Polarisationsstärken P_1 und P_2

$$P_{12} = \frac{P_1 + P_2}{1 + P_1 P_2} \quad (4.38)$$

Bei einer Polarisierstärke eines einzelnen Polarisators von $P_1 \approx P_2 \approx 98\%$ erhält man eine Gesamtpolarisation von $P_{12} \approx 99,98$. Dieser Wert liegt deutlich über dem von uns

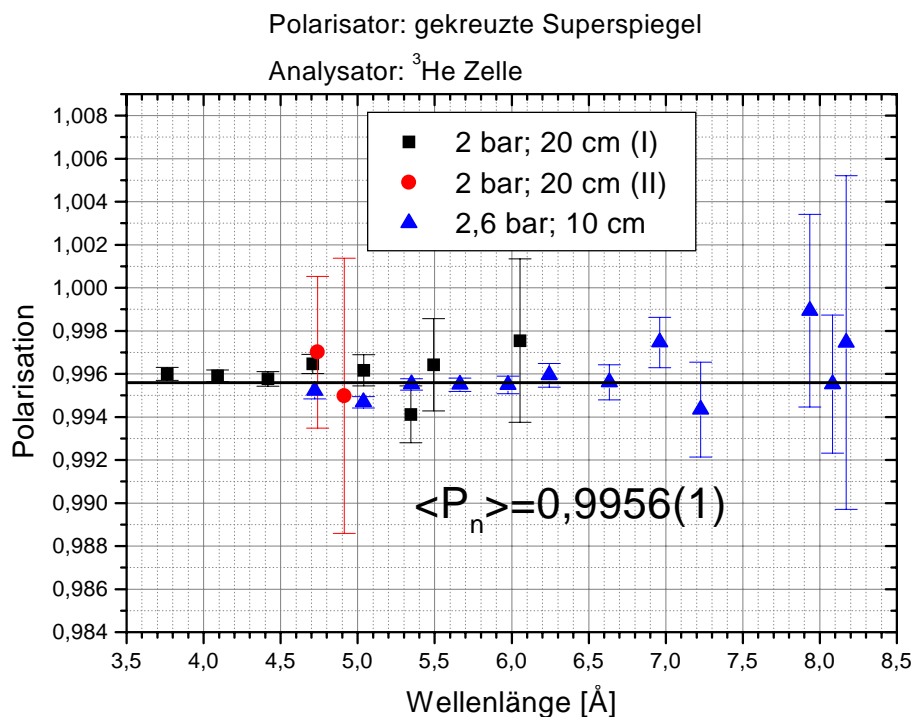


Abbildung 4.12: Polarisation gemessen mit ^3He -Zellen mit verschiedener Länge und Druck. Der Unterschied zwischen den beiden Messungen I und II mit jeweils 20 cm und 2 bar ist auf eine schlechte Heliumpolarisation der zweiten Zelle zurückzuführen.

gemessenen Wert. Eine Erklärung wäre, daß in den Polarisatoren Depolarisation auftritt, wie sie z.B durch eine nicht vollständige Ausrichtung der magnetischen Domänen verursacht werden könnte. Diese Erklärung wird auch dadurch gestützt, daß tatsächlich eine Abhängigkeit der Polarisation vom Magnetfeld, in dem sich die Superspiegel-Polarisatoren befinden, beobachtet wurde [Sol02].

4.5.6 Polarisation des Strahls

Oben wurde gezeigt, daß die Messung der Strahlpolarisation Ergebnisse liefert, die mit einer konstanten (nicht wellenlängenabhängigen) Polarisation P verträglich sind. Auf dieser Grundlage (Konstanz der Polarisation) wurde dann ein wahrscheinlicher Wert für P berechnet, sowie der Fehler angegeben, wie er sich für einen gewichteten Mittelwert ergibt. Wichtiger für eine Messung der Elektronenasymmetrie A ist aber die Gesamtpolarisation des Neutronenstrahls, also die Polarisation gewichtet mit der Zerfallsrate $R(\lambda)$. Die Zerfallsrate ist dabei proportional zur Anzahl der Neutronen $N(\lambda)$ und der Aufenthaltsdauer im Zerfallsvolumen T , wobei T wiederum umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit v ist. Es gilt also $R(\lambda) = N(\lambda)(1/v(\lambda))$. Dies ist jedoch gerade das Spektrum, wie man es mit einem ^3He -Zählrohr mißt, das eben jene $1/v$ -Abhängigkeit aufweist. Abbildung 4.13 zeigt

das entsprechende Spektrum vor dem Analysator. Da keine Wellenlängenabhängigkeit der

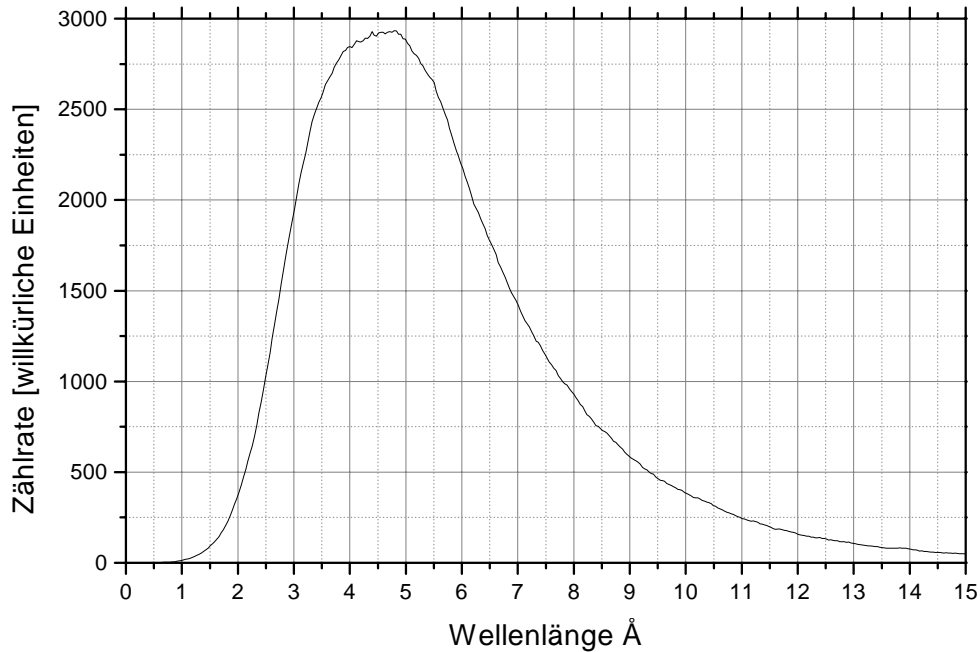


Abbildung 4.13: Strahlspektrum: Durch die Messung mit einem ${}^3\text{He}$ -Detektor ist es bereits mit $1/\nu$ gewichtet.

Polarisation P zu erkennen ist, sollte sich der Wert von P nach Faltung mit dem Spektrum nicht von dem oben errechneten gewichteten Mittel unterscheiden. Allerdings darf man eine Abweichung bei der Genauigkeit erwarten: Oben wurde die Wichtung so gewählt, daß der Gesamtfehler gerade minimiert wird (darum bildet man ja einen gewichteten Mittelwert). Hier ist die Wichtung durch das Spektrum vorgegeben, der Fehler wird also größer werden. Im Fall der SM-Polarisatoren als Analysator ist diese Wichtung einfach, da AP hier praktisch im gesamten Bereich des Spektrums gemessen wurde. Man erhält $\langle P \rangle \approx \langle \sqrt{AP} \rangle = 99,44(6)\%$ was mit dem oben abgeschätzten Wert von $99,47(2)\%$ verträglich ist. (Bemerkung: Der Unterschied der Fehler rührt daher, daß im Fall der Wichtung mit dem Spektrum mit N (N : Intensität), im Fall des gewöhnlichen gewichteten Mittelwerts mit $\frac{1}{\sigma^2} \approx N^2$ gewichtet wird.)

Bei der Heliummessung ist das Vorgehen nicht so einfach: Hier liegen für Wellenlängen kleiner $3,5\text{Å}$ keine Daten vor, während das Spektrum in diesem Bereich noch signifikant ist. Einfachste Möglichkeit wäre die Polarisation nach kleinen Wellenlängen hin zu extrapolieren. Allerdings ist ein solches Vorgehen nicht unbedingt überzeugend.

Eine Idee, hier weiterzukommen, ist in dem Bereich, in dem keine Daten aus der Heliummessung vorliegen, die Daten der Superspiegel-Messung zu verwenden. Da diese aber

das Produkt AP enthalten, während der große Vorteil der Heliummessung ja der ist, daß man hier P alleine messen kann, muß man also auch aus diesen Daten P extrahieren. Aus der Messung mit ${}^3\text{He}$ ist bekannt, daß die Polarisation P im Bereich $3.5\text{\AA} < \lambda < 8.5\text{\AA}$ $99,56(1)\%$ beträgt. Hieraus kann man dann für die Superspiegel-Messung in diesem Bereich A erhalten nach $A = AP/P$. Nimmt man nun an, daß A nicht wellenlängenabhängig ist, kann man hieraus P im gesamten Wellenlängenbereich bestimmen. Es ist zunächst überhaupt nicht klar, daß diese Annahme sinnvoll ist. Was sie ein Stück weit rechtfertigt, ist, daß bis jetzt tatsächlich keine signifikante Wellenlängenabhängigkeit gefunden wurde und daß sie nur einen relativ kleinen Bereich des Spektrums betrifft. Um diesen Unsicherheiten Rechnung zu tragen, wurden die Fehler der Daten aus der Superspiegel-Messung verdoppelt. Damit erhält man $\langle P \rangle = 99,58(5)\%$ was auch wieder mit dem alten Wert von $99,56(1)\%$ verträglich ist. Betrachtet man nur die Messung mit ${}^3\text{He}$ und nimmt an, daß man über den Verlauf der Polarisation außerhalb des gemessenen Bereichs überhaupt nichts weiß (setzt also den Fehler der Polarisation in diesem Bereich gleich $\Delta P = 0,5$), so erhält man $P = 99,58(36)$. Dies ist die konservativste Fehlerabschätzung, die überhaupt möglich ist.

4.5.7 Fliepeffizienzen

Es stellte sich heraus, daß ein Resonanz-Spinflipper dem Currentsheet-Spinflipper in so weit überlegen ist, als er im gesamten Bereich unseres Spektrums keine Wellenlängenabhängigkeit aufweist. Auch liegt die gemessene Fliepeffizienz mit $F = 99,93(3)\%$ (Superspiegel-Messung) bzw. $F = 99,98(3)\%$ (Helium-Messung) sehr nahe an 100% . Ebenso empfiehlt die Tatsache, daß sich beim Resonanz-Spinflipper kein Material im Strahl befindet, diesen für eine zukünftige Perkeo-Messung. Für die Ergebnisse der Messungen vergleiche Abbildungen 4.14 und 4.15.

Die schlechte Fliepeffizienz beim Currentsheet-Flipper für kurze Wellenlängen ist eine Folge nicht optimaler Justierung des Flippers und kann behoben werden. Der Abfall bei langen Wellenlängen ist hingegen ein grundsätzliches Problem von Currentsheet-Flippern (siehe Abschnitt 4.3.1).

