

**INAUGURAL-DISSERTATION**  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Naturwissenschaftlich-Mathematischen  
Gesamtfakultät  
der  
Ruprecht-Karls-Universität  
Heidelberg

vorgelegt von  
**Dipl.-Phys. Michael B. Kreuz**  
aus Saarburg

Tag der mündlichen Prüfung: 19.05.2004



**Messung von Winkelkorrelationen im Zerfall  
polarisierter Neutronen mit dem Spektrometer  
PERKEO II**

Gutachter: Dr. habil. Hartmut Abele  
Prof. Dr. Hans-Wolfgang Siebert



## Messung von Winkelkorrelationen im Zerfall polarisierter Neutronen

In den meisten großen Vereinigungstheorien war das Universum zu Anfang links-rechts-symmetrisch. Die Paritätsverletzung entsteht in diesen Theorien durch eine spontane Symmetriebrechung bei der Abkühlung des Universums. Im Gegensatz zum Standardmodell der Teilchenphysik ist die Parität in diesen Modellen nicht maximal verletzt. Rechtshändige Ströme wären als Relikt der ursprünglichen Symmetrie nachweisbar.

Der Zerfall freier, polarisierter Neutronen ist ideal geeignet, um die Ursachen und die Eigenschaften der Paritätsverletzung zu untersuchen. Insbesondere die Neutrinoasymmetrie  $B$ , die räumliche Korrelation zwischen Neutronenspin und Neutrinoimpuls, ist sensitiv für die vorhergesagte Existenz rechtshändiger Ströme.

In der hier vorgestellten Arbeit wird ein neues Detektorsystem für das Spektrometer PERKEO II vorgestellt. Es erlaubt den gleichzeitigen Nachweis von Zerfallselektron und -proton im gleichen Detektor. Dieses System ermöglicht die gleichzeitige Bestimmung der Neutrinoasymmetrie  $B$ , der Betaasymmetrie  $A$  und der Protonenasymmetrie  $C$ . Es gewährt dabei erstmals den Zugang zu einer systematisch besonders sauberen Meßmethode von  $B$ .

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Beschreibung der auftretenden systematischen Effekte und den Möglichkeiten, diese für eine Nachfolgemessung zu reduzieren. Insbesondere wurde eine neue Möglichkeit zur Polarisation eines Neutronenstrahls eingeführt und ihre Eigenschaften untersucht. Das Experiment, das einen ersten Test der Methode darstellte, erlaubte die Bestimmung der Neutrinoasymmetrie:  $B = 0.967(12)$ . Erstmals überhaupt gelang auch eine Messung der Protonenasymmetrie:  $C = -0.233(11)$ .

## Measurement of Angular Correlations in the Decay of Polarized Neutrons

According to most grand unified theories, the universe originally was left-right symmetric. Parity violation in weak interaction arises only due to a spontaneous symmetry breaking at some intermediate energy scale. In contrast to the Standard Model, parity is not maximally violated in these theories and right-handed currents would be a relic of the initial symmetry.

The decay of free neutrons is a suited system to study this symmetry breaking in detail and to search for physics beyond the standard model. In particular, the neutrino asymmetry  $B$  is a sensitive test for the existence of right handed currents. It describes the spatial correlation between the neutron spin and the momentum of the electron antineutrino, emitted in the neutron decay.

In this thesis, a new detector system for the spectrometer PERKEO II is presented. It allows the detection of both, electron and proton, in the same detector. With this system it is possible to measure the neutrino asymmetry  $B$ , the beta asymmetry  $A$  and the proton asymmetry  $C$  at the same time. It also gives access to a systematically very clean measurement scheme for  $B$ .

The main part of this thesis is centered around the description of the systematic effects and the possibilities to reduce them for a follow-up measurement. In particular, a new method of polarisation with crossed polarizers is introduced. The experiment, being a first test of the method, lead to a new value of the neutrino asymmetry:  $B = 0.967(12)$ . For the first time, a measured value of the proton asymmetry could be achieved:  $C = -0.233(11)$ .



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen . . . . .	5
2.1.1 Überblick über das Standardmodell . . . . .	5
2.1.2 Die fundamentalen Symmetrien . . . . .	7
2.1.3 Die schwache Wechselwirkung . . . . .	8
2.2 Der Beta-Zerfall freier Neutronen . . . . .	9
2.2.1 Der Hamilton-Formalismus des Beta-Zerfalls . . . . .	10
2.2.2 Die klassische Theorie des Neutronenzerfalls . . . . .	11
2.2.3 Observablen im Neutronenzerfall . . . . .	11
2.2.4 Rechtshändige Ströme . . . . .	12
<b>3 Theorie dieser Messung</b>	<b>17</b>
3.1 Das Meßprinzip . . . . .	17
3.2 Spektren und Asymmetrien im Experiment . . . . .	19
3.2.1 Das Fermispektrum $F(E_e)$ . . . . .	19
3.2.2 Unkorrelierte Elektronspektren . . . . .	19
3.2.3 Kombinierte Elektron-Proton-Spektren . . . . .	21
3.2.3.1 Elektron und Proton im gleichen Halbraum . . . . .	21
3.2.3.2 Elektron und Proton in entgegengesetzten Halbräumen . . . . .	23
3.2.4 Elektronspektren zur Protonenasymmetrie . . . . .	25
<b>4 Das Spektrometer PERKEO II</b>	<b>29</b>
4.1 Das Instrument PF1b am Institut Laue-Langevin . . . . .	29
4.2 Das Spektrometer PERKEO II . . . . .	30
4.3 Der Protonendetektor . . . . .	33
4.4 Der Elektrondetektor . . . . .	34
4.4.1 Das Pedestal . . . . .	35
4.4.2 Kalibration des Elektrondetektors . . . . .	37
4.4.3 Die Energie-Kanal-Beziehung des Elektrondetektors . . . . .	42
4.4.4 Die Energieauflösung des Detektors . . . . .	45
4.5 Das Datenaufnahmesystem . . . . .	48
<b>5 Die Messung der Asymmetrien</b>	<b>51</b>
5.1 Die Detektorfunktion . . . . .	51
5.1.1 Die Triggerfunktion . . . . .	51
5.1.2 Die vollständige Detektorfunktion . . . . .	54

5.2	Die Polarisation des Neutronenstrahls . . . . .	55
5.2.1	Formalismus zur Beschreibung der Polarisation . . . . .	55
5.2.2	Der Einfluß von Polarisation und Spinflippeffizienz auf die gemessenen Spektren und Asymmetrien . . . . .	56
5.2.3	Die Methode der gekreuzten Polarisatoren . . . . .	58
5.2.4	Bestimmung der Polarisation . . . . .	60
5.3	Der Randeffect . . . . .	65
5.4	Der Stern-Gerlach-Effekt . . . . .	67
5.4.1	Der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt . . . . .	67
5.4.2	Der transversale Stern-Gerlach-Effekt . . . . .	67
5.5	Der magnetische Spiegeleffect . . . . .	68
5.6	Der elektrische Spiegeleffect . . . . .	70
5.7	Der Gittereffect . . . . .	72
5.8	Rückstreueereignisse . . . . .	74
5.9	Protonenflugzeit . . . . .	77
5.10	Der Untergrund . . . . .	79
5.10.1	Stabilität der Hochspannung . . . . .	79
5.10.2	Untergrund bei Messung ohne Koinzidenz . . . . .	84
5.10.3	Der Untergrund bei der Messung mit Koinzidenz . . . . .	86
5.10.3.1	Das Nachpulsen . . . . .	87
5.10.3.2	Abziehbarer koinzidenter Untergrund . . . . .	90
5.10.3.3	Unterdrückung von Spektren . . . . .	94
5.10.3.4	Zufällige Koinzidenzen . . . . .	95
5.10.3.4.1	Messung und Behandlung der zufälligen Koinzidenzen . . . . .	95
5.10.3.4.2	Mathematische Beschreibung des Flugzeitspektrums zufälliger Koinzidenzen . . . . .	96
5.10.3.4.3	Bestimmung der Start- und Stopraten . . . . .	98
5.10.3.4.4	Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen unter dem Elektron-Proton-Signal . . . . .	100
5.10.3.4.5	Zusammenfassung und Kontrolle der Ergebnisse . . . . .	103
5.10.3.5	Unterdrückung des Protonsignals . . . . .	105
5.10.3.5.1	Unterdrückung der Protonen durch zufällige Koinzidenzen . . . . .	105
5.10.3.5.2	Unterdrückung der Protonen durch Nachpulse . . . . .	106
5.10.4	Zusammenfassung der Untergrundbehandlung . . . . .	113
5.11	Theoretische Korrekturen . . . . .	115
5.12	Die Spektren der Startsignale . . . . .	115
5.13	Festlegung der Fitbereiche . . . . .	118
5.14	Resultate für die Asymmetrien . . . . .	119
5.14.1	Die Betaasymmetrie $A$ . . . . .	119
5.14.1.1	Ohne Koinzidenz . . . . .	120
5.14.1.2	Mit Koinzidenz . . . . .	121
5.14.2	Die Neutrinoasymmetrie $B$ . . . . .	123
5.14.2.1	Elektron und Proton im gleichen Halbraum . . . . .	123
5.14.2.2	Elektron und Proton in entgegengesetzten Halbräumen . . . . .	125



---

5.14.2.3	Differentielle Auswertung der Protonenasymmetrie . . . . .	127
5.14.2.4	Zusammenfassung für die Messung der Neutrinoasymmetrie $B$ . . . .	130
5.14.3	Die Protonenasymmetrie $C$ . . . . .	130
<b>6</b>	<b>Ausblick und Zusammenfassung</b>	<b>133</b>
6.1	Das Detektorsystem . . . . .	133
6.2	Die Systematik der Messung . . . . .	134
6.3	Ausblick . . . . .	135
<b>A</b>	<b>Die Korrekturterme für das Fermispektrum</b>	<b>137</b>
<b>B</b>	<b>Definition der verwendeten Größen</b>	<b>139</b>
<b>C</b>	<b>Schaltschema der Ausleseelektronik</b>	<b>141</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>143</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>147</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>149</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Gegen Ende des 19. Jahrhunderts war die vorherrschende Meinung, daß die Physik im großen und ganzen abgeschlossen sei, die größten Entdeckungen bereits gemacht seien und die Zukunft eher in anderen wissenschaftlichen Bereichen läge. Diese Einschätzung sollte sich jedoch schnell als Trugschluß erweisen, denn zu Beginn des 20. Jahrhunderts entwickelte die Physik eine schier unglaubliche Dynamik. Die Entdeckung der Quantisierung, die Formulierungen der Relativitätstheorie und die Entdeckung der Struktur unserer Materie und der Elementarteilchen revolutionierten das bestehende Weltbild und führten zu dem, was heute als „Moderne Physik“ bezeichnet wird. Aus heutiger Sicht scheint es in der Physik eher mehr als weniger offene Fragen zu geben. Der Drang nach neuen Erkenntnissen ist weiterhin ungebrochen.

Das Teilgebiet der Physik, mit dem sich die vorgestellte Arbeit befaßt, wurde im Jahr 1896 begründet als H. Becquerel die Radioaktivität entdeckte. Zwei Jahre später konnte E. Rutherford zeigen, daß es zwei Arten von radioaktiver Strahlung gibt:  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung. Die  $\beta$ -Strahlung wurde bald identifiziert: es handelt sich bei ihr um hochenergetische Elektronen<sup>1)</sup>. Der Zerfall, bei dem sie frei werden, wurde Betazerfall genannt. Es sollte jedoch einige Jahre dauern bis eine verifizierbare Theorie dieses Zerfalls gefunden wurde.