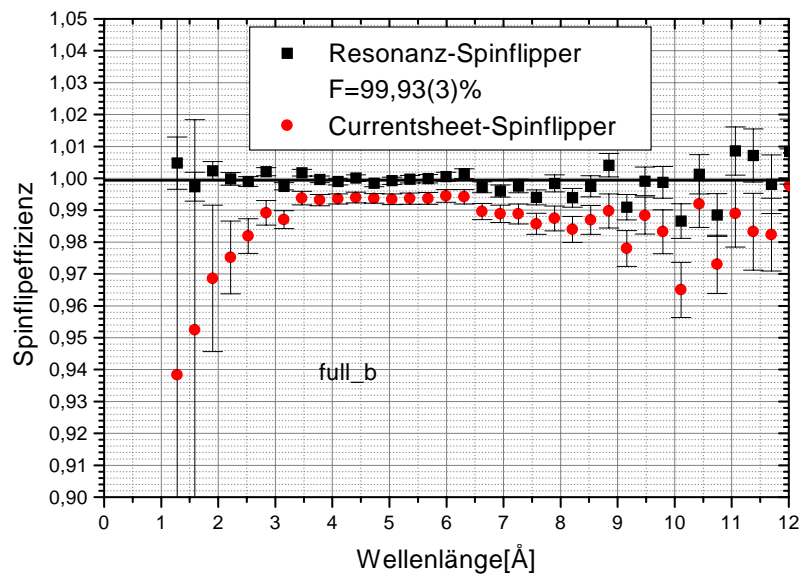
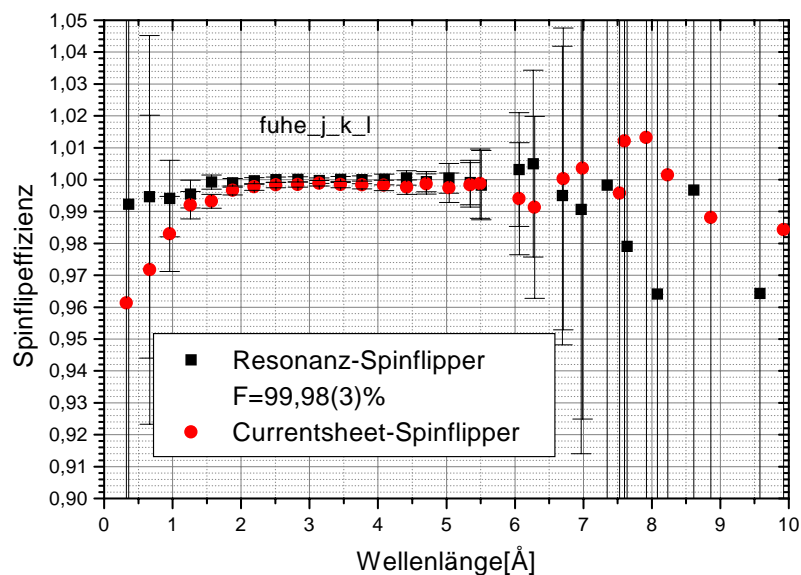


Abbildung 4.14: Spinflippeffizienzen gemessen mit Superspiegel-Polarisatoren.

Abbildung 4.15: Spinflippeffizienzen gemessen mit ^3He -Zellen

4.6 Folgerungen für eine Polarisationsmessung bei Perkeo

Am Institut Max von Laue - Paul Langevin wurde inzwischen eine neue Station zur Heliumpolarisation in Betrieb genommen. Sie ist deutlich leistungsfähiger als die alte Station, an der die von uns verwendeten Heliumzellen befüllt wurden. Insbesondere ist es an der neuen Station möglich, mehrere Zellen in kurzer Zeit zu befüllen. Dies würde es ermöglichen, mit zwei hintereinander gestellten Zellen zu messen und so in Bereiche kürzerer Wellenlänge vorzudringen. Man könnte dann komplett auf Messungen mit Superspiegel-Polarisatoren verzichten und dürfte auch eine höhere Genauigkeit erwarten. Zur Zeit ist allerdings noch nicht bekannt, welchen Helium-Polarisationsgrad die neue Station erreichen wird, da laufend eine Optimierung vorgenommen wird. Realistisch dürfte aber für die nächste Perkeo-Strahlzeit (voraussichtlich Herbst 2003) eine Polarisation von etwa 60% sein, ein Wert der leicht über den Polarisationswerten dieser Messung (etwa 55%) liegt. Geht man von einer solchen Heliumpolarisation und den zur Verfügung stehenden Zellen (10 cm, max. 2,6 bar; 20 cm, max. 2 bar) aus, könnte man sich vorstellen, daß man für eine Messung der Polarisation bei Perkeo 3 mal messen muß:

1. 2 Zellen: 20 cm, 2 bar; 10 cm, 2,6 bar
Wellenlängenbereich etwa $1,7\text{\AA} < \lambda < 4,5\text{\AA}$
2. 1 Zelle: 20 cm, 1,5 bar
Wellenlängenbereich etwa $4\text{\AA} < \lambda < 9\text{\AA}$
3. 1 Zelle: 10 cm, 1,5 bar
Wellenlängenbereich etwa $7,5\text{\AA} < \lambda < 16\text{\AA}$

Die benötigte Meßzeit ist recht schwer abzuschätzen; sie betrug bei unseren Messungen in der Regel etwa 20 Stunden pro Zelle. Allerdings ist die Meßzeit stark vom verwendeten Detektor abhängig: Um Sättigungseffekte im Detektor zu vermeiden, waren wir gezwungen, Detektoren mit relativ schlechter Effizienz zu benutzen. Ein hochratentauglicher, effizienter Detektor, wie er sich z.B. in unserer Arbeitsgruppe in Entwicklung befindet (CASCADE-Detektor [Mar02]), würde die Meßzeit erheblich senken. Aber auch falls ein solcher Detektor noch nicht zur Verfügung stehen sollte, könnte man wohl (bei geringen Abstrichen bei der Genauigkeit) mit etwa 8 Stunden Meßzeit pro Zelle auskommen.

Fraglich ist auch, wie die Polarisation eines Strahl von immerhin etwa $6 \cdot 6 \text{ cm}^2$ gemessen werden soll. Prinzipiell eignet sich zwar die Helium-Methode besonders für große Strahlquerschnitte, allerdings stellen der Durchmesser der Heliumzelle, die Breite und Höhe des Chopperschlitzes sowie die aktive Fläche des Detektors Schranken dar. Man müßte den Strahl wohl an mindestens drei Stellen vermessen, wobei aus unseren Messungen folgt, daß man keine signifikanten Änderungen der Polarisation erwarten würde.

Rechnet man also mit 3 Positionen, je drei Messungen pro Position und 8 Stunden pro Messung, könnte man die Polarisationsmessung in vier bis 5 Tagen bewältigen.

Kapitel 5

Untergrundbestimmung

Mit einem Beitrag von 0,25% trug die Unsicherheit bei der Bestimmung des Untergrunds spürbar zum Gesamtfehler auf A in Höhe von 0,66% bei. Wenn, wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt, der Fehlerbeitrag aus der Messung der Polarisierung und der Fliepeffizienz deutlich verringert werden kann und auch der statistische Fehler durch größere Intensität und eine längere Meßdauer kleiner wird, dann könnte die Untergrundbestimmung vielleicht zwar nicht zum dominierenden, zumindest aber zum größten Fehler werden. In diesem Kapitel soll der Frage nachgegangen werden, ob mit Hilfe eines gechopten Strahls dieser Fehler verringert werden kann.

5.1 Untergrundbestimmung bei der letzten Messung

Dieser Abschnitt gibt Ergebnisse der Untergrundbestimmung der letzten A-Messung mit Perkeo wieder und folgt dabei [Rei99].

Der Untergrund läßt sich in zwei Gruppen einteilen: strahlabhängig und strahlunabhängig. Der strahlunabhängige Untergrund setzt sich dabei zusammen z.B. aus Umgebungsradioaktivität, Kosmischer Strahlung und Untergrund produziert vom Reaktor und benachbarten Instrumenten. Dieser Untergrund ist vorhanden, ob der Strahl nun geöffnet ist oder nicht; deshalb ist er auch einfach zu messen: Kurz hinter dem Polarisator befindet sich ein Strahlverschluß (bezeichnet mit "shutter up"). Ist er geschlossen, mißt man nur den strahlunabhängigen Untergrund. Das Verfahren ist nur dann anwendbar, wenn der Strahlverschluß im geschlossenen Zustand keinen zusätzlichen Untergrund produziert. Daß dieser zusätzliche Untergrund tatsächlich vernachlässigbar ist, wurde in einer gründlichen Abschätzung gezeigt. Auf diese Art und Weise läßt sich der strahlunabhängige Untergrund fast beliebig genau bestimmen. Im für die Bestimmung von A interessanten Energiebereich beträgt die Rate für diese Ereignisse etwa 7 Hz.

Hauptquellen für den strahlabhängigen Untergrund dürfte das Kollimationssystem, hier besonders die letzte Blende vor dem Spektrometer, sowie der Beamstop sein. Dieser Anteil des Untergrunds ist dabei deutlich schwerer zu bestimmen, glücklicherweise aber auch deutlich weniger intensiv als der strahlunabhängige. Um ihn zu bestimmen, kann man zwei

verschiedene Verfahren anwenden:

1. Shutter-down minus Shutter-up:

Neben dem Strahlverschluß direkt nach dem Polarisator (shutter-up) existiert noch ein zweiter Strahlverschluß (shutter-down) direkt nach der letzten Blende des Kollimationssystems. Aus dem Unterschied an Zählrate zwischen Shutter-down geschlossen und Shutter-up geschlossen erhält man den durch das Kollimationssystem produzierten Untergrund; der vom Beamstop verursachte Untergrund ist auf diese Weise nicht zugänglich.

2. Magnetfeld an / Magnetfeld aus:

Mißt man das Spektrum einmal an- Magneten und einmal mit ausgeschaltetem Magneten, so kann man auch Rückschlüsse auf den strahlabhängigen Untergrund ziehen: Mit Magnetfeld an mißt man praktisch alle Zerfallselektronen plus dem Untergrund, ohne Magnetfeld den selben Untergrund aber nur noch den Teil der Zerfallselektronen, der aufgrund passender Richtung den Detektor trifft. Das Problem besteht hierbei, diesen Anteil aus der Detektorgeometrie und den Strahleigenschaften genau zu bestimmen. Es stellt sich heraus, daß dieser Anteil etwa 5-6% beträgt, wobei die Unsicherheit hier 1% ist.

Beide Verfahren liefern ähnliche Werte: Im interessanten Energiebereich treten strahlabhängige Untergrundereignisse mit einer Rate von 0,30(15) Hz auf.

5.2 Untergrundbestimmung mit einem gechopten Strahl

Um die Genauigkeit bei der Bestimmung des strahlabhängigen Untergrunds zu verbessern, kam die Idee auf, einen Chopper zu verwenden. Dieser zerhackt den Strahl in einzelne Neutronenpakete. Wenn man erreicht, daß sich zu jedem Zeitpunkt jeweils nur ein solches Paket im Strahlgang befindet und wenn die Ausdehnung eines solchen Pakets nicht zu groß ist, erhält man aus der Zeitinformation den Ort, an dem der Untergrund produziert wird. Insbesondere lassen sich die Zerfallselektronen von wirklichem Untergrund unterscheiden.

5.2.1 Verwendung eines einzelnen Choppers

Die einfachste Variante ist die, nur einen einzelnen Chopper zu verwenden. Dieser zerhackt den kontinuierlichen Strahl in zunächst kleine Pakete, die aber wegen hoher Dispersion aufgrund breiter Geschwindigkeitsverteilung sehr schnell auseinanderlaufen. Hier gibt es zwei Parameter, die optimiert werden müssen: Öffnungszeit und Periode des Choppers, woraus sich die eigentlich interessante Größe, nämlich die Transmission des Choppers (in diesem Fall einfach das Öffnungsverhältnis) ergibt.

Um abschätzen zu können, wie diese Parameter gewählt werden müßten, wurde das Verhalten eines gechopten Strahls mit Mathematica simuliert, wobei folgende Annahmen eingingen:

Die Geschwindigkeitsverteilung des Strahls wurde als gaußförmig angenommen:

$$\bar{N}(v) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.1)$$

Ursprünglich ist der Strahl zwar Maxwell-Boltzmann verteilt, da im Polarisator aber kurze Wellenlängen, also hohe Geschwindigkeiten unterdrückt werden, nähert er sich einer gaußförmigen Verteilung an und liegt irgendwo zwischen beiden Verteilungen, so daß die Annahme eines gaußförmigen Strahls für erste Abschätzungen genügen sollte. Für v_0 wurden $900 \frac{m}{s}$ angenommen, für $\sigma = 280 \frac{m}{s}$.

Der Chopper wird durch

$$C(t) = \sum_{j=0}^{\infty} \theta_{jT, \Delta t}(t) \quad (5.2)$$

repräsentiert, wobei

$$\theta_{jT, \Delta t}(t) = \begin{cases} 1 & \text{falls } jT < t < jT + \Delta t \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.3)$$

eine „Fensterfunktion“ ist. Hier wurde also angenommen, der Chopper öffne zu einem Zeitpunkt T komplett und verschließe den Strahl nach einem Zeitintervall Δt instantan wieder vollständig. Dies ist für unsere Zwecke ausreichend, für eine genauere Analyse müßte man die exakte Öffnungsfunktion des Choppers beachten.

Die Intensität des Strahls zu einem bestimmten Zeitpunkt und an einer bestimmten Stelle erhält man nach

$$N(t, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{N}(v) C(t - \frac{x}{v}) dv \quad (5.4)$$

Um das zeitabhängige Signal im Detektor zu simulieren, muß man Annahmen über den Entstehungsort des Untergrunds machen. Vermutlich sind die letzte Kollimatorblende sowie der Beamstop die Hauptquellen des strahlabhängigen Untergrunds, die ebenfalls gemessenen Elektronen entstehen hauptsächlich im Zerfallsvolumen. Allgemein erhält man für diese Prozesse

$$Bg(x) = \tilde{\theta}_{x_0, \Delta x}(x) \quad (5.5)$$

wobei $\tilde{\theta}$ genau wie θ eine „Fensterfunktion“ ist. (Für x wurden $x=4,5m$ für die Kollimatorblende, $x=6m$ für das Zerfallsvolumen und $x=9m$ für den Beamstop eingesetzt)

Das zeitliche Signal ist dann

$$S_i(t) = k_i \int_0^{\infty} N(t, x) Bg_i(x) dx \quad (5.6)$$

wobei $i = \{Blende, Elektronen, Beamstop\}$ und k_i Konstanten sind, die die Stärke des verursachten Untergrunds angeben.

Abbildung 5.1 zeigt das simulierte zeitliche Signal am Detektor.

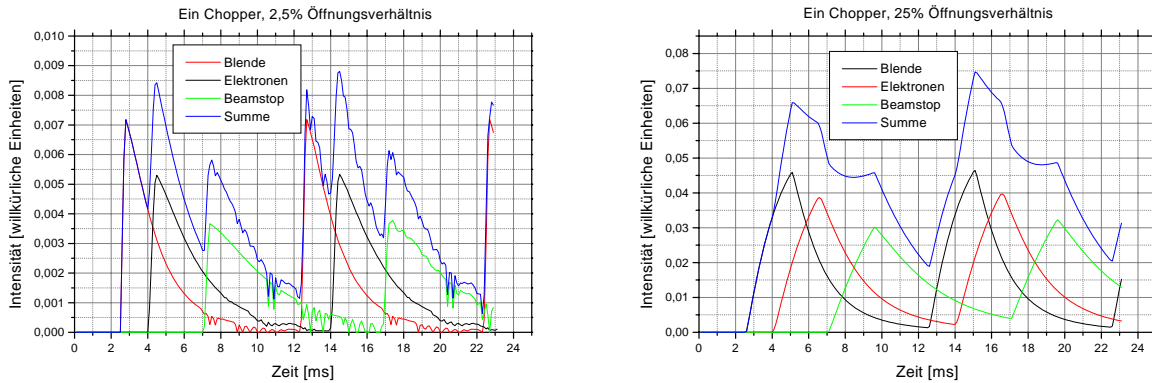


Abbildung 5.1: Simuliertes zeitliches Signal am Detektor für ein Öffnungsverhältnis von 2,5% bzw. 25%. Die einzelnen Untergrundkomponenten sind bei 2,5% Öffnungsverhältnis sehr gut getrennt, während sie bei 25% stark ineinander laufen. Das Magnetfeld ist dabei immer ausgeschaltet, sonst wäre der Elektronenpeak etwa 2 Größenordnungen höher und würde die beiden anderen Peaks verdecken.

5.2.2 Verwendung zweier Chopper

Während man mit einem Chopper den Strahl nur zerhackt, kann man mit einem System aus zwei Choppern auch die Geschwindigkeitsverteilung des Strahls verändern. Man kann auf diese Weise die Dispersion verkleinern und so das Auseinanderlaufen eines Neutronenpakets verringern. Dies funktioniert um so besser, je weiter die beiden Chopper voneinander entfernt sind. Bei uns steht aus Platzgründen aber maximal 1m zur Verfügung. Beide Chopper müssen sehr gut synchronisiert sein, was zusätzliche Schwierigkeiten verursacht. Die Simulation geht ganz analog zum Fall mit nur einem Chopper, einzig eine zusätzliche Chopfunktion ist einzuführen. Abbildung 5.2 zeigt ein typisches Beispiel eines Systems aus zwei Choppern mit einer Transmission von etwa 6,5%. Auch hier sind die einzelnen Untergrundbeiträge gut getrennt. Bei höherer Transmission verschmieren die einzelnen Beiträge mehr und mehr.

5.2.3 Abschätzung der benötigten Meßzeit

Um den strahlabhängigen Untergrund überhaupt messen zu können, muß die Anzahl dieser Ereignisse deutlich größer sein als die statistische Schwankung des restlichen Untergrunds. Willkürlich setzen wir hier „deutlich größer“ mit einem Faktor 5 gleich. Es muß also gelten:

$$N_a > 5\Delta N_u \quad (5.7)$$

dabei ist N_a die Anzahl von strahlabhängigen Untergrundereignissen und N_u die von strahlunabhängigen. Ausgedrückt in Raten R und der Meßzeit t ergibt sich

$$R_a t > 5\sqrt{R_u t} \quad (5.8)$$

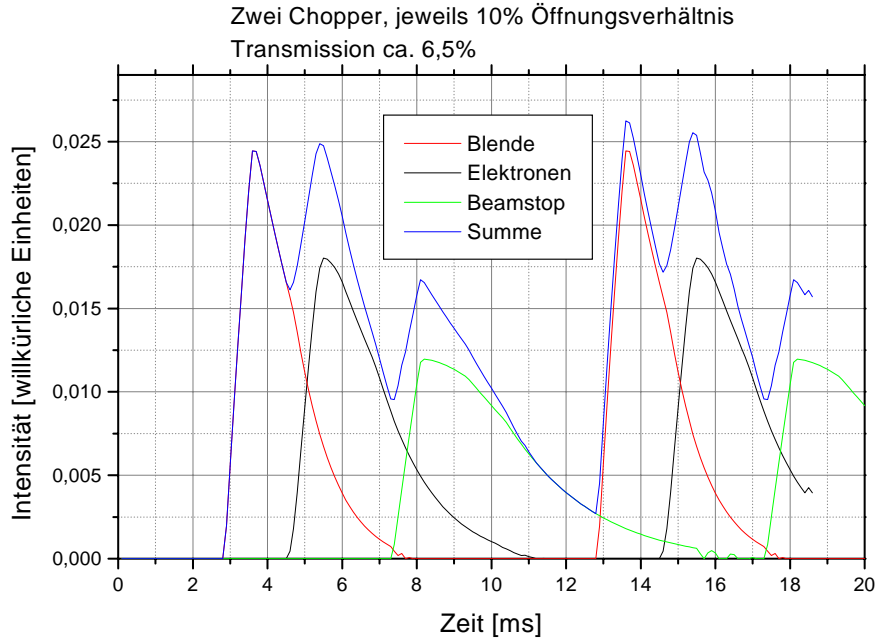


Abbildung 5.2: Simuliertes zeitliches Signal im Detektor bei einem System aus 2 Choppern bei einer Transmission von 6,5%

und schließlich

$$t > 25 \frac{R_u}{R_a^2} \quad (5.9)$$

mit $R_u = 7Hz$ und $R_a = 0,3Hz$ ergibt sich $t > 2000s \approx 0,5h$.

Durch das Choppieren des Strahls geht dessen Intensität und damit die Rate R_u des strahlabhängigen Untergrunds entsprechend zurück, während sich der strahlunabhängige Untergrund kaum ändern sollte. Wie aus Simulationen hervorgeht, ist eine gute Trennung der Untergrundkomponenten nur bei einer Transmission von maximal etwa 15% möglich. R_a geht also auf 15% des ursprünglichen Wertes zurück. Aufgrund des Quadrats in Gleichung 5.9 erhöht sich dadurch die Meßzeit um den Faktor 45.

Es dürfte kaum möglich sein, einen Chopper zu bauen, der über den kompletten Strahlquerschnitt von $6 * 6cm^2$ chopt. Optimistisch geschätzt kann man einen Chopper konstruieren, der einen Strahl halber Fläche chopt. Verlängerung der Meßzeit: Faktor 4.

Man möchte auch eine eventuelle Energieabhängigkeit des strahlabhängigen Untergrunds bestimmen. Will man nur 3 Meßpunkte aufnehmen, so erhält man in jedem Bereich eine um den Faktor 3 kleinere Rate, diesmal aber sowohl für R_u als auch R_a , wobei bei dieser Abschätzung ein nicht energieabhängiger Untergrund angenommen wurde. Faktor auf t : 3. Zuletzt benötigt man auch noch die Zeitinformation. Man muß also seine Messung in n Zeitbins aufteilen, wobei in jedem dieser Zeitbins die Anzahl um einen Faktor $1/n$ zurückgeht. (Hier wurde die Zeitabhängigkeit der Einfachheit halber vernachlässigt). Wie die Simulation zeigt, muß n deutlich größer als 10 sein, um die einzelnen Komponenten auflösen zu

	Faktor auf t
Choppen des Strahls - Transmission:	45
Choppen des Strahls - Geometrie:	4
Energieauflösung	3
Zeitauflösung	10
gesamt	5400

Tabelle 5.1: Meßzeitverlängerung durch verschiedene Effekte

können. Der Faktor auf t ist also größer 10.

Insgesamt erhält man also $45 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 10 = 5400$, womit sich die benötigte Meßzeit auf $t = 0,5h \cdot 5400 = 2700h = 113d$ erhöht. Eine erforderliche Meßzeit, die bei einer beabsichtigten Strahlzeit von 100 Tagen für das gesamte Experiment einfach nicht zur Verfügung steht.

Tabelle 5.1 faßt die Faktoren, die zur Meßzeitverlängerung führen, noch einmal kurz zusammen. Es sollte noch einmal deutlich gemacht werden, was hier der limitierende Faktor ist: Der geringe Abstand zwischen letzter Kollimatorblende und dem Zerfallsvolumen. Dies zwingt dazu, die Neutronenpakete kompakt zu halten, was automatisch zu einem großen Intensitätsverlust führt, der hauptsächlich für die lange Meßzeit verantwortlich ist. Würde es durch einen geänderten Aufbau gelingen, den Abstand zwischen letzter Kollimatorblende und Zerfallsvolumen zu erhöhen, würde das Verfahren, den Untergrund mit einem gechoppen Strahl zu bestimmen, wieder attraktiv werden.

Kapitel 6

Detektorfunktion

Letzte große Unsicherheitsquelle bei der Bestimmung des Korrelationskoeffizienten A ist die Detektorfunktion, das heißt die Antwort des Detektorsystems auf ein Ereignis. Insbesondere geht hier die (Energie-) Linearität des Detektors ein. Dieses Kapitel gliedert sich in zwei Abschnitte: Im ersten wird ein System zur Detektoreichung vorgestellt, im zweiten wird eine Komponente des Detektorsystems, nämlich die Analog-zu-Digital-Konverter (ADCs), genauer untersucht.