J. Chadwick publizierte im Jahr 1932 einen Artikel, in dem er die Existenz eines neuen Teilchens aus experimentellen Daten ableitete. Experimente von Bothe und Becker hatten gezeigt, daß einige leichte Elemente, z.B. Beryllium, eine neutrale Strahlung emittieren, wenn sie mit  $\alpha$ -Teilchen bestrahlt werden. Diese Strahlung, die zuerst als  $\gamma$ -Strahlung interpretiert worden war, wies jedoch einige Besonderheiten auf, die die Hypothese der  $\gamma$ -Strahlen in Frage stellten. Bescho man mit ihr Materie, die Wasserstoff enthielt (z.B. Paraffin), so wurden schnelle Protonen emittiert. Chadwick zeigte, daß dieses Phänomen einfach erklärt werden konnte, wenn die neue Strahlung aus einem Teilchen ohne elektrische Ladung mit der ungefähren Masse eines Protons besteht [cha32]. Ein weiterer wichtiger Baustein der Atome war identifiziert: das Neutron.

Zwei Jahre später formulierte E. Fermi die erste Theorie des Betazerfalls von Kernen [fer34], die 1936 von G. Gamow und E. Teller [gam36] ergänzt wurde. Ein Neutron im Atomkern zerfällt demnach



Abbildung 1.1: James Chadwick (20.10.1891-1974), der Entdecker des Neutrons.



Abbildung 1.2: Enrico Fermi (29.09.1901-29.11.1954).

<sup>1)</sup> „Hochenergetisch“ in Bezug auf Kernprozesse. In der modernen Hochenergiephysik werden sehr viel höhere Energien erreicht.



Abbildung 1.3: Tsung Dao Lee (links, 22.09.1922) und Chen Ning Yang (Mitte, 25.11.1926) und Chien-Shiung Wu (rechts, 31.05.1912-16.02.1997).

beim Betazerfall in ein Proton, dessen Masse etwas geringer ist, ein Elektron und ein weiteres leichtes, neutrales Teilchen, ein Elektronantineutrino<sup>2)</sup>. Bei den stabilen Atomkernen ist dieser Prozeß energetisch verboten, die freiwerdende Energie reicht nicht aus, um die Energiedifferenz zwischen Mutter- und Tochterkern auszugleichen. Daher sind Neutronen in gebundenen Zuständen oft stabil, während freie Neutronen zerfallen.

Ab Anfang der 40er Jahre des 20. Jahrhunderts standen auch freie Neutronen in großer Zahl zur Verfügung, da im Rahmen des „Manhattan-Projektes“ die ersten Atomreaktoren unter der Leitung von E. Fermi kritisch wurden. Die Neutronen waren zuerst nur ein Nebenprodukt der kriegerischen und friedlichen Nutzung der Kernenergie, wurden jedoch schnell zu einem wichtigen Forschungsgegenstand. Einerseits interessierten sich die Physiker für die Eigenschaften des Neutrons selbst, wie z.B. die Lebensdauer oder das magnetische Moment, andererseits konnten Neutronen als Sonden zu Untersuchungen von Materialien verwendet werden. Die hier vorgestellte Arbeit gehört in die erste Kategorie: das Neutron ist ein Objekt, dessen Eigenschaften untersucht werden.

Ein weiterer wichtiger Schritt, der zum Entstehen der vorliegenden Arbeit geführt hat, war die Vorhersage der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung durch T.D. Lee und C.N. Yang 1956 [lee56], sowie dessen erste experimentelle Bestätigung durch C.S. Wu et al. im darauffolgenden Jahr [wu57]. Die Verletzung der Parität bedeutet, daß die schwache Wechselwirkung – eine der vier fundamentalen Wechselwirkungen – nicht symmetrisch in Bezug auf Spiegelungen im Raum ist. Sie unterscheidet zwischen links und rechts, sie wirkt nur auf linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen. Für den Zerfall des Neutrons bedeutet dies, daß das entstehende Antineutrino stets rechtshändig ist. Die Ursache dieser Symmetriebrechung ist bis heute nicht bekannt. Es war eines der Ziele der vorgestellten Arbeit, dieses Phänomen genauer zu untersuchen und eventuell Rückschlüsse auf den Ursprung der Paritätsverletzung zu ziehen. Die genaueren theoretischen Beschreibungen und Zusammenhänge dieses Phänomens sowie die Beschreibung des heute gültigen Modells der Teilchenphysik erfolgen in Kapitel 2.

Seit den 50er Jahren ist eine Vielzahl von Experimenten mit Neutronen gemacht worden. Seine wichtigsten Eigenschaften sind heute bereits sehr genau vermessen. Dennoch werden weltweit große Anstrengungen unternommen, um die Präzision dieser Messungen noch zu steigern. Der Grund dafür liegt darin, daß in den Eigenschaften des Neutrons auch Prozesse ihre Spuren hinterlassen, die direkt nicht oder nur sehr schwer beobachtbar sind. Präzise Messungen der Parameter des Neutrons erlauben es daher, bis an die Grenzen der heute bekannten Physik vorzustoßen und in einem Energiebereich, der um viele Größenordnung unterhalb des Bereichs der Hochenergiephysik liegt, theoretische Modelle zu testen oder zu verwerfen.

<sup>2)</sup>Das Neutrino wurde dabei zum ersten Mal von W. Pauli postuliert, um das kontinuierliche Energiespektrum des Betazerfalls zu erklären.

Eines der bekanntesten Experimente dieser Art ist die Suche nach dem elektrischen Dipolmoment des Neutrons. Die bisher beste obere Grenze, die am Institut Laue-Langevin in Grenoble (Frankreich) für dieses Dipolmoment gefunden wurde, ist  $d_n < 0.63 \times 10^{-25} \text{ ecm}$  [pdg03]. Diese sehr kleine obere Grenze stellte für viele Theorien bereits eine deutliche Einschränkung des Parameterbereiches dar. Es gibt mehrere Vorschläge, die erreichte Genauigkeit um zwei weitere Größenordnungen zu steigern, die in den nächsten Jahren angewandt werden sollen.

Das hier vorgestellte Experiment beschäftigt sich jedoch mit einer anderen Eigenschaft des Neutrons: seinem Zerfall. Damit wird eine bereits erwähnte Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung untersucht, die Paritätsverletzung. Vereinfachend ausgedrückt, wird das Experiment von Wu et al. an freien, polarisierten Neutronen wiederholt. Die Verletzung der Parität führt dabei zu einer anisotropen Verteilung der Zerfallsprodukte im Raum bezüglich des Neutronenspins. Da dies seit fast 50 Jahren eine experimentelle Tatsache ist, liegt das eigentliche Interesse an diesem Experiment in der erwähnten Möglichkeit, Theorien zu überprüfen und wichtige Parameter genau zu bestimmen.

In der letzten Messung mit dem verwendeten Spektrometer wurde die Korrelation zwischen Spin und Elektronenimpuls (Betaasymmetrie  $A$ ) bestimmt. Dieser Parameter ermöglicht eine Bestimmung des Quotienten der beiden Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung  $\lambda$  (siehe Kapitel 2). Dies erlaubt einen genauen Test der Mischung der Quarks [abe02, rei99], einer Besonderheit der schwachen Wechselwirkung. Die im Jahr 2004 erfolgende Messung mit dem Spektrometer PERKEO II wird versuchen, den Fehler dieser Messung nochmals zu senken und genauere Aussagen über die Quarkmischung zu machen.

Die vorliegende Arbeit bestimmt die Winkelkorrelation zwischen Neutronenspin und dem Impuls des emittierten Antineutrinos (Neutrinoasymmetrie  $B$ ). Dieser Parameter testet sehr sensitiv die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung, da Neutrinos im Rahmen der gültigen Theorie vollständig linkshändig sind. Kleinere Beimischungen eines rechtshändigen Anteils haben daher eine große Auswirkung auf die Neutrinoasymmetrie. Viele moderne Theorien führen diese auf eine spontane Symmetriebrechung im frühen, sich abkühlenden Universum zurück. In diesem Fall sollte die Symmetrie nicht vollständig verletzt sein, sondern noch Restbestände des rechtshändigen Anteils nachweisbar sein. Bisher wurden keine solchen Anteile gefunden. Die Neutrinoasymmetrie könnte hier jedoch bereits bei einer Verkleinerung des derzeitigen Fehlers des Weltmittelwertes um den Faktor 2 eine entscheidende Rolle spielen. Das verwendete Meßprinzip wird in Kapitel 3 beschrieben. Es wurde gewählt, weil es mit wenigen, kleinen Korrekturen des Meßwertes auskommt und daher systematisch besonders sauber ist.

Das zur Messung verwendete Spektrometer, PERKEO II, wird zusammen mit dem Detektorsystem in Kapitel 4 vorgestellt. Es wurde bereits mehrfach erfolgreich für Messungen der Betaasymmetrie eingesetzt.

Die eigentliche Messung, die in dieser Arbeit präsentiert wird, sowie die systematischen Effekte und Korrekturen werden in Kapitel 5 beschrieben. Neben der angestrebten Messung der Neutrinoasymmetrie gelang eine erstmalige Messung der Protonenasymmetrie im Neutronenzerfall, also der Korrelation zwischen Neutronenspin und Protonenimpuls.

Die fundamentale Neutronenphysik ist, global betrachtet, ein eher kleines Gebiet der Physik. Dennoch hat sie beachtliche Beiträge zu der modernen Physik geleistet. In Anbetracht der großen Zahl an neuen Projekten und Ideen, die derzeit in diesem Gebiet entstehen, ist auch in Zukunft mit interessanten Resultaten zu rechnen. In unserer Gruppe wird z.B. gerade die nächste Generation unseres Spektrometers, THE NEW PERKEO vorbereitet, dessen Entwicklung voraussichtlich in ca. 2 Jahren abgeschlossen sein wird.



# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Zu Beginn dieses Kapitels wird ein kurzer Überblick über das Standardmodell (SM) gegeben, das die Grundlage der modernen Kern- und Elementarteilchenphysik bildet. Schwerpunkt ist dabei die schwache Wechselwirkung, über die das Neutron zerfällt. Anschließend werden die Theorie des Betazerfalls freier Neutronen beschrieben und seine Observablen vorgestellt. Dieses Kapitel gibt lediglich einen Überblick über die theoretischen Grundlagen, die zur Motivation und zum Verständnis des vorgestellten Experiments nötig sind. Ausführlichere Beschreibungen sind z.B. in [may84, pov95, pdg03] zu finden.

### 2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

Das Standardmodell (SM) der Elementarteilchenphysik ist eine Zusammenfassung der Theorien der elektroschwachen Wechselwirkung<sup>1)</sup>(Eichgruppe  $SU(2) \times U(1)$ ) und der Quantenchromodynamik (QCD, Eichgruppe  $U(3)$ ) zu einer umfassenden Beschreibung der Welt auf dem Niveau der Elementarteilchen. Es versucht, alle bekannten Phänomene außer der Schwerkraft auf möglichst wenige fundamentale Teilchen und Kräfte zurückzuführen. In den mehr als 30 Jahren seines Bestehens gelang mit seiner Hilfe eine große Zahl wichtiger Vorhersagen und Entdeckungen wie z.B. des  $Z^0$ , des Top-Quarks oder des Tau-Neutrinos, die die moderne Physik maßgeblich geprägt haben. Trotz dieser großen Erfolge wird intensiv nach Modellen jenseits des SM gesucht, da im Rahmen des SM noch viele Fragen offen bleiben. So besitzt es eine große Zahl freier Parameter<sup>2)</sup>, deren Wert nicht vorhersagbar ist. Außerdem werden experimentelle Ergebnisse, wie z.B. die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung, ad hoc integriert, ohne ihren Ursprung zu erklären. Auch die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach Physik jenseits des SM.