6.1 Ein System zur Detektoreichung

Die Detektion eines Elektrons erfolgt in 4 Schritten:

1. Stoppen des Elektrons im Szintillator und Erzeugen von Photonen
2. Auskoppeln der Photonen aus dem Szintillator
3. Nachweis der Photonen in Photomultipliern und Erzeugen eines Ladungssignals
4. Umwandeln dieses Ladungssignals in einen digitalen Wert (Kanalnummer) in den ADCs zur Weiterverarbeitung im Computer

Jeder dieser Schritte birgt Unvollkommenheiten und insbesondere Nichtlinearitäten in sich. Es gibt nun zwei Möglichkeiten, diese zu untersuchen: entweder man betrachtet jeden dieser Schritte für sich und fügt die Ergebnisse am Ende zusammen, oder man betrachtet das System als ganzes. Ersteres bringt einen höheren Erkenntnisgewinn, zweiteres hat den Vorteil, weniger aufwendig und auch im Meßbetrieb durchführbar zu sein.

Es gibt zwei Hauptpunkte, auf die sich die Untersuchung der Detektorfunktion konzentriert: Die Beziehung zwischen der Kanalnummer und der tatsächlichen Energie des Zerfallselektrons und die Abhängigkeit der Kanalnummer vom Auftreffort des Elektrons auf dem Szintillator. Zur Eichung der Energieabhängigkeit wird bereits seit einiger Zeit ein sogenanntes „Eichkarusell“ eingesetzt. Dabei handelt es sich um einen Drehteller, auf dem

sich verschiedene radioaktive Proben (β -Strahler) befinden, die sich in das Zerfallsvolumen hereinschwenken lassen. Die Energien dieser Strahler sind bekannt und so kann die Energie-Kanalnummer-Beziehung geeicht werden. Zur Messung der zweiten Abhängigkeit wurde von C. Vogel eine Apparatur konstruiert [Vog01], die aber mechanisch nicht leicht zu handhaben ist. Aus diesem Grund wurde eine völlig neue Apparatur mit gleichem Zweck entworfen, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

6.1.1 Vorrichtung zum Abrastern des Detektors

Das Problem beim Entwurf einer Vorrichtung zum räumlichen Abrastern des Detektors mit einer radioaktiven Probe besteht darin, daß sich diese Vorrichtung irgendwo zwischen Zerfallsvolumen und Szintillator und damit im Vakuum und in einem starken Magnetfeld befinden muß. Aus diesem Grund ist man in der Wahl der verwendeten Materialien stark eingeschränkt. Bei der letzten Messung wurde deshalb der Versuch unternommen, den Antrieb einer solchen Vorrichtung außerhalb des Vakuums und des Magnetfeldes zu befestigen und die Kraft mittels mechanischer Durchführungen, Wellen und ähnlicher Bauteile nach innen zu übertragen. Ein solches Vorgehen ist zwar möglich und funktioniert auch, verursacht aber ganz erhebliche mechanische Probleme. Aus diesem Grund wurde diesmal versucht, das komplette System samt Antrieb direkt im Vakuum anzubringen. Dazu benötigt man insbesondere einen Motor, der vakuum- und magnetfeldtauglich ist. Hier wurden wir bei der Firma Nanomotion fündig, die einen Piezomotor anbietet, der diesen Anforderungen genügt [Nan00]. Ein Piezokristall wird dabei zu einer elliptische Schwingung angeregt und bewegt einen keramischen Stift, der auf einer Keramikleiste läuft. Durch diese Bewegung überträgt der Stift Reibung auf die Leiste und kann so entweder die Leiste bewegen, falls der Motor fest steht oder den Motor, wenn die Leiste fixiert ist.

Die Vorrichtung ist so konstruiert (Konstruktion: Herr Gerhäuser, mechanische Werkstatt des Physikalischen Instituts), daß ein Schlitten auf einem Aluminiumprofil entlang läuft. An diesem Schlitten ist eine Art Aufzug befestigt, an dem die Probe auf- und abfahren kann. Die Position der Probe wird in vertikaler Richtung über ein Drehpotentiometer und in horizontaler Richtung über einen Spannungsteiler bestimmt. Abbildung 6.1 zeigt das Gesamtsystem, Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen Detailaufnahmen. Erste Tests haben die Funktionsfähigkeit des Systems (zumindest unter Normaldruck und ohne Magnetfeld) gezeigt, ausführlichere Tests im Vakuum und mit angeschaltetem Magnetfeld müssen noch folgen.

6.2 Eigenschaften der verwendeten ADCs

Bei den verwendeten ADCs handelt es sich um von der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts von A. Rausch entwickelte 14-Bit integrierende ADCs der Bezeichnung DL62. Diese wandeln ein analoges Ladungssignal in einen digitalen Wert um, der auch als Kanalnummer bezeichnet wird. Zwei Eigenschaften sind bei ADCs von großer Bedeutung: die (Gesamt-)Linearität und die differentielle Linearität. Die Linearität gibt dabei



Abbildung 6.1: Gesamtansicht der X-Y-Scanvorrichtung

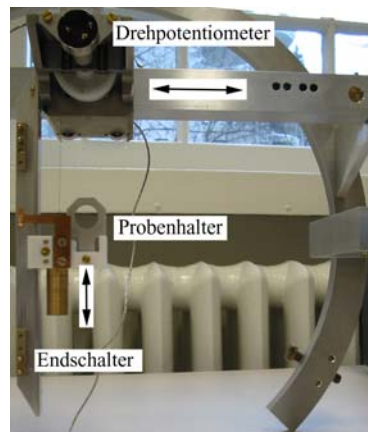


Abbildung 6.2: Detailansicht der X-Y-Scanvorrichtung

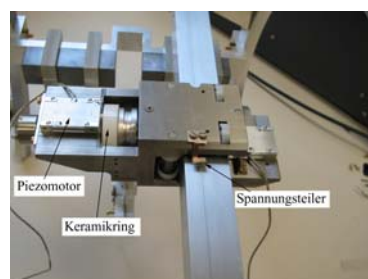


Abbildung 6.3: Detailansicht der X-Y-Scanvorrichtung

die maximale Abweichung von der idealen Beziehung $K = kQ + K_0$ (K : Kanalnummer, Q : Ladungsmenge, k , K_0 : Konstanten) an. Die differentielle Linearität trifft eine Aussage über die Schwankungen der Kanalbreiten. Wenn man Spektroskopie betreiben und kleine Abweichungen von einem vorausgesagten Spektrum finden möchte, wie es z.B. zur Beobachtung des schwachen Magnetismus notwendig ist, ist es besonders die differentielle Linearität, die von Interesse ist. Man macht sich leicht klar, daß bereits kleine Schwankungen in der Kanalbreite scheinbare Peaks produzieren oder tatsächlich vorhandene Peaks verstecken können.

6.2.1 Messung der (Gesamt-)Linearität

Mit Hilfe eines Funktionsgenerators (AWG2021 der Firma Tektronix) wurden Pulse, die Photomultiplierpulsen nachgebildet sind, auf die ADCs gegeben. Die Höhe der Pulse (und damit die Ladungsmenge in diesen Pulsen) wurde variiert und mit einem Oszilloskop (Modell 9361 der Firma LeCroy) gemessen. Aus der Auftragung der Kanalnummer gegen die Pulshöhe erhält man die Linearität. Dazu wurde eine Gerade angefügt und für jeden Meßpunkt die Abweichung von dieser Geraden bestimmt. Nach [Leo87] ist die Nichtlinearität definiert als $L = \frac{|\Delta K_{\max}|}{K_{\max}}$, wobei ΔK_{\max} die maximale Abweichung von der Geraden und K_{\max} die höchste Kanalnummer ist. Die so bestimmte Nichtlinearität war kleiner als 0,6%. Allerdings wird die Nichtlinearität sowohl des Funktionsgenerators als auch des Oszilloskops vom Hersteller ebenfalls mit $< 1\%$ angegeben, so daß nur festgestellt werden kann, daß die Abweichung von der Linearität für die ADCs maximal von dieser Größenordnung sein kann. Abbildung 6.4 zeigt eine Messung.

6.2.2 Messung der differentiellen Linearität

Die differentielle Linearität, also die Abweichung der individuellen Kanalbreite vom Durchschnittswert ist für uns von großer Bedeutung, da sie das β -Spektrum beeinflusst. Soll z.B. der schwache Magnetismus beobachtet werden, ist es notwendig, zu wissen, wie die Kanalbreite variiert oder ob, z.B. Kanäle völlig ausfallen.

Die Idee zur Messung der differentiellen Linearität ist recht einfach: Man gibt Pulse verschiedener Höhe auf die ADCs, wobei jede Pulshöhe gleich wahrscheinlich sein sollte. Aus einer Abweichung der Zählraten in den einzelnen Kanälen erhält man dann (sofern sie über der statistischen Schwankung liegt) direkt die Variation der Kanalbreite.

Das Problem liegt hierbei darin, eine Pulshöhenverteilung zu erzeugen, die wirklich gleich verteilt ist. In unserem Fall wurde dazu ein schneller Puls (ca. 50ns) mit einem langsamen Dreieckssignal (5s) moduliert. Die Pulshöhe steigt also linear (mit der Zeit) an und fällt ebenso linear wieder ab; die Pulshöhen sind gleichverteilt. Dies ist aber nur der Fall, wenn der Signalgenerator, der die Pulse erzeugt, perfekt arbeitet. Um dies zu überprüfen, wurden die Messungen mit zwei verschiedenen Signalgeneratoren, einem digitalen (AWG2021) und einem analogen, durchgeführt. Wie man in Abbildungen 6.5 und 6.6 erkennen kann, zeigen die mit den beiden Signalgeneratoren aufgenommenen Spektren ein unterschiedliches Verhalten: Beim digitalen Signalgenerator steigt das Spektrum mit der Kanalnummer

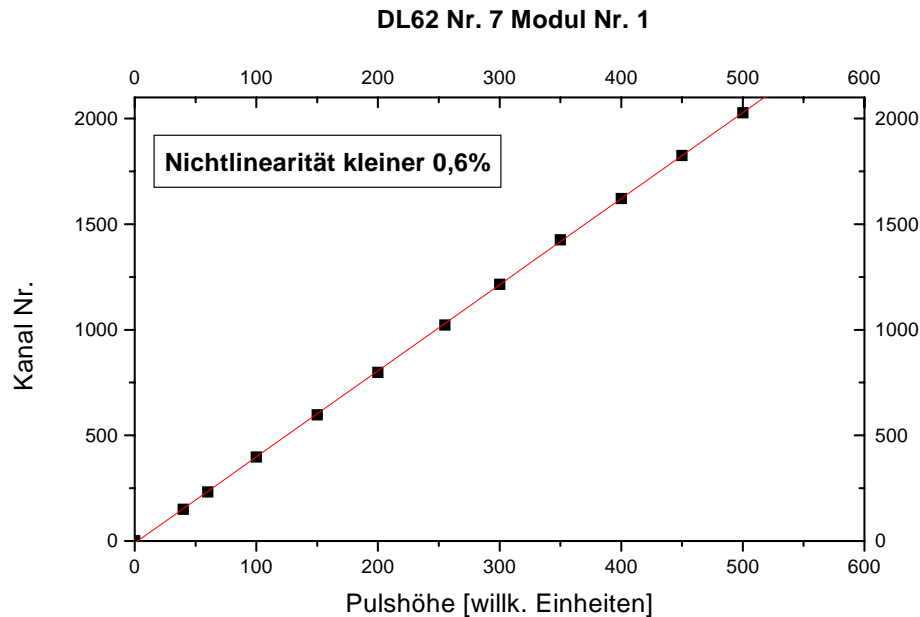


Abbildung 6.4: (Gesamt-)Linearität eines ADCs. Die Genauigkeit in der Messung der Pulshöhe beträgt aber 1%, was die Aussagekraft der Messung einschränkt. Für die angegebenen 0,6% wurde von einer exakten Messung der Pulshöhe ausgegangen.

an, beim analogen fällt es ab. Das umgekehrte Vorzeichen dieses Verhaltens sowie die gute (Gesamt-)Linearität der ADCs legt nahe, daß dieser Effekt durch Nichtlinearitäten in den Signalgeneratoren und nicht in den ADCs dominiert wird. Es scheint also so, daß der analoge Signalgenerator bevorzugt Pulse mit niedriger Pulshöhe, der digitale bevorzugt solche mit höherer Pulshöhe liefert. Um auf diesen Effekt korrigieren zu können, wurde eine Glättung des Spektrums über 300 Kanäle durchgeführt. Die Abweichung der Kanalbreite wurde dann als Abweichung von diesem „lokalen“ Mittelwert bestimmt. Man kann sich überlegen, daß dieses Verfahren gut funktioniert, um eine Abweichung der Kanalbreite einzelner Kanäle zu bestimmen. Problematisch wird es dann, wenn die Abweichung in der Kanalbreite für jeden Kanal nicht mehr unabhängig ist, sondern die Kanalbreite für viele benachbarte Kanäle in die gleiche Richtung abweichen. Solange die Anzahl der Kanäle, die eine solche kollektive Abweichung aufweisen, klein ist gegen die Anzahl der Kanäle, über die geglättet wird (hier 300), geschieht noch nichts wesentliches. Wenn dies aber nicht der Fall ist, würde man ein solches kollektives Phänomen nur noch bedingt sehen.

Das hier gewählte Verfahren ist also unvollkommen und in gewisser Weise deshalb auch unbefriedigend. Nichts desto trotz trifft es signifikante Aussagen über Kanalbreiteschwankungen einzelner Kanäle. Auch kollektive Effekte (sofern sie nicht allzu viele Kanäle betreffen) ließen sich, falls vorhanden, beobachten. Und für wirklich großräumige kollektive Effekte setzt die gute (Gesamt-)Linearität enge Grenzen. Abbildung 6.7 zeigt die Stimmigkeit des Verfahrens, indem sie die mit analogem und digitalen Signalgenerator gemessenen Abwei-

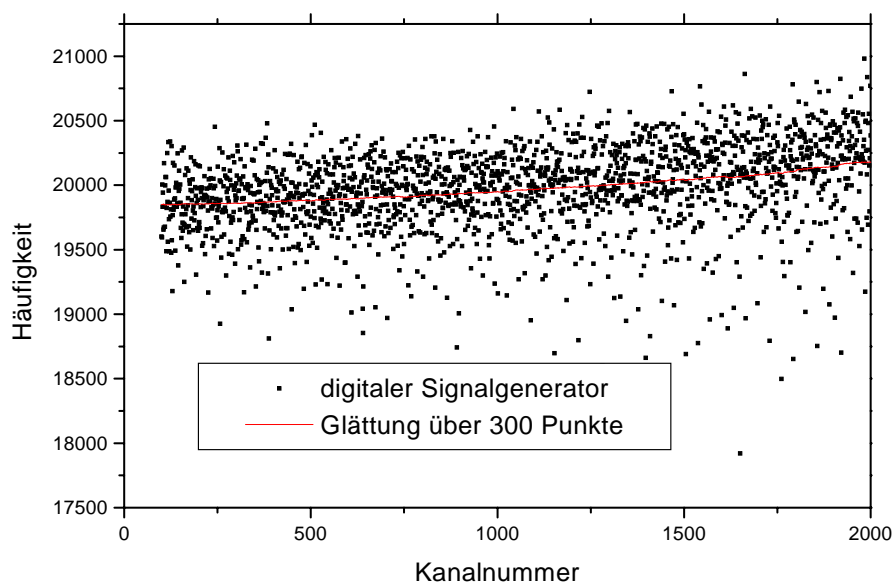


Abbildung 6.5: Häufigkeit einzelner Kanäle bei Erzeugung der Pulse durch den digitalen Signalgenerator: Höhere Kanalnummern sind bevorzugt.

chungen der Kanalbreiten zueinander in Beziehung setzt. Wie man sieht, sind die Daten stark korreliert. Betrachtet man nun die Abweichungen genauer, so stellt man eine gewisse Periodizität fest: Es gibt Muster, die alle zwei, vier, acht usw. Kanäle bevorzugt auftreten, hier tritt wohl die Bit-Struktur zu tage. Dieses Verhalten ist am besten zu erkennen, wenn man die Fouriertransformierte der Abweichungen betrachtet (siehe Abbildung 6.8). Abbildung 6.9 zeigt den Anteil der Kanäle, die eine geringere Abweichung als einen vorgegebenen Wert haben; Abbildung 6.10 zeigt den selben Zusammenhang, allerdings wurden hier jeweils 8 Kanäle zusammengefaßt, der ADC also statt mit einer Auflösung von 14 Bit nur mit 11 Bit betrieben, wie dies bisher bei Perkeo der Fall war. Das Ergebnis ist eine deutlich bessere differentielle Linearität.

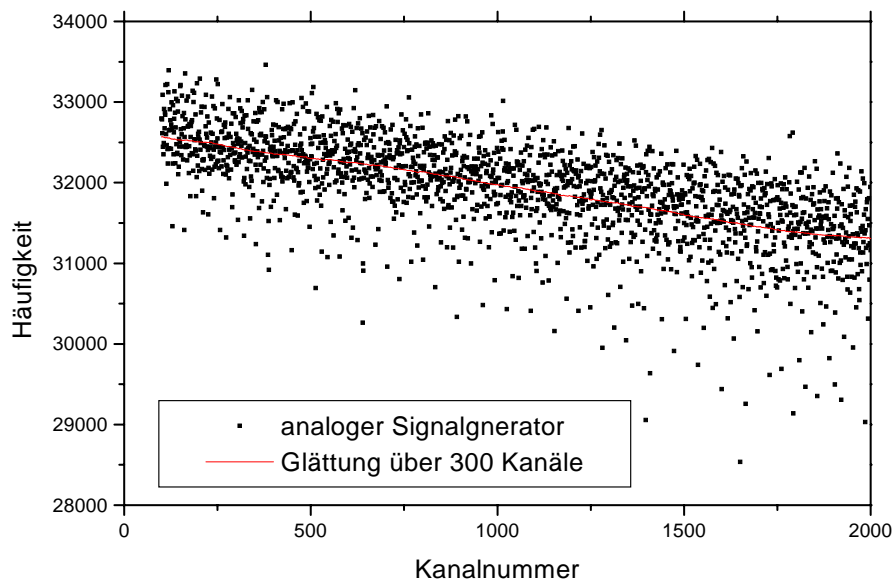


Abbildung 6.6: Häufigkeit einzelner Kanäle bei Erzeugung der Pulse durch den analogen Signalgenerator: Niedrige Kanalnummern kommen häufiger vor.

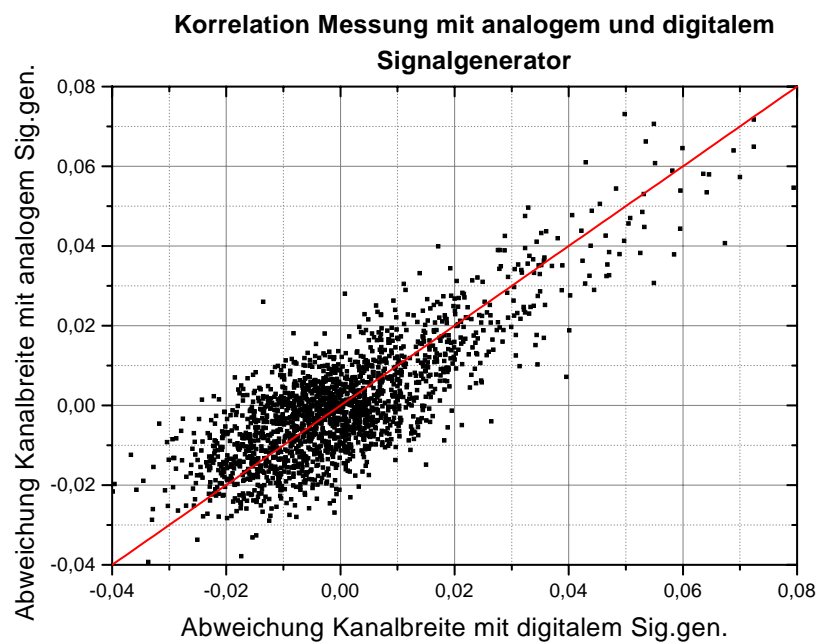


Abbildung 6.7: Korrelation der mit digitalem und analogem Signalgenerator bestimmten Abweichungen der Kanalbreiten. Die Daten sind stark korreliert.

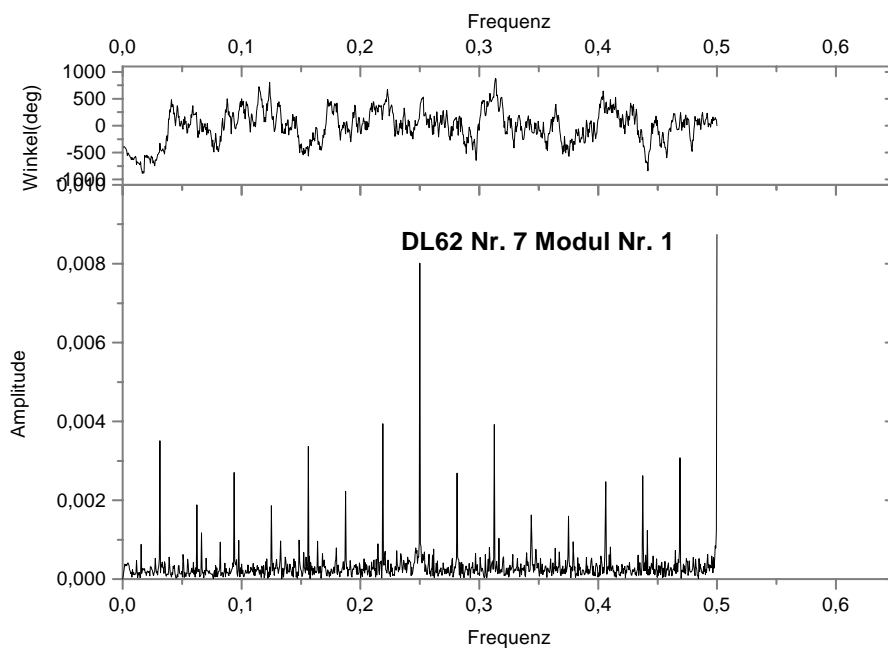


Abbildung 6.8: Fouriertransformierte der Abweichungen: Eine Frequenz von 0,5 bedeutet eine Periodizität von 2 Kanälen, 0,25 eine von 4 Kanälen usw.

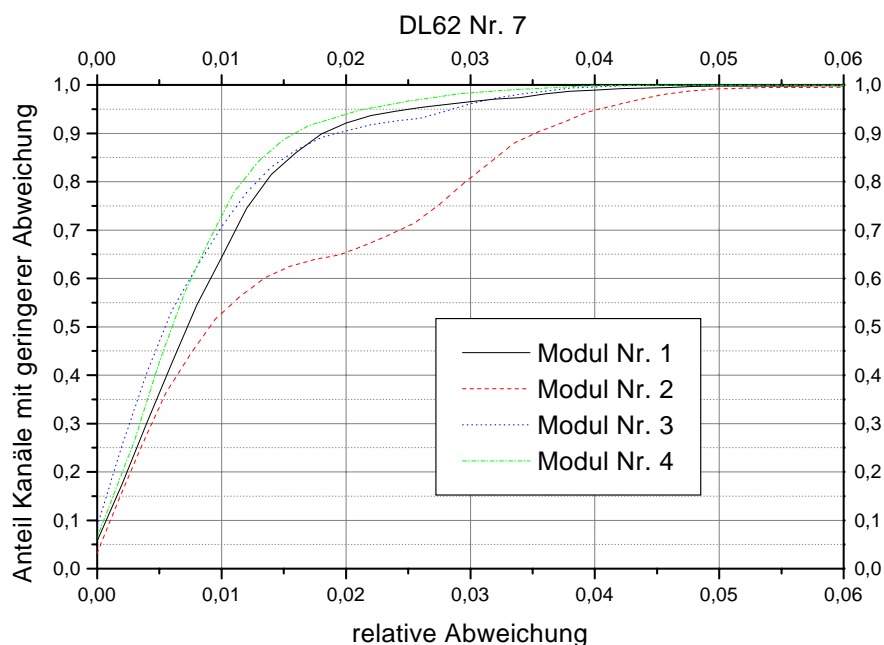


Abbildung 6.9: Anteil Kanäle mit geringerer Abweichung als ein vorgegebener Wert. Es sind zum Teil deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen ADCs zu erkennen.