#### 2.1.1 Überblick über das Standardmodell

In der aktuellen Formulierung des SM gibt es zwölf fundamentale Fermionen<sup>3)</sup> und vier fundamentale Kräfte, die durch Austauschbosonen vermittelt werden. Die Fermionen – sechs Quarks und sechs Leptonen – sind in Gruppen zu je vier Teilchen mit aufsteigender Masse in drei Familien oder Generationen eingeteilt. Einen Überblick über diese Familien mit den wichtigsten Quantenzahlen gibt Tab. 2.1. Zu jedem fundamentalen Fermion existiert das zugehörige Antifermion mit gleicher Masse. Im SM sind die Neutrinos masselos<sup>4)</sup>. Aus Messungen der Breite des  $Z^0$  ist bekannt, daß keine weitere Teilchengenera-

<sup>1)</sup>Die elektroschwache Wechselwirkung ist die Vereinheitlichung der schwachen Wechselwirkung und der Quantenelektrodynamik (QED, Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung).

<sup>2)</sup>18 oder mehr, je nach Zählweise [pov95].

<sup>3)</sup>Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Spin, Bosonen Teilchen mit ganzzahligem Spin. Sie unterscheiden sich in den statistischen Gesetzen, denen sie gehorchen.

<sup>4)</sup>Die erfolgreich nachgewiesenen Neutrinooszillationen belegen, daß die Neutrinos eine Masse ungleich Null besitzen. Diese Ergebnisse beschreiben bereits eine Physik jenseits des Standardmodells.

Fermionen	Familie			el. Ladung	Spin	Farbe	schwacher Isospin	
	1	2	3				linkshändig	rechtshändig
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	$\frac{1}{2}$	-	$\frac{1}{2}$	-
	e	$\mu$	$\tau$	-1	$\frac{1}{2}$	-	$\frac{1}{2}$	0
Quarks	u(up)	c(charm)	t(top)	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	r, b, g	$\frac{1}{2}$	0
	d(down)	s(strange)	b(bottom)	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	r, b, g	$\frac{1}{2}$	0

Tabelle 2.1: Die zwölf fundamentalen Fermionen des Standardmodells – sechs Quarks und sechs Leptonen – und ihre wichtigsten Quantenzahlen.[pov95]

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschboson	Masse $\left[\frac{GeV}{c^2}\right]$	Reichweite
elektro-magnetisch	elektrische Ladung	Photon ( $\gamma$ )	0	$\infty$
stark	Farbe	8 Gluonen (g)	0	$< 1\text{fm}$
schwach	schwache Ladung	$W^\pm, Z^0$	$\approx 100$	$\approx 10^{-3}\text{fm}$
gravitativ	Masse	(Graviton?)	(0?)	$\infty$

Tabelle 2.2: Die vier fundamentalen Wechselwirkungen und die Austauschbosonen, die sie vermitteln. Die Gravitation konnte noch nicht in dieses Schema integriert werden. Das Graviton als Austauschboson mit Spin 2 wurde noch nicht beobachtet.[pov95]

tion mit einem leichten Neutrino existieren kann (z.B. [pov95, pdg03]).

Tab. 2.2 gibt eine Übersicht über die vier fundamentalen Wechselwirkungen: die elektro-magnetische, die starke, die schwache und die gravitative Kraft. Sie werden durch Austausch- oder Eichbosonen vermittelt.

Alle Teilchen mit einer elektrischen Ladung unterliegen der elektro-magnetischen Wechselwirkung. Das Photon, das diese Kraft vermittelt, ist masselos und bewegt sich mit Lichtgeschwindigkeit. Die Reichweite dieser Wechselwirkung ist daher unbeschränkt.

Da diese Eigenschaft auch bei der gravitativen Wechselwirkung beobachtet wird, der alle massebehafteten Teilchen unterliegen<sup>5)</sup>, wird auch hier ein masseloses Austauscheteilchen postuliert. Da die Gravitation nur anziehend ist, muß es sich um ein Spin-2-Teilchen handeln. Beobachtet wurde dieses sogenannte Graviton bisher jedoch noch nicht. Die Gravitation selbst ist nicht in das Standardmodell integriert, sondern wird als geometrischer Effekt in der Allgemeinen Relativitätstheorie behandelt.

Die Gluonen, die die starke Wechselwirkung vermitteln, sind ebenfalls masselos, dennoch ist ihre Reichweite stark beschränkt ( $< 1\text{fm}$ ). Dies liegt daran, daß die Gluonen selbst der starken Wechselwirkung unterliegen. Dadurch wird die Energie im Farbfeld bei Abständen  $> 1\text{fm}$  so groß, daß neue Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden. Quarks, die Farbladung tragen, können daher nur in farbneutralen Kombinationen vorkommen, also als zusammengesetzte Teilchen, die nicht mehr der starken Wechselwirkung unterliegen:

- als *Baryonen*, also als System aus drei Quarks der Farbladungen r, b und g (red, blue und green).
- als *Mesonen*, also als Quark-Antiquark-System (r und  $\bar{r}$ , b und  $\bar{b}$ , g und  $\bar{g}$ ).
- als *Pentaquark*, also als System aus fünf Quarks, die erst Mitte 2003 experimentell nachgewiesen wurden [nak03]

<sup>5)</sup>Da Masse und Energie identisch sind, werden alle Teilchen durch die Gravitation beeinflusst. So werden z.B. auch Photonen durch massive Objekte abgelenkt, was z.B. zu den sogenannten Gravitationslinsen führt.



Dieses Phänomen wird als Confinement bezeichnet und führt zu der paradoxen Situation, daß die starke Kraft umso schwächer ist, je näher sich die Teilchen sind<sup>6)</sup>.

Die schwache Kraft schließlich wird durch die schweren W- und Z-Bosonen vermittelt. Sie besitzt eine sehr beschränkte Reichweite, da diese Bosonen eine große Masse haben ( $\approx 10^{-3}$ fm). Ihre Eigenschaften werden in Abschnitt 2.1.3 detailliert beschrieben. Alle fundamentalen Fermionen nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil. Insbesondere ist sie – neben der Gravitation – die einzige Kraft, die auf Neutrinos wirkt.

### 2.1.2 Die fundamentalen Symmetrien

In der Physik sind Symmetrien von grundlegender Bedeutung, da sie viele Beobachtungen erleichtern oder erst erklären. Seit langem ist in der Physik bekannt, daß zu jeder Symmetrie ein Erhaltungssatz gehört. Mathematisch wird dies durch das sogenannte Noether-Theorem beschrieben. Im SM der Teilchenphysik spielen solche Symmetrien und Erhaltungssätze eine wichtige Rolle. Sie definieren z.B. die erlaubten Teilchenprozesse und bestimmen wichtige Unterschiede zwischen den Wechselwirkungen. Alle drei Wechselwirkungen<sup>7)</sup> erhalten (z.B. [pov95]):

- die Energie,
- den Impuls,
- den Drehimpuls,
- die elektrische Ladung. Ladung kann immer nur paarweise erzeugt und vernichtet werden,
- die Farbladung,
- die Baryonenzahl. Ein bekanntes Beispiel für die Verletzung der Baryonenzahl wäre die  $n$ - $\bar{n}$ -Oszillation, also die spontane Umwandlung eines Neutrons in ein Antineutron oder umgekehrt. Solche Prozesse sind für die Erklärung der Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum nötig. Sie wurden bisher jedoch noch nicht beobachtet.

Bis vor einigen Jahren galten auch die drei Leptonenzahlen als erhalten. Neue Ergebnisse der Detektoren Superkamiokande und SNO zeigen jedoch, daß im Rahmen der schwachen Wechselwirkung Neutrinos oszillieren<sup>8)</sup>. Damit sind die Leptonenzahlen der einzelnen Familien keine guten Quantenzahlen der schwachen Wechselwirkung mehr. Die Gesamtleptonenzahl ist jedoch, analog zur Baryonenzahl, erhalten. Schon seit vielen Jahren ist bekannt, daß der geladene Strom der schwachen Wechselwirkung Quarks in andere Quarks umwandeln kann. Auch dies ist eine Eigenschaft der schwachen Kraft alleine, da die übrigen beiden Kräfte den sogenannten Quarkflavour (Strangeness, Charm, dritte Komponente des Isospins, etc.) erhalten [pov95]. In Abschnitt 2.1.3 wird beschrieben, wie dieser Prozeß in das SM integriert ist.

In der Geschichte der Physik haben sich drei fundamentale Symmetrien als besonders wichtig erwiesen. Es handelt sich bei ihnen um

- die *Parität* P. Die Parität entspricht einer Spiegelung des Raumes. Anschaulich bedeutet ihre Erhaltung, daß ein jeder in der Natur vorkommender Prozeß auch gespiegelt mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftritt.

---

<sup>6)</sup>Dies wird als asymptotische Freiheit der Quarks bezeichnet.

<sup>7)</sup>In diesem Abschnitt sowie in den folgenden wird die Gravitation nicht mehr betrachtet, da sie nicht in das Standardmodell integriert ist.

<sup>8)</sup>Dies führt zur Formulierung einer Mischungsmatrix der Neutrinos analog zur Quark-Mischungsmatrix, die im nächsten Abschnitt detailliert beschrieben wird.

- die *Ladungskonjugation*  $C$ . Die Ladungskonjugation wandelt jedes in einem Prozeß auftretende Teilchen in sein Antiteilchen um.
- die *Zeitumkehrung*  $T$ . Dieser Operator ändert das Vorzeichen der Zeitachse. Anschaulich bedeutet seine Erhaltung, daß ein physikalischer Prozeß keine bevorzugte Zeitrichtung hat.

Nach dem bisherigen Stand der Forschung sind  $C$ ,  $P$  und  $T$  bei der starken und bei der elektromagnetischen Wechselwirkung vollständig erhalten [may84]. Bei der schwachen Wechselwirkung sind alle drei Symmetrien nicht vollständig erhalten. Der geladene Strom der schwachen Wechselwirkung<sup>9)</sup> ist sogar maximal paritätsverletzend, d.h. er koppelt nur an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen. Der neutrale Strom koppelt unterschiedlich stark an Fermionen und Antifermionen und ist daher nur teilweise paritätsverletzend [pov95]. Die Kombination der beiden Symmetrien  $C$  und  $P$ , kurz  $CP$ , sowie  $T$  wurden lange Zeit auch für die schwache Kraft als erhalten angesehen. Im Kaonensystem konnte jedoch eine Verletzung dieser Symmetrien nachgewiesen werden<sup>10)</sup> [chr64]. In der heutigen Theorie des SMs gilt lediglich die Kombination aller drei Symmetrien,  $CPT$ , als vollständig erhalten.

### 2.1.3 Die schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung ist für die Anschauung nur schwer zugänglich, da sie keine gebundenen Systeme bildet und in der Alltagswelt keine Rolle zu spielen scheint. Tatsächlich ist ihre Kopplungsstärke von der gleichen Größenordnung wie die der elektromagnetischen Kraft, ihre Wirkung ist lediglich durch die große Masse der Austauschbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  unterdrückt<sup>11)</sup>. Die  $W$ - und  $Z$ -Bosonen koppeln an alle 12 fundamentalen Fermionen. Steht  $l$  für ein beliebiges Lepton und  $q$  für ein beliebiges Quark, so ergeben sich drei Arten von Prozessen:

- *Leptonische Prozesse*:  $l + \bar{\nu}_l \leftrightarrow l' + \bar{\nu}_{l'}$ .
- *Semileptonische Prozesse*:  $q_1 + \bar{q}_2 \leftrightarrow l + \bar{\nu}_l$ .
- *Nichtleptonische Prozesse*:  $q_1 + \bar{q}_2 \leftrightarrow q_3 + \bar{q}_4$ .

Aufgrund der Ladungserhaltung können bei einem Austausch von  $W$ -Bosonen nur solche Quarks kombiniert werden, deren Gesamtladung  $\pm 1$  beträgt. Der Betazerfall des Neutrons ist ein semileptonischer Prozeß, bei dem unter Emission eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos ein  $d$ -Quark in ein  $u$ -Quark umgewandelt wird (siehe 2.2). Die Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung ist dabei für alle Quarks und Leptonen gleich. Dies wird als Universalität der schwachen Wechselwirkung bezeichnet.

Leptonen werden i.a. nur in Partner innerhalb der entsprechenden Familien umgewandelt<sup>12)</sup>. Bei den Quarks können auch Übergänge zwischen den Familien stattfinden, jedoch nur vermittelt durch die schwache Wechselwirkung. Dies liegt daran, daß bezüglich des schwachen Stromes der „Partner“ des Flavor-Eigenzustands  $u$  nicht der Flavor-Eigenzustand  $d$ , sondern eine Linearkombination aus den Flavor-Eigenzuständen  $d$ ,  $s$  und  $b$  ist, die als Eigenzustand  $d'$  der schwachen Wechselwirkung bezeichnet wird. Analog gilt diese Betrachtung für die anderen Quarkfamilien. Mathematisch entspricht dies einer Drehung bzw. einem Basiswechsel im Teilchenraum. Beschrieben wird dies durch eine unitäre Matrix,

<sup>9)</sup> Als geladenen Strom bezeichnet man die Wechselwirkung, die durch die geladenen  $W$ -Bosonen vermittelt wird, da hier eine Elementarladung ausgetauscht wird. Das  $Z$ -Boson vermittelt dementsprechend den neutralen Strom ohne Ladungsaustausch.

<sup>10)</sup> Neue Daten zu Messungen an  $B$ -Mesonen zeigen auch für diese eine  $CP$ -Verletzung in der im Standardmodell vorhergesagten Größenordnung.

<sup>11)</sup> Dies gilt für kleine Werte von  $Q^2$ , also bei kleinen Impulsüberträgen.

<sup>12)</sup> Wie erwähnt zeigen neuere Erkenntnisse, daß Neutrinooszillationen stattfinden, d.h. daß in der schwachen Wechselwirkung auch Übergänge zwischen den Familien möglich sind. Eine genaue mathematische Formulierung und die Integration dieser Ergebnisse in das Standardmodell steht aber noch aus.

die sogenannte Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix):

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

Die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Quark  $q$  zu einem Quark  $q'$  ist dann proportional zu  $|V_{qq'}|^2$ . Per Konvention werden dabei die Zustandsvektoren der Quarks mit Ladung  $-\frac{1}{3}$  gedreht und die der Quarks der Ladung  $+\frac{2}{3}$  unverändert gelassen. Übergänge zwischen den Quarkgenerationen werden nach bisherigem Erkenntnisstand nur von geladenen Strömen vermittelt, also durch Austausch eines  $W$ -Bosons. Ein theoretisch möglicher Übergang durch Austausch eines  $Z^0$ , z.B.  $c \rightarrow u$ , wurde noch nie beobachtet [pov95].

Eine weitere wichtige Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung ist die Paritätsverletzung, die in keiner der anderen Kräfte auftritt. In der schwachen Wechselwirkung ist die Parität für den geladenen Strom sogar maximal verletzt, d.h. die Austauschbosonen koppeln nur an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen. Die schwache Wechselwirkung kann dabei zwei verschiedene Charaktere haben: Vektor- oder Axialvektorcharakter. Die entsprechenden Kopplungsstärken werden mit  $g_A$  und  $g_V$  bezeichnet. Im SM sind die Beträge dieser Kopplungskonstanten gleich groß, es gilt

$$g_V = -g_A \quad (2.2)$$

Die theoretische Beschreibung der schwachen Wechselwirkung wird daher im SM auch als V-A-Theorie bezeichnet.

Diese Gleichheit der Kopplungsstärken gilt jedoch nur auf der Ebene ungebundener Systeme, z.B. bei Leptonen. Betrachtet man Quarks, so muß die Struktur, in die diese stets durch die starke Wechselwirkung eingebunden sind, mitberücksichtigt werden. Diese kann die Kopplungsstärken modifizieren. Experimentell ergibt sich, daß die Stärke der Vektorkopplung unabhängig von der betrachteten Umgebung ist. Die wird als CVC-Theorem bezeichnet („conserved vector current“). Der Axialvektoranteil ist nur teilweise erhalten, dies wird „partially conserved axialvector current“ (teilweise erhaltener Axialvektorstrom) genannt. Betrachtet man also zusammengesetzte Systeme wie z.B. das Neutron oder einen Atomkern, so wird das Verhältnis  $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$  eine Meßgröße, da die Kopplungsstärke  $g_A$  durch die starke Wechselwirkung modifiziert wird.

Ist die Parität verletzt, so ist auch die Ladungskonjugation  $C$  verletzt. Dies ist einfach zu verstehen: Ein linkshändiges Neutrino wird durch  $C$  zu einem linkshändigen Antineutrino, das in der Natur nicht beobachtet wird. Damit ist  $C$  ebenfalls maximal verletzt. Eine Verletzung der Zeitumkehr  $T$  wurde bisher nur in den bereits erwähnten  $K$ - und  $B$ -Mesonenzerfällen beobachtet, die auch die kombinierte Symmetrie  $CP$  verletzen.

## 2.2 Der Beta-Zerfall freier Neutronen

Der Betazerfall des freien Neutrons ist ein semileptonischer Zerfall der schwachen Wechselwirkung. Ein Neutron wird unter Emission eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos in ein Proton umgewandelt:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.3)$$

Auf dem Quarkniveau betrachtet, wird ein  $d$ -Quark des Neutrons in ein  $u$ -Quark umgewandelt, wodurch ein Proton entsteht:

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.4)$$

Das entsprechende Feynman-Diagramm ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die mittlere Lebensdauer der freien Neutronen beträgt 885.7(8)s [pdg03]. Bei dem Zerfall des Neutrons wird eine Energie von 1293keV freigesetzt. In stabilen Atomkernen zerfällt das Neutron nicht, da sein Zerfall dann energetisch verboten ist.

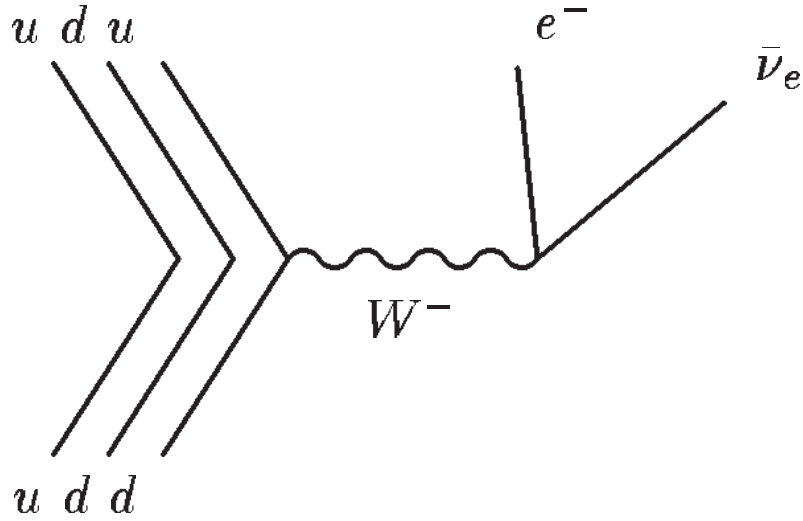


Abbildung 2.1: Das Feynman-Diagramm des Betazerfalls des Neutrons. Ein d-Quark des Neutrons (ddu) wird in ein u-Quark umgewandelt, ein  $W^-$ -Boson wird emittiert, das in ein Elektron und ein Elektronantineutrino zerfällt.

### 2.2.1 Der Hamilton-Formalismus des Beta-Zerfalls

Die moderne Quantenfeldtheorie der schwachen Wechselwirkung beschreibt Teilchenprozesse mit Hilfe eines quantisierten Hamiltonoperators. Die allgemeinste Form dieses Operators für den Betazerfall der Neutronen unter der alleinigen Annahme der Lorentz-Invarianz wurde von T.D. Lee und C.N. Yang 1956 aufgestellt [lee56, glu95]:

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=S,V,T,A,P} \left[ L_i (p^\dagger O_i n) \left( e^\dagger O_i (1 - \gamma_5) \nu \right) + R_i (p^\dagger O_i n) \left( e^\dagger O_i (1 + \gamma_5) \nu \right) \right] + h.c. \quad (2.5)$$

Dabei sind  $p$ ,  $n$ ,  $e$  und  $\nu$  die Vernichtungsoperatoren des Protons, des Neutrons, des Elektrons und des Neutrinos. Die hermitesch konjugierten Operatoren sind die entsprechenden Erzeugungoperatoren.  $G_F$  ist die von E. Fermi eingeführte Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung<sup>13)</sup>. Der Operator  $1 - \gamma_5$  projiziert auf linkshändige Teilchen<sup>14)</sup>, der Operator  $1 + \gamma_5$  auf rechtshändige.  $L_i$  und  $R_i$  sind experimentell zu bestimmende Kopplungskonstanten,  $L_i$  für die linkshändigen Ströme<sup>15)</sup>,  $R_i$  für die rechtshändigen Ströme. Die  $O_i$  sind Operatoren, die den Charakter der Wechselwirkung beschreiben. Dies sind im einzelnen:

$O_S$	Skalar	1
$O_V$	Vektor	$\gamma_\mu$
$O_T$	Tensor	$\sigma_{\mu\nu}$
$O_A$	Axialvektor	$-i\gamma_\mu\gamma_5$
$O_P$	Pseudoskalar	$\gamma_5$

Der ausgeschriebene Teil des Operators beschreibt den Betazerfall des Neutrons, die hermitesch konjugierte den  $\beta^+$ -Zerfall.

<sup>13)</sup>E. Fermi stellte das erste Modell des Betazerfalls auf. Er ging damals von einer Punktwechselwirkung aus. Heute ist bekannt, daß dies aufgrund der großen Massen der W-Bosonen eine gute Näherung ist.

<sup>14)</sup>Eigentlich projiziert der Operator  $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$  auf den linkshändigen Anteil. Der Vorfaktor wurde jedoch bereits mit den Konstanten verrechnet.

<sup>15)</sup>Die schwachen Ströme, die an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppeln, werden als linkshändige Ströme bezeichnet. Analog werden die Ströme, die an die andere Händigkeit koppeln, als rechtshändige Ströme bezeichnet.