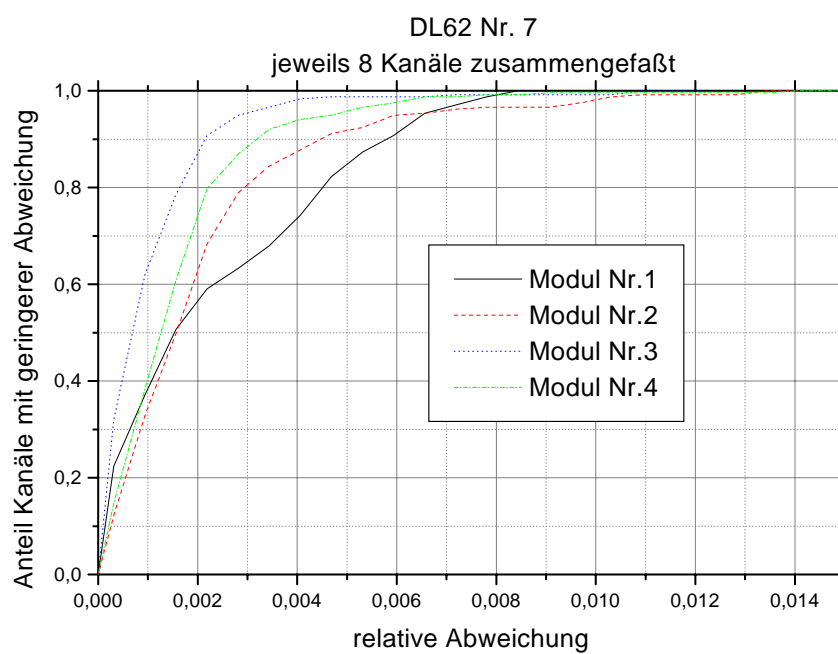


Abbildung 6.10: Anteil Kanäle mit geringerer Abweichung als ein vorgegebener Wert. Hier wurden jeweils 8 Kanäle zusammengefaßt, was zu einer deutlich höheren differentiellen Linearität führt.

Kapitel 7

MOPS

MOPS steht für Measurement Operating System und beinhaltet alle Software, die zum Steuern des Experiments und zum Aufnehmen der Daten erforderlich ist.

Bis Anfang 2002 war MOPS ein reines DOS-Programm. Dies hatte zwar den Vorteil eines guten Echtzeitverhaltens (da DOS nur ganz grundlegende Funktionen zur Verfügung stellt, ist es relativ schnell), brachte aber auch einige Probleme wie Adressierung des Speichers, fehlende Netzwerkfunktionen und nur eine einfache, textbasierte Benutzerschnittstelle mit sich. Es lag also nahe, ein modernes Betriebssystem zu verwenden. Aus Gründen der Echtzeit-Fähigkeit schieden verbreitete Systeme wie Windows oder Linux aus. Es mußte ein Betriebssystem gefunden werden, das moderne Funktionen mit Echtzeit-Fähigkeit verband. Außerdem sollte es sich auch nicht um ein allzu exotisches System handeln, damit sich die Entwicklung von Treibern auf ein Minimum reduzieren läßt.

7.1 Realtime Linux

Die obigen Anforderungen führten dazu, daß wir uns entschieden haben, eine Realtimevariante von Linux, nämlich RTLinux von fsmlabs zu verwenden [RTLinux]. Das Prinzip von RTLinux ist recht einfach: Ein schlanker Realtime-Kernel führt den Standard-Linux-Kernel als Prozeß mit geringer Priorität aus und unterbricht diesen, sobald ein Realtime-Prozeß Aufmerksamkeit benötigt. Der Geschwindigkeitsvorteil ist dabei auf die Kompaktheit des Realtime-Kernels zurückzuführen, während der immer noch vorhandene Standard-Linux-Kernel dafür sorgt, daß nichts von der Funktionalität von Linux verloren geht. Diese Vorteile müssen durch eine aufwendigere Programmierung bezahlt werden: Da das Realtime-Modul möglichst kompakt gehalten werden muß und hier auch keinerlei Möglichkeit besteht, auf Linux-Systemaufrufe zuzugreifen, ist es notwendig, das Programm auf zwei Teile zu verteilen, ein kompaktes Realtime-Modul zur ersten Datenaufnahme und einen Standard-Linux-Modul zur weiteren Verarbeitung.

7.2 Struktur des neuen MOPS

Da die Aufgaben von MOPS in die drei große Bereiche, Datenaufnahme, Benutzeroberfläche und graphische Darstellung ausgewählter Meßgrößen, eingeteilt werden können, lag es nahe, diese Bereiche auch programmtechnisch zu trennen. Dies sollte auch den Aufwand verringern, wenn z.B. wie geplant sich die Datennahme ändert, da von CAMAC auf VME umgestellt wird.

Die grundsätzliche Struktur von MOPS (verschiedene sogenannte TASKs für verschiedene Aufgaben) wurde nicht verändert und ist anderswo, z.B in [Mund00], beschrieben.

7.2.1 Das eigentliche MOPS

Mit dem „eigentlichen MOPS“ ist hier der Teil gemeint, der sich mit der Steuerung der Elektronik, der Datennahme und schließlich der Speicherung der Daten befaßt. Eine Benutzeroberfläche findet sich hier genausowenig wie eine graphische Darstellung, die sich in den Teilen GRAMOPS bzw ROOTMOPS befinden.

Auch das „eigentliche MOPS“ besteht wiederum aus zwei Teilen, dem Realtime-Modul und dem zeitunkritischen, „normalen“ Teil, die über spezielle Realtime-FIFOs (First In First Out) kommunizieren.

Das Realtime-Modul

Im Realtime-Modul werden nur die unbedingt notwendigen und zeitkritischen Aufgaben erledigt. Dies sind das Auslesen der Elektronik und deren Zurücksetzen. Die ausgelesenen Daten werden dann über realtime FIFOs an das zeitunkritischen Modul geschickt. Befehle, wie das Starten oder Stoppen einer Messung erhält das Realtime-Teil ebenfalls über solche FIFOs vom zeitunkritischen Modul.

Das zeitunkritische, „normale“ Modul

Dieser Teil nimmt die Daten entgegen, die das Realtime-Modul schickt und speichert diese. Auch die Steuerung des Realtime-Moduls wird von hier aus erledigt. Dabei ist ein Teil immer damit beschäftigt, auf Befehle der Benutzeroberfläche zu achten, sowie diese mit Statusinformationen zu versorgen. Auch die Bereitstellung der Daten zur graphischen Anzeige erfolgt von hier aus.

7.2.2 GRAMOPS

GRAMOPS ist die GRaphische Benutzeroberfläche für MOPS. Hier findet die gesamte Steuerung, von der Definition verschiedener Tasks bis hin zum Start einer Messung, sowie die Anzeige von Statusinformationen statt. GRAMOPS wurde dabei mit Hilfe der C++ Klassenbibliothek QT von Trolltech programmiert, die unter Linux, den meisten Unix-Varianten und Windows erhältlich ist, so daß eine Portierung auf ein anderes Betriebssystem mit geringem Aufwand möglich sein sollte. Auch die Kommunikation über

Sockets (vergleiche Abschnitt 7.2.4) ist ein verbreiteter Standard, so daß auch hier kaum Schwierigkeiten hinsichtlich einer möglichen Portierung zu erwarten sind. Eine ausführliche Beschreibung der GRAMOPS-Klassen sowie deren Methoden findet sich in der Dokumentation zu GRAMOPS.

7.2.3 ROOTMOPS

ROOTMOPS (so benannt, weil es ROOT [ROOT], ein „objektorientiertes System zur Datenanalyse“, benutzt) dient der graphischen Darstellung der mit den Photomultipliern aufgenommenen Spektren. ROOTMOPS gliedert sich wieder in zwei eigenständige Programme, nämlich „buildhistos“, das die Histogramme bereitstellt und „displayhistos“, das diese dann darstellt. Der Vorteil dieser Teilung besteht darin, daß die Histogramme nur einmal erzeugt werden müssen, aber auf mehreren Rechnern angezeigt werden können.

7.2.4 Kommunikation in MOPS

Wie oben bereits erwähnt, müssen die einzelnen Programmteile miteinander kommunizieren, um ihre Aufgabe zu erfüllen. Hierbei werden zwei Methoden des Informationstransports verwendet: Realtime-FIFOs und Sockets.

Realtime FIFOs sind spezielle Konstrukte in RTLinux, die eine Kommunikation zwischen Realtime-Teil und „normalem“ Teil ermöglichen. Es sind Einbahnverbindungen; steckt man auf der einen Seite Information herein, kommt sie an der anderen Seite heraus, wobei ein genügend großer Puffer dafür sorgt, daß sie nicht „verstopfen“ kann.

Sockets sind eine Standard-Verbindung, wie sie Linux, die meisten Unix-Varianten und auch Windows zur Verfügung stellt. Die beiden Endpunkte der Verbindung können dabei auf der selben Maschine oder auf durch ein Netzwerk verbundenen Rechnern liegen.

Reine Daten (Daten vom Realtime-Teil und Spektren) werden hier binär übertragen, da es hier auch auf Schnelligkeit ankommt. Die Übertragung von Befehlen ist nicht zeitkritisch und so wurde hier ein etwas aufwendigeres, dafür aber auch menschenlesbares, auf XML (eXtensible Markup Language) basierendes Format verwendet. Abbildung 7.1 zeigt die Kommunikation innerhalb von MOPS.