Bei Beschränkung auf die mit dem SM verträglichen Terme sind alle  $R_i = 0$ , da hier nur linkshändige Ströme existieren. Ebenso verschwinden in diesem Fall  $L_S$ ,  $L_T$  und  $L_P$ , so daß nur der Vektor- und der Axialvektoranteil der linkshändigen Ströme zu dem Betazerfall beitragen. Mit  $g_V := G_F L_V$  und  $g_A := G_F L_A$  sowie  $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$ <sup>16)</sup> ergibt sich der Hamiltonian der V-A-Theorie der schwachen Wechselwirkung:

$$H_{V-A} = g_V \left( p^\dagger \gamma^\mu (1 + \lambda \gamma_5) n \right) \left( e^\dagger \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu \right) + h.c. \quad (2.6)$$

Die Beschreibung des Betazerfalls mit Hilfe der V-A-Theorie stimmt mit den derzeitigen experimentellen Daten hervorragend überein. Dennoch ist sie nicht völlig befriedigend. So bleibt z.B. offen, warum alle Anteile  $R_i$  der rechtshändigen Ströme vollständig verschwinden. Eine erweiterte Theorie, die diese Einschränkung nicht enthält, wird in Abschnitt 2.2.4 beschrieben.

### 2.2.2 Die klassische Theorie des Neutronenzerfalls

Bei dem Zerfall des Neutrons werden  $782 \text{ keV}$  an kinetischer Energie frei, die sich entsprechend der kinematischen Gesetze auf die drei Zerfallsprodukte verteilt. Es gibt zwei mögliche Zerfallsmodi: den Vektor- oder Fermiübergang [fer34] und den Axialvektor- oder Gamow-Teller-Übergang [gam36], die sich durch die Kopplung der Spins der Zerfallsprodukte miteinander unterscheiden. Ist  $t_\uparrow^\uparrow$  der Spinzustand des Teilchens  $t$ , wobei der Doppelpfeil die Richtung des Spins und der einfache Pfeil die bevorzugte Emissionsrichtung angibt, so ergibt sich für die möglichen Endzustände bei Zerfall eines Neutrons mit Spin up<sup>17)</sup>

$$\begin{aligned} \text{Vektorübergang:} \quad n^\uparrow &\rightarrow p^\uparrow + \frac{1}{\sqrt{2}} \left( e_\downarrow^\uparrow \bar{\nu}_{e_\downarrow}^\downarrow - e_\uparrow^\downarrow \bar{\nu}_{e_\uparrow}^\uparrow \right) & S = 0, S_z = 0 \\ \text{Axialvektorübergang:} \quad n^\uparrow &\rightarrow p^\uparrow + \frac{1}{\sqrt{2}} \left( e_\downarrow^\uparrow \bar{\nu}_{e_\downarrow}^\downarrow + e_\uparrow^\downarrow \bar{\nu}_{e_\uparrow}^\uparrow \right) & S = 1, S_z = 0 \\ n^\uparrow &\rightarrow p^\downarrow + e_\downarrow^\uparrow \bar{\nu}_{e_\downarrow}^\uparrow & S = 1, S_z = 1 \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die Übergänge unterscheiden sich durch die Kopplung der Spins der Leptonen. Beim Vektorübergang koppeln sie zum Spin  $S = 0$  (Singulett), beim Axialvektorübergang zum Spin  $S = 1$  (Triplet). Die Kopplung der Spins dieser beiden Teilchen ist für die drei möglichen Endzustände jeweils angegeben. Die paritätsverletzenden Asymmetrien im Zerfall des Neutrons ergeben sich durch den Anteil des Gamow-Teller-Übergangs, bei dem die beiden Spins zu  $S_z = 1$  koppeln und durch die Mischung der beiden anderen Zustände miteinander. Das Proton hat aufgrund seiner großen Masse und seiner dementsprechend geringen Geschwindigkeit keine Vorzugsrichtung bezüglich des Spins. Dennoch ist die Verteilung der Protonen relativ zum Neutronenspin asymmetrisch, da es kinematisch mit Elektron und Antineutrino verknüpft ist.

### 2.2.3 Observablen im Neutronenzerfall

Die totale Zerfallswahrscheinlichkeit des Neutrons läßt sich mit Hilfe von Fermis Goldener Regel angeben [pov95, may84]:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 F(E_e). \quad (2.8)$$

Dabei ist  $F(E_e)$  der Phasenraumfaktor des Zerfalls, der das Fermispektrum beschreibt (siehe Abschnitt 3.2.1) und  $M_{fi}$  ist das Matrixelement zwischen Anfangs- und Endzustand. Mit Hilfe des

<sup>16)</sup>Der Wert von  $\lambda$  hängt, wie in Abschn. 2.1.3 beschrieben, von dem betrachteten System ab. Für freie Quarks wäre  $\lambda = -1$ , für Neutronen ist  $\lambda = -1.2695(29)$  [pdg03].

<sup>17)</sup>Die Gletsch-Gordan-Koeffizienten, die Kopplung und die Matrixelemente werden in dieser vereinfachten Darstellung vernachlässigt.

Obs.	Name	V-A-Theorie	Weltmittelwert	verletzt P	verletzt T
a	Elektron-Neutrino-Korrelation	$\frac{1- \lambda ^2}{1+3 \lambda ^2}$	-0.103(4)	nein	nein
b	Fierz-Interferenz	0	-	nein	nein
A	Elektronenasymmetrie	$-2\frac{ \lambda ^2+\text{Re}(\lambda)}{1+3 \lambda ^2}$	-0.1173(13)	ja	nein
B	Neutrinoasymmetrie	$2\frac{ \lambda ^2-\text{Re}(\lambda)}{1+3 \lambda ^2}$	0.983(4)	ja	nein
D	Tripelkorrelation	$2\frac{\text{Im}(\lambda)}{1+3 \lambda ^2}$	-0.0006(10)	nein	ja
C	Protonenasymmetrie	$-0.24037\frac{1+3 \lambda ^2}{4\text{Re}(\lambda)}$	-	ja	nein

Tabelle 2.3: Die Korrelationskoeffizienten aus der Jackson-Formel. Angegeben sind neben der funktionalen Abhängigkeit von  $\lambda$  die zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit gültigen Weltmittelwerte sowie die mit den Koeffizienten verbundene Symmetriebrechung.

allgemeinen Hamiltonoperators (siehe Abschnitt 2.2.1) läßt sich das Matrixelement explizit berechnen. Die in dieser Arbeit verwendete Parametrisierung wurde von J.D. Jackson [jac57] angegeben. Für die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit gilt:

$$\frac{dW}{dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}}} \propto \left( 1 + a \frac{\vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{\sigma_n} \left[ A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} \right] \right) \quad (2.9)$$

Dabei sind  $\vec{p}_e$  und  $\vec{p}_{\bar{\nu}}$  die Impulse und  $E_e$  und  $E_{\bar{\nu}}$  die Energien von Elektron und Elektronantineutrino und  $\langle \vec{\sigma}_n \rangle$  der Spin des zerfallenden Neutrons. Die Korrelationskoeffizienten sind meßbar und in Tab. 2.3 angegeben. Die theoretischen funktionalen Abhängigkeiten sind die, die sich bei Beschränkung auf die V-A-Theorie des SM ergeben [glu95]. Der Parameter  $\lambda = \frac{g_A}{g_V} = -1.2695(29)$  ist dabei das für den Neutronenzerfall freier Neutronen gemessene Verhältnis der beiden Kopplungskonstanten für die Vektor- und die Axialvektorkopplung. Die angegebenen Meßwerte sind die im November 2003 gültigen Weltmittelwerte der Particle Data Group [pdg03]. Die Protonenasymmetrie  $C$  ist kein expliziter Parameter der Jackson-Formel. Die asymmetrische Verteilung der Protonenimpulse ergibt sich kinematisch aus der Verteilung von Elektron und Antineutrino, daher ist  $C$  eine Funktion von  $A$  und  $B$ .

Die Verteilung der Winkel der drei Zerfallsprodukte relativ zum Neutronenspin zeigt Abb. 2.2. Die Darstellung erfolgt in Raumwinkelkoordinaten. Ist  $k$  der betrachtete Asymmetriekoeffizient ( $A$ ,  $B$  oder  $C$ ) und  $\phi$  der Winkel zwischen dem Spin des Neutrons und dem Impuls des betrachteten Teilchens, so folgt für die differentielle Winkelverteilung  $df$  aus der Jacksonformel:

$$df \propto (1 + k \cos \phi) \sin \phi d\phi \quad (2.10)$$

Es ist deutlich erkennbar, daß Elektron und Proton Winkel  $> \frac{\pi}{2}$  und das Antineutrino Winkel  $< \frac{\pi}{2}$  bevorzugen. Für  $\phi = \frac{\pi}{2}$  ist  $\cos \phi = 0$  und der Einfluß der Asymmetrie verschwindet. Daher schneiden sich alle drei Verteilungen im gleichen Punkt. Für  $\phi = 0$  und  $\phi = \pi$  wird der Sinus des Raumwinkels Null. Dadurch wird der Phasenraum beliebig klein und die Verteilungen gehen für diese Werte gegen Null. Für Messungen der Asymmetrien werden Teilintegrale dieser Winkelverteilungen bestimmt.

## 2.2.4 Rechtshändige Ströme

Wie beschrieben, ist in der V-A-Theorie der geladenen Ströme der schwachen Wechselwirkung im Standardmodell die Parität maximal verletzt. Eine Erklärung für diese Symmetriebrechung wird jedoch nicht

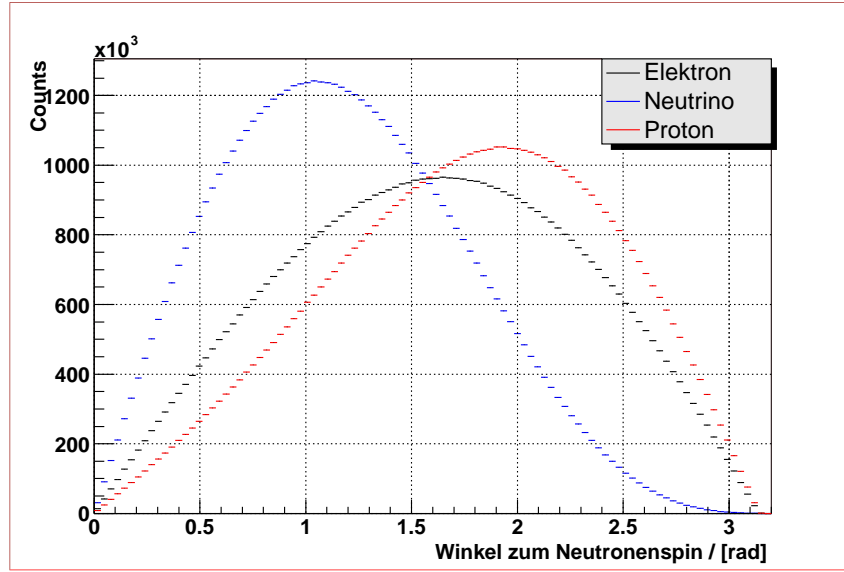


Abbildung 2.2: Die Winkelverteilung der drei Zerfallsprodukte bezüglich des Neutronenspins. Es wurden  $6 \times 10^7$  Ereignisse für diese Simulation generiert. Für die Asymmetriekoeffizienten wurden die derzeit gültigen Weltmittelwerte benutzt.

gegeben. In vielen Modellen, die über das Standardmodell hinausgehen, wird die Paritätsverletzung hingegen in natürlicher Weise erklärt. Ein besonders einfaches dieser Modelle soll hier diskutiert werden: das manifest links-rechtssymmetrische Modell (L-R-Modell). Es stellt eine Art minimale Erweiterung des Standardmodells dar, mit deren Hilfe die Symmetriebrechung erklärt werden kann [moh75, beg77]. Die Grundannahme des L-R-Modells ist eine völlige Erhaltung der Parität im frühen Universum. Rechtshändige und linkshändige Fermionen nehmen demnach beide ohne Einschränkungen an der schwachen Wechselwirkung teil, solange die Temperatur des Universums hoch genug ist, alle Austauschbosonen uneingeschränkt zu produzieren. Bei der Abkühlung des Universums kommt es zu einem Phasenübergang, es bilden sich die bekannten Eichbosonen  $W^\pm = W_L^\pm$ , die nur an linkshändige Fermionen koppeln, und die rechtshändigen Austauschbosonen  $W_R$ , die noch nicht beobachtet wurden. Im allgemeinen Fall stellen diese Austauschbosonen Eigenzustände der linkshändigen bzw. rechtshändigen schwachen Kraft dar. Sie ergeben sich durch Linearkombination der Masseneigenzustände  $W_{1,2}^\pm$  durch eine Drehung im Teilchenraum (für beide Ladungszustände):

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

$\zeta$  beschreibt den Mischungswinkel,  $\phi$  eine Phasenverschiebung<sup>18)</sup>. Neben dem Mischungswinkel gibt es zwei weitere freie Parameter im Rahmen des einfachen L-R-Modells: das Verhältnis der Kopplungsstärken  $\lambda = \frac{g_A}{g_V}$ , wobei die Kopplungsstärken als gleich groß für rechtshändige und linkshändige Ströme angenommen werden, und das Verhältnis  $\delta$  der Massenquadrate der Bosonen  $W_1$  und  $W_2$ :

$$\delta = \frac{m_1^2}{m_2^2}. \quad (2.12)$$

Das SM ist in diesem Modell als Grenzfall  $\zeta = 0$  und  $\delta = 0$  enthalten. In diesem Fall tritt keine Mischung auf und die Masse der  $W_2 = W_R$  ist unendlich, die schwache Kraft für rechtshändige Teilchen also völlig unterdrückt. In dem einfachen L-R-Modell kommt die Paritätsverletzung ausschließlich durch die unterschiedlichen Massen der  $W$ -Bosonen zustande, also durch  $m_1 \ll m_2$  bei kleinen Mischungswinkeln  $\zeta$ . In diesem Modell sind nun die Observablen Funktionen der drei Parameter  $\lambda$ ,  $\delta$  und  $\zeta$ <sup>19)</sup>.

<sup>18)</sup>Die Phase  $\phi$  ist CP-verletzend.

<sup>19)</sup>Die CP-verletzende Phase spielt für diese Observablen im einfachsten Falle keine Rolle.

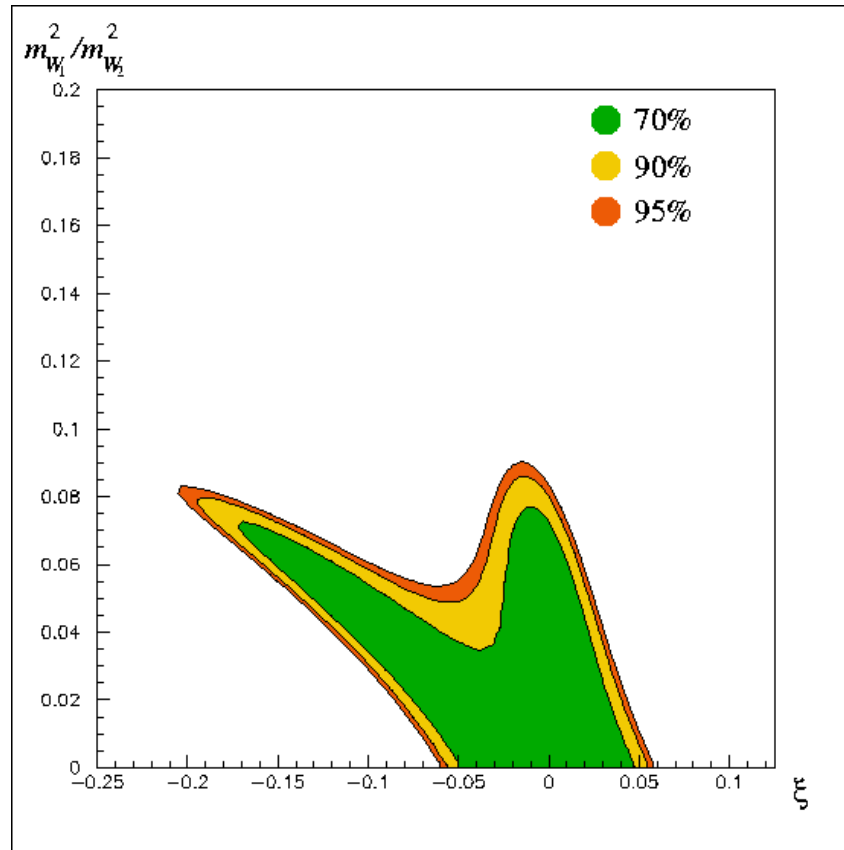


Abbildung 2.3: Ausschließungsplot in der  $\zeta$ - $\delta$ -Ebene. Gezeigt sind das 90 und das 95%-Konfidenzintervall für die aktuellen Weltmittelwerte der Eingangsparameter  $A$ ,  $B$  und  $\tau$ .

Durch die Messung dreier dieser Observablen sind die Parameter dann eindeutig bestimmt (siehe z.B. [beg77, hol77, doe90, dub91, abe98]).

In Abb. 2.3 ist der Ausschließungsplot der  $\zeta$ - $\delta$ -Ebene für die aktuellen Weltmittelwerte der Parameter aus dem Neutronenzerfall gezeigt. Als Eingangsparameter wurden die Elektronenasymmetrie  $A$ , die Neutrinoasymmetrie  $B$  und die Neutronenlebensdauer  $\tau^{20)}$  verwendet. Das SM im Ursprung des Koordinatensystems ( $\zeta = 0$ ,  $m_2 \rightarrow \infty$ ) ist mit den aktuellen Meßwerten verträglich. Die Neutrinoasymmetrie  $B$  ist sehr sensitiv auf den Massenparameter  $\delta$ . Dies liegt daran, daß die Neutrinos im SM nur als linkshändige Teilchen vorkommen. Eine rechtshändige Beimischung hat daher starke Auswirkungen auf den Wert der Asymmetry. Eine genaue Messung von  $B$  hat großen Einfluß auf den Verlauf des Ausschließungsplots haben.

Die Suche nach rechtshändigen Strömen wird von einer ganzen Reihe von Experimenten verfolgt. Einen Überblick über die besten derzeitigen Grenzen liefert Tab. 2.4. Die bisher beste untere Grenze für die Masse  $m_R$  kann aus der Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall gewonnen werden [hir96]. Diese Grenze setzt allerdings voraus, daß das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist, daß das Neutrino also sein eigenes Antiteilchen ist. Da bisherige experimentelle Ergebnisse nicht ausschließen, daß das Neutrino ein Dirac-Teilchen ist, gilt diese Grenze nur mit Einschränkungen.

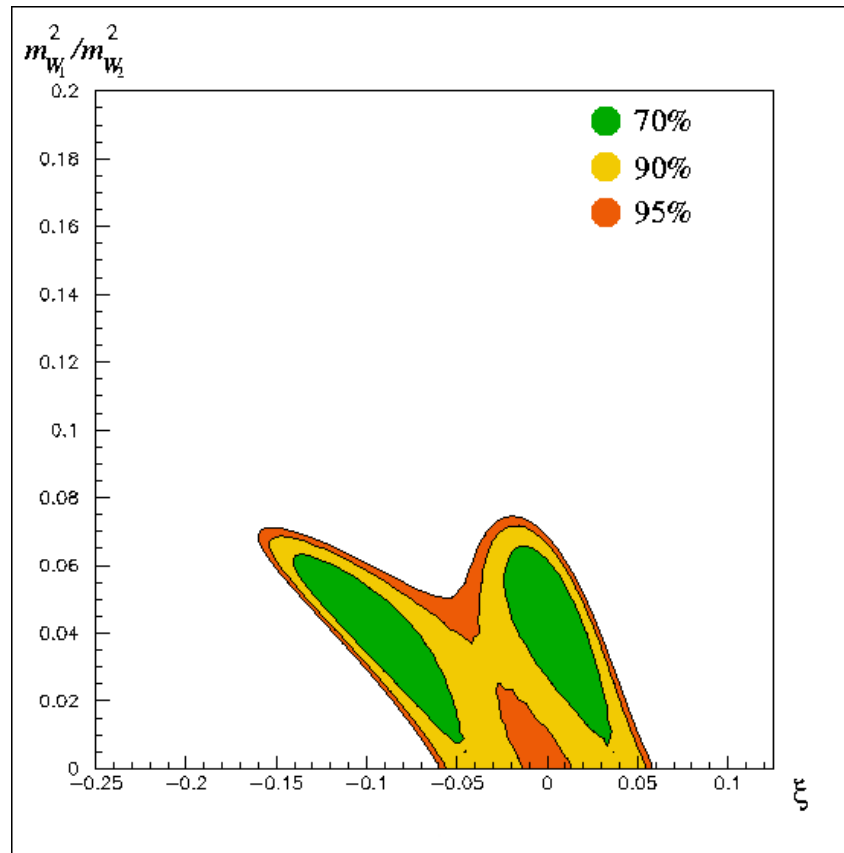
Ein allgemeinerer Ansatz ist die direkte Suche nach bisher unbekanntem W-Bosonen durch ihre direkte Erzeugung in Kollisionsexperimenten. Die beste bisher gefundene Grenze stammt dabei von der D-Zero (D0) Kollaboration [aba96]. Die Experimente suchen dabei nach unbekanntem  $\tilde{W}$ -Bosonen, die bei der

<sup>20)</sup>Genauer wird hier als dritter Parameter der  $Ft_{0^+ \rightarrow 0^+}$ -Wert benutzt, der sich aus Fermifunktion mal Halbwertszeit für  $0^+ \rightarrow 0^+$ -Kern- $\beta$ -Zerfällen berechnet. Der Ft-Wert gibt direkt Auskunft über das Übergangsmatrixelement  $|M_{fi}|$ .



Experiment	Mischungswinkel $\zeta$	Masse des $W_R$	Gruppe
$e^+$ -Helizität	(für $\zeta = 0$ )	$> 300\text{GeV}$	Louvain 98
Muon	$ \zeta  < 0.005$	$> 400\text{GeV}$	KEK 1994
Doppel- $\beta$ -Zerfall	$ \zeta  < 0.005$	$> 1100\text{GeV}$	Heidelberg-Moskau 1996
$W_R \rightarrow \text{Dijets}$	(für $\zeta = 0$ )	$> 650\text{GeV}$	D0-Kollaboration (CERN) 1997
$K_0 \rightarrow 3\pi$	$ \zeta  < 0.004$		Donoghue-Holstein 1982
<b>Neutronen-Betazerfall</b> mit CKM-Unitarität	$-0.2 < \zeta < 0.05$ $-0.0006 < \zeta < 0.0028$	$> 300\text{GeV}$	PERKEO II 1997

Tabelle 2.4: Aktuelle Grenzen für die Suche nach rechtshändigen Strömen [dub99].