7.3 Zeitverhalten

Abbildung 7.2 zeigt klar, was man gewinnt, wenn man ein RTLinux anstatt eines normalen Linux verwendet. Es wurde 100000 mal die Zeit gemessen, die das Auslesen von 12 ADCs benötigt, wobei die Zeit gestartet wurde, als die ADCs den Puls erhalten haben und gestoppt wurde, sobald alle Werte ausgelesen waren. Es zeigt sich nicht nur, daß die benötigte Zeit bei der Realtime-Variante im Durchschnitt über $5\mu s$ kleiner ist als bei der „normalen“ Variante, sondern auch, daß im Realtime-Fall der Interrupt nach spätestens $48\mu s$ abgearbeitet ist, während es bei der Nicht-Realtime-Variante in Einzelfällen über $80\mu s$ dauern kann. Um die Totzeit zu bestimmen, wurde eine Folge von jeweils 10000 Pulsen auf unsere

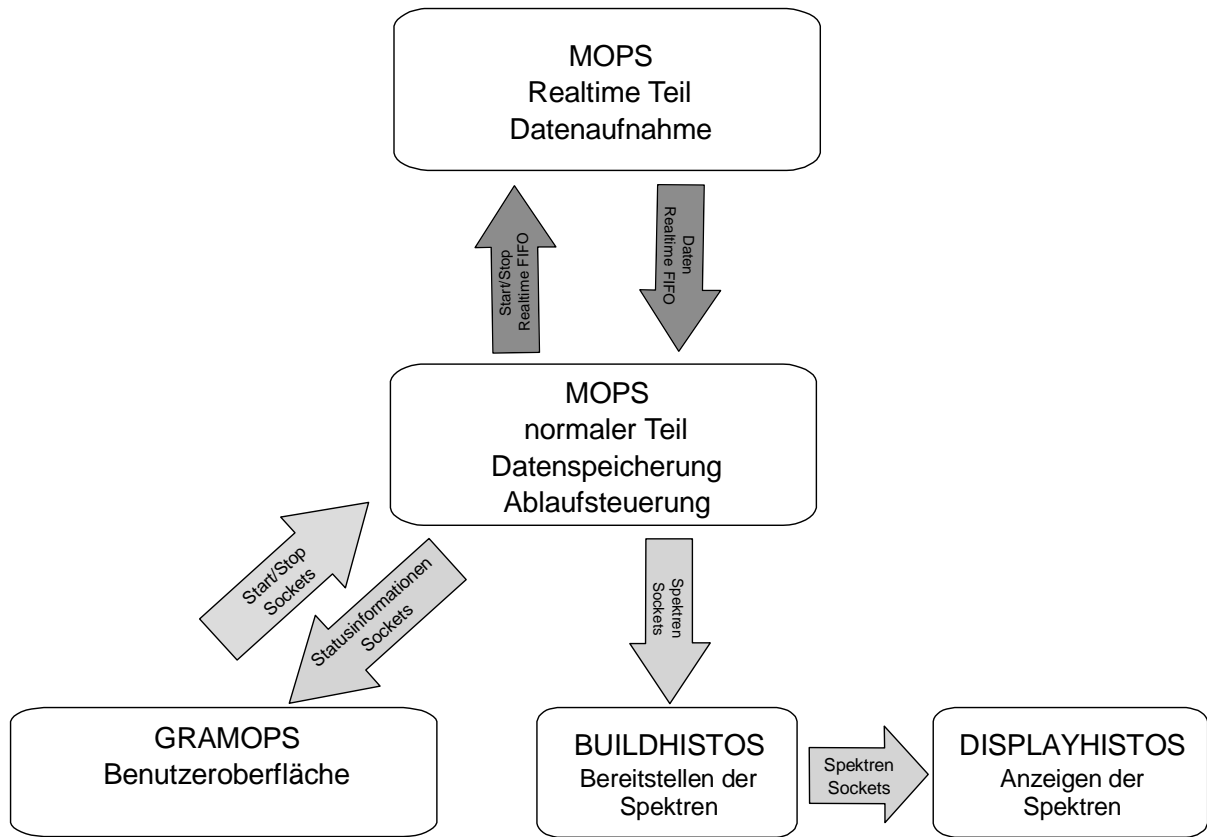


Abbildung 7.1: Kommunikation innerhalb von MOPS. Die Pfeile geben an, welche Information transportiert wird (1. Zeile) und über welchen Kanal.

komplette Elektronik gegeben, wobei der Abstand Δt zweier Pulse innerhalb einer Folge gleich war. Δt wurde dann auf verschiedene Werte eingestellt und gemessen, wie viele der 10000 Pulse von MOPS noch registriert werden. Es stellt sich heraus, daß für einen Pulsabstand von $44\mu s$ und mehr praktisch kein Puls verloren geht, während bei einem Abstand von weniger als $43\mu s$ die Hälfte der Pulse verloren geht (Vergleiche Abbildung 7.3). Die Totzeit des gesamten Meßsystems liegt also zwischen 43 und $44\mu s$.

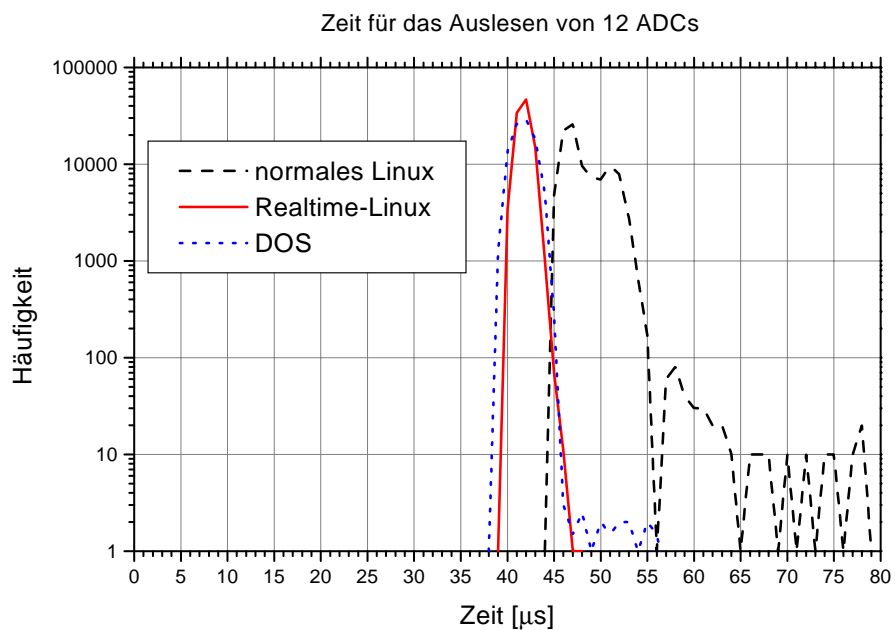


Abbildung 7.2: Zeit die für das Auslesen von 12 ADCs benötigt wird. Es wird die Zeit zwischen Pulsankunft am ADC und dem Zeitpunkt, zu dem das Auslesen aller ADCs abgeschlossen ist gemessen.

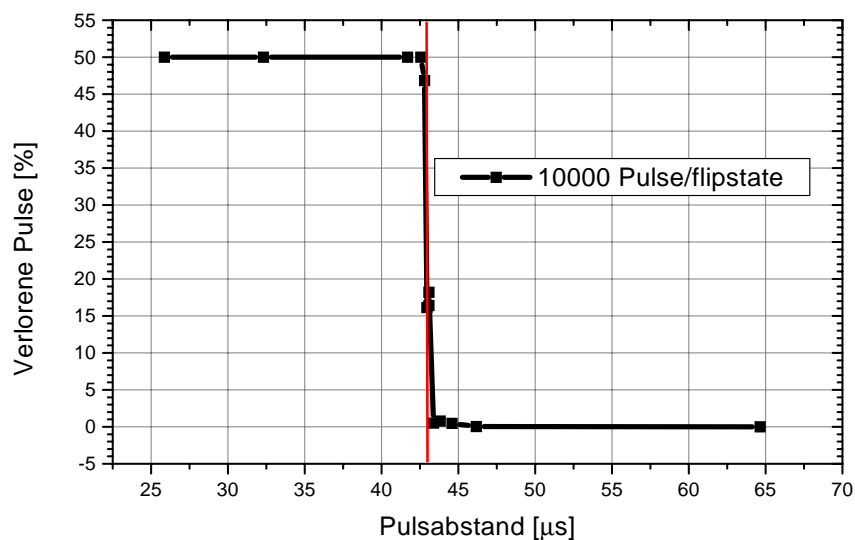


Abbildung 7.3: Anteil verlorener Pulse in Abhängigkeit von deren Abstand. Die Totzeit liegt zwischen 43 und $44\mu s$.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, daß sich die Genauigkeit bei der Bestimmung des Korrelationskoeffizienten A im Neutronenzerfall um einen Faktor von etwa 1,5 erhöhen läßt. Dies ist wichtig, da sich aus A V_{ud} , das erste Element der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix bestimmen läßt. Zusammen mit den weiteren Elementen der 1. Zeile dieser Matrix, V_{us} und V_{ub} , die man aus Hochenergieexperimenten kennt, erhält man einen Test auf die Unitarität dieser Matrix. Die Unitarität der CKM Matrix wird vom Standardmodell gefordert. Die letzte Messung von A durch unsere Gruppe zeigte eine Abweichung von 3σ von dieser Vorhersage. Bei einer deutlichen Erhöhung unserer Meßgenauigkeit kann man also darauf hoffen, daß die Frage der Unitarität der CKM Matrix bald entschieden werden kann.

Es wurde ebenfalls in dieser Arbeit gezeigt, daß die Korrekturen, die zur Bestimmung von A angebracht werden müssen, ebenfalls fast halbiert werden können. Mögliche Abweichungen von Vorhersagen des Standardmodells wären also unter Umständen direkt in den Rohdaten zu beobachten; eine Tatsache, die die Überzeugungskraft unserer Messung deutlich erhöhen würde.

Die einzelnen Beiträge zur Erhöhung der Genauigkeit und zur Verringerung der Korrekturen sind:

1. Verbesserung der Statistik durch eine längere effektive Meßzeit. Dadurch Erhöhung der Genauigkeit.
2. Erhöhung der Polarisierung durch zwei Superspiegel in gekreuzter Geometrie. Dadurch Verringerung der Korrekturen.
3. Erhöhung der Spinflippeffizienz durch Einsatz eines Resonanz-Spinflippers. Dadurch ebenfalls Verringerung der Korrekturen.
4. Erhöhung der Genauigkeit der Polarisations- und Spinflippeffizienzmessung durch Messung mit polarisiertem ${}^3\text{He}$.
5. Verbesserte Kenntnis der Detektorfunktion durch ein neues Eichsystem. Dadurch Erhöhung der Genauigkeit.

Effekt	1997	1997	2003	2003
	Korrektur	Unsicherheit	Korrektur	Unsicherheit
Polarisation:				
Strahlpolarisation	1,1%	0,3%	0,45%	0,05%
Spinfliepeffizienz	0,3%	0,1%	0,05%	0,03%
Daten:				
Statistik	–	0,45%	–	0,23%
Untergrund	0,5%	0,25%	0,5%	0,25%
Detektor:				
Linearität	–	0,2%	–	< 0,2%
Kanalbreite und Pedestal	–	0,1%	–	0,1%
Drift	–	0,06%	–	0,06%
Randeffekte	-0,24%	0,1%	-0,24%	0,1%
Integration über Halbraum:				
Spiegeleffekt	0,09%	0,02%	0,09%	0,02%
Rückstreuung	0,2%	0,17%	0,2%	0,17%
Strahlungskorrekturen	0,09%	0,05%	0,09%	0,05%
Summe	2,04%	0,68%	1,14%	< 0,46%

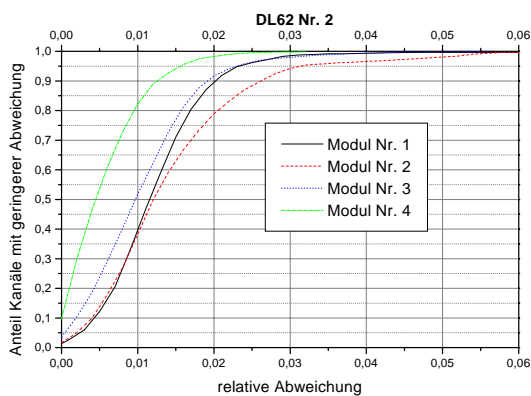
Tabelle 8.1: Angebrachte Korrekturen sowie Unsicherheiten bei der Messung von 1997 und 2003(Schätzung)

Nach wie vor ungelöst ist das Problem, wie die Untergrundbestimmung verbessert werden kann. Es wurde zwar eine Methode (die eines gechopten Strahls) hier behandelt, allerdings mußte diese aufgrund von Limitationen durch die vorhandene Meßzeit aufgegeben werden. Tabelle 8.1 vergleicht Korrekturen und Unsicherheiten der letzten Messung mit Werten, wie sie nach unserer Meinung bei einer neuen Messung erreichbar sind. Ob dem tatsächlich so ist, muß die nächste Messung, die voraussichtlich im Herbst 2003 stattfindet, zeigen.