Abbildung 2.4: Hypothetischer Ausschlussplot in der  $\zeta$ - $\delta$ -Ebene. Gezeigt sind das 90 und das 95%-Konfidenzintervall für die aktuellen Weltmittelwerte der Eingangsparameter  $A$ ,  $B$  und  $\tau$ , falls der Fehler auf  $B$  halbiert wird.

Kollision von Protonen und Antiprotonen erzeugt werden könnten<sup>21)</sup>. Eine Bestätigung dieser Grenze ist durch eine Verbesserung der Meßgenauigkeit der Neutrinoasymmetrie erreichbar.

Alle Grenzen für den Mischungswinkel  $\zeta$  sind bisher mit dem SM verträglich. Die besten Grenzen für  $\zeta$  ergeben sich, wenn die Unitarität der CKM-Matrix vorausgesetzt wird [aqu91], aus dem Neutronenzerfall.

Abb. 2.4 zeigt den Ausschlussplot für die Messung mit Neutronen für den Fall, daß bei gleichbleibendem Mittelwert der Fehler halbiert wird. Man sieht deutlich den großen Einfluß des Parameters  $B$  auf

<sup>21)</sup>In Abhängigkeit von den möglichen Zerfällen eines rechtshändigen Neutrinos, steigt diese Massengrenze auf  $720 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  für das 95%-Konfidenzlevel.

das Ergebnis. Insbesondere ist interessant, daß mit Hilfe der Neutrinoasymmetrie das SM ausgeschlossen werden könnte, je nachdem, welchen Wert die Neutrinoasymmetrie besitzt. Hierin liegt das große wissenschaftliche Interesse einer Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$ .

# Kapitel 3

## Theorie dieser Messung

Im Gegensatz zu Kapitel 2, in dem die allgemeine Theorie des Neutronenzerfalls und der schwachen Wechselwirkung erläutert wurden, ist dieses Kapitel der hier vorgestellten Messung angepaßt. Nach einer kurzen Erläuterung des Meßprinzips, dessen technische Umsetzung dann in Kapitel 4 beschrieben wird, werden die mit dem Spektrometer PERKEO meßbaren Spektren und ihre Eigenschaften sowie die bestimmbaren Asymmetrien einschließlich der systematischen Vor- und Nachteile beschrieben.

### 3.1 Das Meßprinzip

Wie erwähnt, verletzt die schwache Wechselwirkung die Parität. Im Zerfall des freien Neutrons bewirkt dies eine inhomogene Verteilung der Emissionsrichtung der Zerfallsprodukte im Raum relativ zum Spin des Neutrons. Die Wahrscheinlichkeit für Winkel kleiner  $\frac{\pi}{2}$  zwischen dem Neutronenspin und dem Impuls des betrachteten Teilchens ist bei Elektron und Proton kleiner und beim Neutrino größer als 0.5 (siehe Abschnitt 2.2, Abb. 2.1). Beschrieben wird der Neutronenzerfall durch die Jackson-Formel (Gl. 2.9), in der die üblicherweise verwendeten Asymmetrien definiert sind. In der vorgestellten Messung sind dabei die Elektronenasymmetrie  $A$ , die die Korrelation zwischen Elektronenimpuls und Neutronenspin beschreibt, und die Neutrinoasymmetrie  $B$ , die die Korrelation zwischen Neutrinoimpuls und Neutronenspin beschreibt, relevant. Außerdem ist es erstmalig möglich, die Protonenasymmetrie  $C$  zu messen. Einige der wichtigsten Messungen der letzten Jahre von  $A$  und  $B$  sind mit dem jeweiligen Ergebnis in Tabelle 3.1 zusammengestellt, ebenso wie der aktuelle Weltmittelwert, der von der Particle Data Group (PDG) ermittelt wird. Für die Herstellung aller Spektren in diesem Kapitel werden die hier angegebene Weltmittelwerte verwendet. Der Wert der Neutrinoasymmetrie  $B$  wird von einem einzigen Experiment

Asymmetrie	Gruppe	Referenz	Jahr	Wert
A	PERKEO I	[bop86]	1986	-0.1146(19)
	Erozolimsky	[ero97, ero91]	1991	-0.1135(14)
	Liaud, Schreckenbach	[lia97]	1997	-0.1160(15)
	PERKEO II	[bae96, abe97]	1997	-0.1189(12)
	PERKEO II	[rei99, abe02]	1999	-0.1189(8)
	<b>PDG Mittelwert</b>	<b>[pdg03]</b>	<b>2003</b>	<b>-0.1173(13)</b>
B	Erozolimsky	[ero70]	1970	1.0000(500)
	Christensen	[chr70]	1970	0.9950(340)
	Kuznetsov	[kuz95]	1995	0.9894(83)
	Serebrov	[ser98]	1998	0.9801(46)
	<b>PDG Mittelwert</b>	<b>[pdg03]</b>	<b>2003</b>	<b>0.9830(40)</b>

Tabelle 3.1: Werte der beiden Asymmetrien  $A$  und  $B$  aus früheren Messungen mit kalten, polarisierten Neutronen.

bestimmt, da die beiden Werte von 1995 und 1998 von der gleichen Gruppe durchgeführt wurden. Eine unabhängige Messung ist daher von großem Interesse.

Die im folgenden betrachteten Neutronen sind spinpolarisiert, d.h. ihre Spins zeigen alle in dieselbe Richtung. Ein Spinflipper erlaubt es, die Richtung des Spins bei Bedarf umzukehren. Auf diese Art ergeben sich jeweils zwei Spektren, eines pro Spinrichtung:  $N_0(E_e)$  und  $N_1(E_e)$ . Die Spektren sind Funktionen der Elektronenenergie  $E_e$ . Die beiden einfachsten elementaren Kombinationen dieser beiden Spektren sind das Summen- bzw. das Differenzspektrum:

$$D(E_e) = N_0(E_e) - N_1(E_e) \quad (3.1)$$

$$S(E_e) = N_0(E_e) + N_1(E_e) \quad (3.2)$$

Jede dieser Kombinationen haben besondere Eigenschaften, die unabhängig von der betrachteten Asymmetrie auftreten:

- Die Differenz  $D(E_e)$  ist in dem Sinne untergrundfrei, daß alle spinunabhängigen Signale, die in dem Experiment auftreten, automatisch abgezogen werden. Dieses Spektrum eignet sich daher sehr gut zur Überprüfung der Detektorfunktion (siehe Abschnitt 5.1).
- Die Summe  $S(E_e)$  ist nicht untergrundfrei, der enthaltene Untergrund muß separat bestimmt und abgezogen werden (siehe Abschnitt 5.10). Mit Hilfe dieses Spektrums kann dann überprüft werden, wie gut die Subtraktion des Untergrunds gelingt. Des weiteren ist die Summe i.a. unabhängig von der betrachteten Asymmetrie, was systematische Tests unabhängig vom zu messenden Koeffizienten erlaubt.

Die energieabhängige, experimentelle Asymmetrie aus den Spektren der beiden Spinstellungen ist allgemein definiert als

$$f_{\text{exp}}(E_e, A, B, a, D) = \frac{N_0(E_e, A, B, a, D) - N_1(E_e, A, B, a, D)}{N_0(E_e, A, B, a, D) + N_1(E_e, A, B, a, D)} = \frac{D(E_e, A, B, a, D)}{S(E_e, A, B, a, D)} \quad (3.3)$$

und ist eine Funktion der Elektronenenergie  $E_e$  und der Asymmetriekoeffizienten. Der funktionale Zusammenhang zwischen den in Gl. 2.9 definierten Koeffizienten und dieser experimentellen Asymmetrie kann durch Integration der Gl. 2.9 über die Akzeptanz der Detektoren erhalten werden. I.a. erfordert dies eine sehr genaue Kenntnis der Detektor- und Strahlgeometrie sowie Monte-Carlo-Simulationen.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Messung von  $B$  mit dem Spektrometer PERKEO beruht auf einem systematisch anderen Meßprinzip als die meisten anderen Experimente zu den Asymmetriekoeffizienten. Kernstück des Spektrometers ist ein  $1T$ -Magnetfeld senkrecht zum Neutronenstrahl. Beim Zerfall eines Neutrons im Magnetfeld entstehen geladene Teilchen (Elektron und Proton). Die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld bewirkt, daß diese Teilchen in einen der beiden Halbräume entlang der Magnetfeldlinien gyriert. Der Raum wird dadurch in zwei Halbräume eingeteilt: in Richtung und entgegen der Richtung des Spins, der parallel zu den Magnetfeldlinien steht. Da der Emissionshalbraum theoretisch exakt festgelegt wird, können durch einfaches Zählen der Teilchen in den beiden Halbräumen die Asymmetrien bestimmt werden. Diese Anordnung erreicht, daß der Raumwinkel eines Detektors exakt  $2\pi$  beträgt. In diesem Fall kann die Jackson-Formel (Gl. 2.9) exakt analytisch integriert werden und ein systematischer Fehler durch den schwer zu bestimmenden Raumwinkel der Detektorakzeptanz entfällt.

Das Detektorsystem des Spektrometers PERKEO (siehe Kapitel 4) konnte in der vorgestellten Messung den Emissionshalbraum von Elektron und Proton sowie die Elektronenenergie und die Flugzeit zwischen Elektron und Proton bestimmen. Dies liefert eine Vielzahl von Spektren und Meßgrößen, die in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden. Die Auswertung erfolgt dabei meistens differentiell, d.h. die auftretenden Größen werden in Abhängigkeit von der Elektronenenergie bestimmt.

## 3.2 Spektren und Asymmetrien im Experiment

### 3.2.1 Das Fermispektrum $F(E_e)$

Eine der grundlegenden Messungen zum Neutronenzerfall ist die Messung des Energiespektrums der Elektronen beim Zerfall unpolarisierter Neutronen, das sogenannte Fermispektrum<sup>1)</sup>:

$$d\phi = (E_0 - E_e)^2 \sqrt{E_e^2 - m_e^2} E_e dE_e \quad (3.4)$$

$$= \tilde{F}(E_e) dE_e. \quad (3.5)$$

Dabei sind  $E_0 \approx 1293\text{keV}$  die Maximalenergie des emittierten Elektrons,  $m_e = 512\text{keV}$  die Elektronenruhemasse und  $d\phi$  die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit. Die obige Gleichung ist in relativistischer Form notiert, d.h. daß jeweils die relativistische Gesamtenergie des Elektrons  $E_e = E_{\text{kin}} + m_e$  eingesetzt werden muß. Um eine genaue Beschreibung des Spektrums zu erhalten, müssen noch drei theoretisch berechnete Korrekturen berücksichtigt werden:

- die externe Strahlungskorrektur  $\delta_R(E_e)$ ,
- die kinematische Korrektur aufgrund des Protonrückstoßes  $R_{E_e}$ ,
- die Coulomb-Korrektur  $F_C(E_e)$ , die die elektro-magnetische Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton berücksichtigt.

Die entsprechend korrigierte Fermifunktion lautet somit:

$$F(E_e) = \tilde{F}(E_e)(1 + \delta_R(E_e))(1 + R(E_e))F_C(E_e). \quad (3.6)$$

Die Korrekturterme sind explizit in Anhang A angegeben und in die allgemeine Fitfunktion für die einzelnen Spektren integriert. Abb. 3.1 zeigt links oben den typischen Verlauf des unkorrigierten Fermispektrums sowie den Einfluß der drei theoretischen Korrekturterme in Abhängigkeit von der Energie des Elektrons. Bei der Messung mit polarisierten Neutronen ergibt sich das Fermispektrum aus der Summe der mit den beiden Spinstellungen gemessenen Einzelspektren.