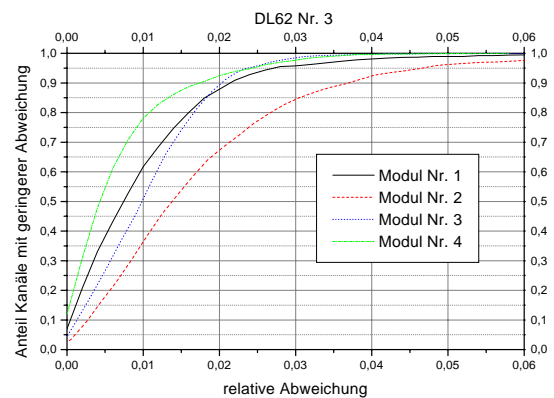
Anhang A

Kanalbreitenverteilung der ADCs

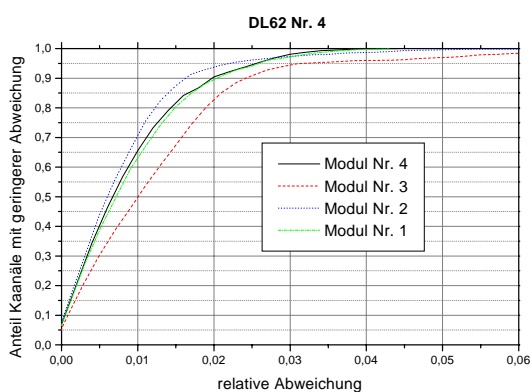
A.1 Kanalbreitenverteilung bei 14-bit Auflösung



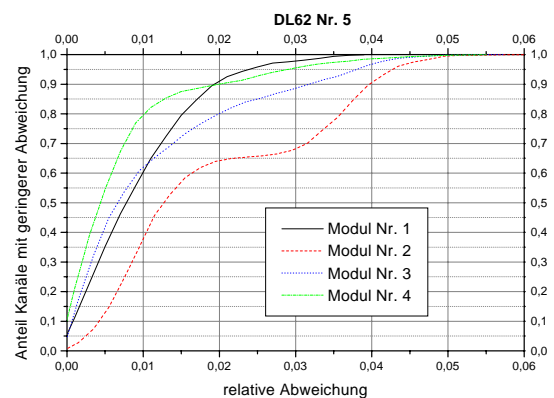
DL62 Nr. 2



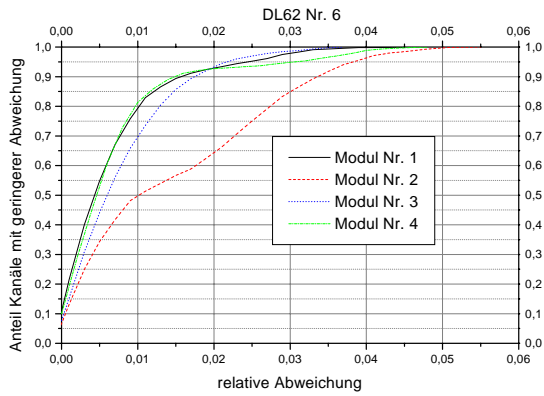
DL62 Nr. 3



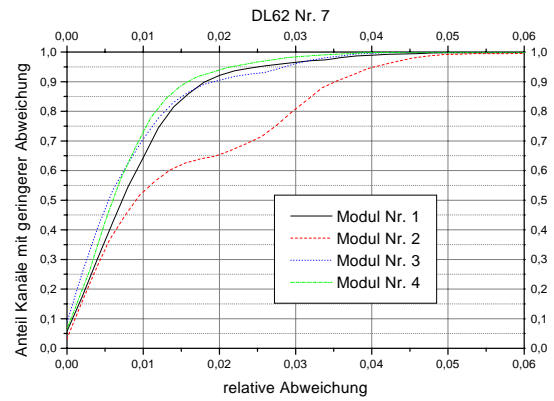
DL62 Nr. 4



DL62 Nr. 5

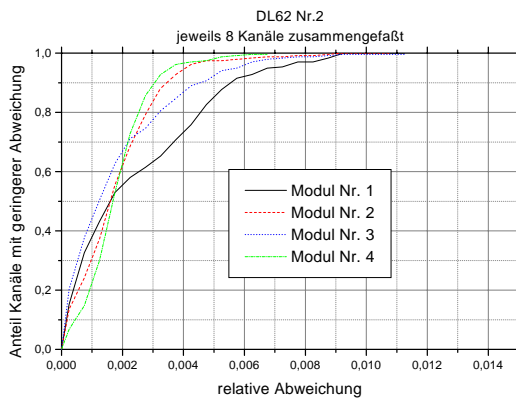


DL62 Nr. 6

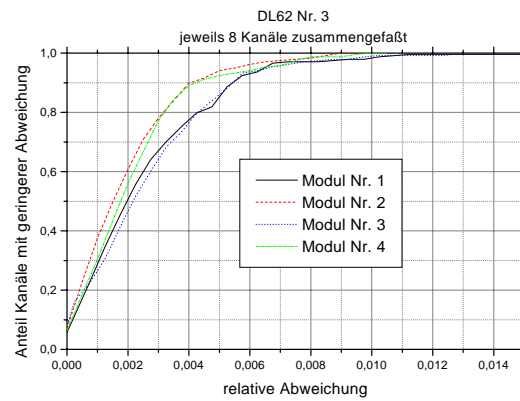


DL62 Nr. 7

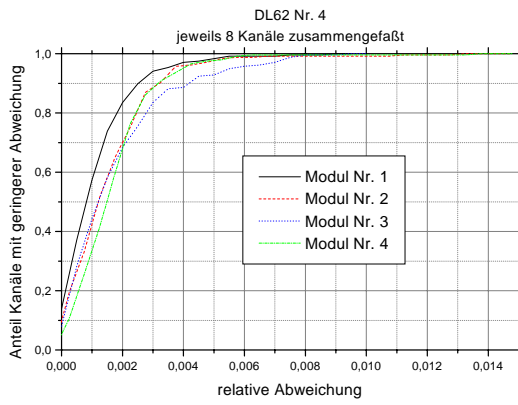
A.2 Kanalbreitenverteilung bei 11-bit Auflösung



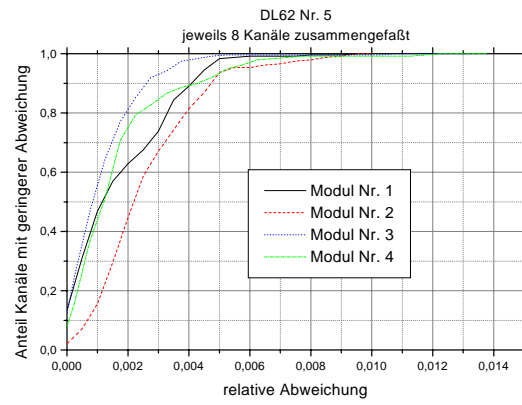
DL62 Nr. 2



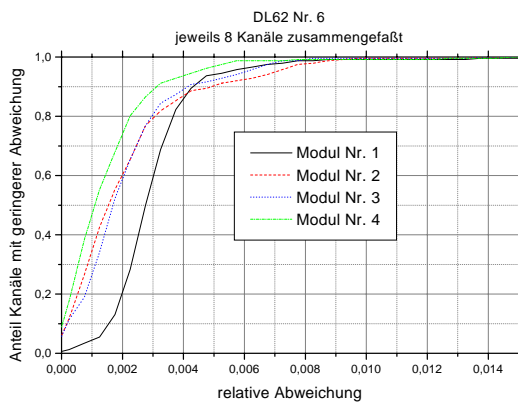
DL62 Nr. 3



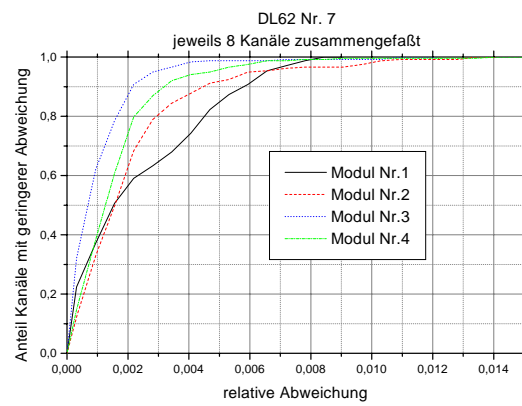
DL62 Nr. 4



DL62 Nr. 5



DL62 Nr. 6



DL62 Nr. 7

Literaturverzeichnis

- [Abe02] H. Abele et al., *Is the unitarity of the quark-mixing CKM matrix violated in neutron β -decay?*, Physical Review Letters **88**, 21 (2002)
- [Baz93] A.N. Bazhenov et al., *An adiabatic resonance spin-flipper for thermal and cold neutrons*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A332** (1993) 534-536
- [Com83] E. Commins, P. Bucksbaum, *Weak interactions of leptons and quarks*, Cambridge University Press (1983)
- [Dub99] D. Dubbers, *Fundamental Interactions (Experiments)*, Nuclear Physics **A654** (1999) 297c-314c
- [Has02] H. Häse et al., *A long ballistic super mirror guide for cold neutrons at ILL*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A485** (2002) 453-457
- [Hog00] P. Høghøj et al., *Neutron long wavelength cut-off filter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B160** (2000) 431-434
- [Jac57] J. D. Jackson, S.B. Treiman und H. Wyld, *Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta decay*, Physical Review, **106** (1957) 517
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Experiments*, Springer Verlag (1987)
- [Mai01] L. Maiani, *Introduction to CERN and Particle Physics*, transparencies, 2001 Summer Student Lecture Program, CERN
- [Mar02] B. Märkisch, *Studies on CASCADE Detector Prototypes and Development of its Infrastructure*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2002)
- [Mund00] D. Mund, *Aufbau eines Experiments zur Messung der Neutrinoasymmetrie im Zerfall freier Neutronen*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2000)
- [Nan00] Nanomtion Ltd., *A Novel Non-Magnetic Miniature Motor for Ultra High Vacuum Applications*, <http://www.nanomotion.com/>
- [PDG02] K. Hagiawara et al, *Review of Particle Physics*, Physical Review **D66**, Particle Data Group

- [Pet02] A. Petoukhov et al, *Towards a perfectly polarised neutron beam*, Proceedings of the international workshop on quark-mixing and CKM-unitarity, 19.-20. September 2002, Heidelberg, to be published
- [Rei99] J. Reich, *Angular Correlations in Polarized Neutron Decay*, Inaugural-Dissertation, Universität Heidelberg
- [ROOT] R. Brun et al, *ROOT: an object-oriented data analysis framework*, CERN, <http://root.cern.ch/>
- [RTLlinux] FSMLabs, *RTLlinux*, <http://fsmllabs.com/community/>
- [Sch89] O. Schärpf und N. Stuesser, *Recent progress in neutron polarizers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A248** (1989) 208-211
- [Sch89a] O. Schärpf, *Properties of beam bender type neutron polarizers using supermirrors*, Physica B **156/157** (1989) 639
- [Sol02] T. Soldner und A. Petoukhov, persönliche Mitteilung
- [Vog01] C. Vogel, *Ein Detektorsystem zur Messung der Neutrinoasymmetrie im Zerfall freier Neutronen*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2001)
- [Wu57] C. S. Wu et al., *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Physical Review **105**(1957) 1413
- [Wu66] C. S. Wu, S. A. Moszkowski, *Beta Decay*, Interscience Monographs and Texts in Physics and Astronomy, Interscience Publishers
- [Zim99] O. Zimmer, *A method for precise neutron beam polarisation analysis using an opaque spin filter*, Physics Letters B **461** (1999) 307
- [Zim99a] O. Zimmer et al., *High-precision neutron polarization analysis using opaque spin filters*, Physics Letters B **455** (1999) 62

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben sehr viele Menschen beigetragen. Um nicht in Gefahr zu geraten, jemanden zu vergessen, oder jemandens Beitrag nicht genügend zu würdigen, möchte ich gar nicht erst versuchen, hier einzelne Personen zu nennen. Denen, die mich bei dieser Arbeit - sei es hier am Physikalischen Institut, am Institut Max von Laue - Paul Langevin, oder sonstwo - unterstützt haben, gilt mein herzlicher Dank. Sie werden wissen, daß sie gemeint sind und es mir nachsehen, daß ich sie hier nicht einzeln nenne.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 7. Januar 2003