Um die Parametrisierung der in den folgenden Abschnitten vorgestellten Spektren zu erleichtern und zu verallgemeinern, werden alle Spektren auf  $F(E_e)$  bezogen. Die theoretischen Korrekturen gelten dabei für alle diese Spektren gleichermaßen, da die Effekte unabhängig von der betrachteten Detektorkombination auftreten.

### 3.2.2 Unkorrelierte Elektronspektren

In der hier vorgestellten Messung werden sowohl Elektron als auch Proton nachgewiesen und mit Hilfe der Koinzidenzbedingung der Untergrund unterdrückt. Ein Ereignis wird dabei bereits allein durch das Elektronensignal als Ereignis erkannt und gespeichert - unabhängig davon, ob ein Proton nachgewiesen wurde oder nicht. Wird das Protonensignal bei der Analyse nicht berücksichtigt, so ergibt sich ein Detektor, mit dem die Elektronenasymmetrie  $A$  und die dazugehörigen Spektren bestimmt werden können, analog zur vorangegangenen Messung mit PERKEO [rei99].

Im folgenden bezeichne  $N^\uparrow = N^\uparrow(E_e)$  die Zählrate der Elektronen in Richtung und  $N^\downarrow = N^\downarrow(E_e)$  die entgegen des Neutronenspins. Für das Summen- und das Differenzspektrum (siehe 3.1) gelten dann:

$$S(E_e) = N^\downarrow(E_e) + N^\uparrow(E_e) \propto F(E_e) \quad (3.7)$$

und

$$D(E_e) = N^\downarrow(E_e) - N^\uparrow(E_e) \propto \beta F(E_e). \quad (3.8)$$

<sup>1)</sup>benannt nach dem Physiker Enrico Fermi.

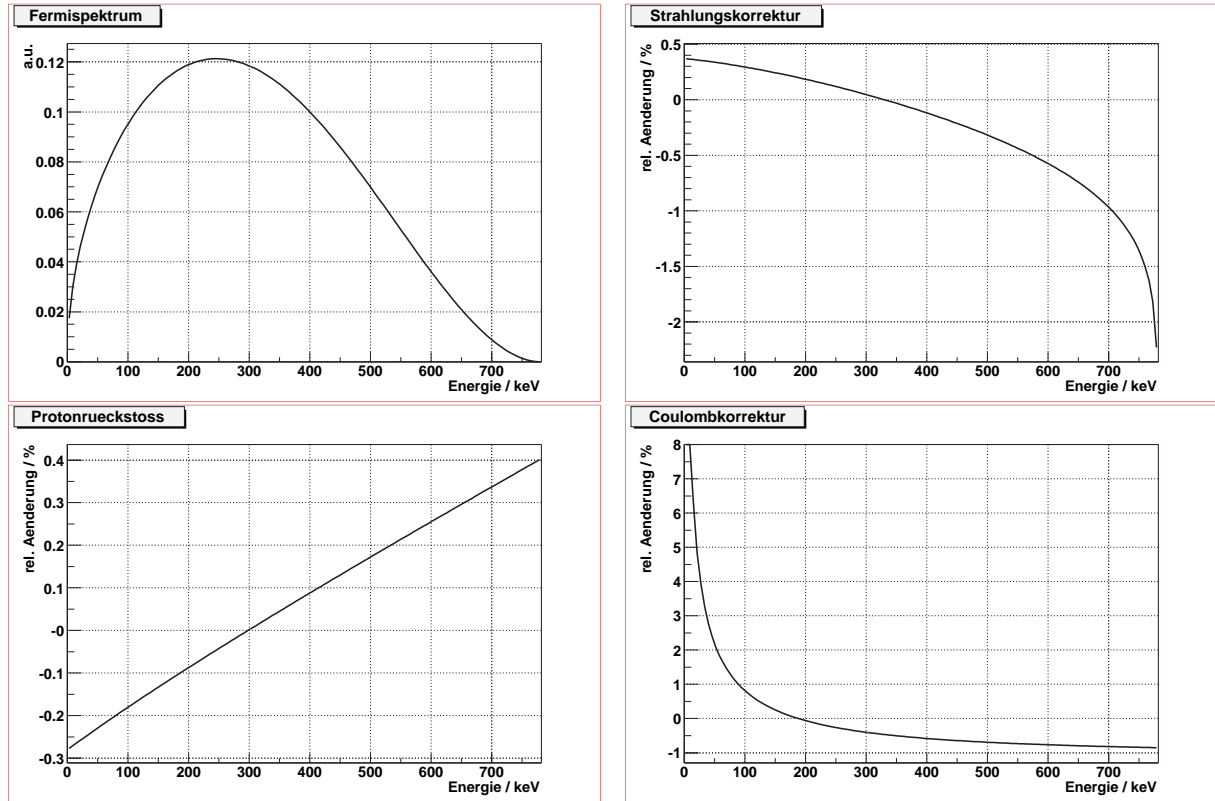


Abbildung 3.1: Das Energiespektrum der Elektronen beim Zerfall nichtpolarisierter Neutronen. Links oben die unkorrigierte Form  $\tilde{F}(E_c)$  des Fermispektrums. Die drei anderen Graphen beschreiben die energieabhängige, prozentuale Änderung des Spektrums durch die drei Korrekturen in der Form  $\frac{F_{korrr}^i(E_c) - \tilde{F}(E_c)}{\tilde{F}(E_c)}$ . Die Korrekturen sind dabei auf gleiche Zählrate normiert worden. Die Energieachse entspricht der kinetischen Energie der Elektronen.

Dabei ist  $\beta = \frac{v}{c} = \frac{p}{E_c}$  die relativistische Geschwindigkeit des Elektrons und  $F(E_c)$  das Fermispektrum. Die Differenz ist so gewählt, daß sie positiv wird<sup>2)</sup>. Die beiden theoretischen Spektren zeigt Abb. 3.2 links<sup>3)</sup>.

Die experimentelle Elektronenasymmetrie  $A_{\text{exp}}(E_c)$  ergibt sich aus dem Quotienten beider Spektren, die Information steckt lediglich in der unterschiedlichen Normierung der beiden Spektren zueinander:

$$A_{\text{exp}}(E_c) = \frac{N^\uparrow(E_c) - N^\downarrow(E_c)}{N^\uparrow(E_c) + N^\downarrow(E_c)} = \frac{1}{2} A\beta(E_c). \quad (3.9)$$

Den Faktor  $\frac{1}{2}$  ergibt sich aus der Integration über den gesamten Halbraum einer Emissionsrichtung. Die funktionale Abhängigkeit von  $A_{\text{exp}}(E_c)$  zeigt Abb. 3.2 rechts. Für genügend hohe Energien ist die Steigung nicht sehr groß, die Abhängigkeit von der genauen Kenntnis der Detektorfunktion ist daher nicht sehr stark.

Messungen ohne Koinzidenzbedingung sind meist durch Probleme bei der Bestimmung des Untergrunds limitiert. Wird die Koinzidenz mit Protonen benutzt, um die Elektronen zu identifizieren, so kann der auftretende Untergrund deutlich unterdrückt werden. Im Gegenzug müssen die Zählraten jedoch wie folgt modifiziert werden:

$$N^\uparrow(E_c) = N_{p_1}^\uparrow f_{p_1}(E_c) + N_{p_2}^\uparrow f_{p_2}(E_c) \quad \text{bzw.} \quad N^\downarrow(E_c) = N_{p_1}^\downarrow f_{p_1}(E_c) + N_{p_2}^\downarrow f_{p_2}(E_c), \quad (3.10)$$

<sup>2)</sup>Dies hat historische Gründe.

<sup>3)</sup>Diese Normierung auf gleiche Zählrate erfolgte hier und in den folgenden Plots aus Gründen der Anschaulichkeit. Die Information über die Asymmetrien, die sich aus der Relation zwischen beiden Spektren ergibt, geht dabei leider verloren.

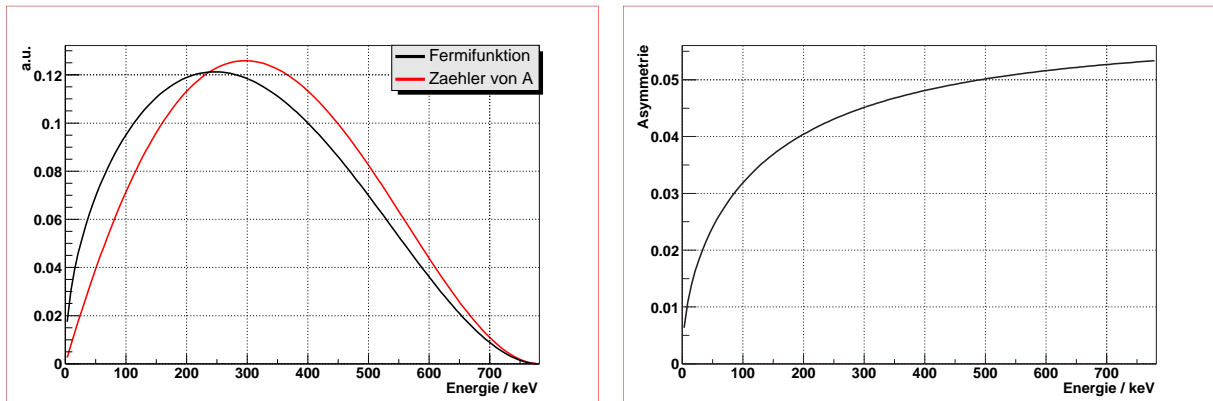


Abbildung 3.2: Links der Vergleich des Fermispektrums mit dem durch die relativistische Geschwindigkeit verformten Fermispektrum, also des Summen- und Differenzspektrums. Beide Spektren sind auf gleiche Zählrate normiert. Rechts der Verlauf der experimentellen Asymmetrie  $A_{\text{exp}}$  in Abhängigkeit von der kinetischen Elektronenenergie.

wobei  $N_{p_1}^{\uparrow}(E_e)$  die Zählrate ist, bei der das Elektron in Richtung des Spins fliegt und bei der ein Proton in Detektor 1 nachgewiesen wird.  $f_{p_1}$  und  $f_{p_2}$  sind die Nachweiseffizienzen für die Protonen in den beiden Detektoren<sup>4)</sup>. Diese Effizienzen müssen separat bestimmt werden und sind in der vorgestellten Messung nur sehr ungenau bekannt. Bei der Mittelung über beide Detektoren mittelt sich ihr Einfluß jedoch heraus.

### 3.2.3 Kombinierte Elektron-Proton-Spektren

Da das Neutrino direkt quasi nicht nachgewiesen werden kann<sup>5)</sup>, werden an seiner Stelle die beiden anderen Zerfallsteilchen, Elektron und Proton, nachgewiesen. Da aufgrund der Energie- und Impulserhaltung alle drei Zerfallsprodukte miteinander korreliert sind, kann dann auf das Neutrino und auf die Neutrinoasymmetrie  $B$  rückgeschlossen werden. Es stehen dabei zwei Detektorkombinationsmöglichkeiten zur Auswahl:

- Elektron und Proton im gleichen Halbraum,
- Elektron und Proton in entgegengesetzten Halbräumen.

Diese beiden Fälle unterscheiden sich grundlegend in Bezug auf ihre systematischen Eigenschaften, die im folgenden untersucht werden.

In diesem Abschnitt werden Zählraten der Form  $N^{\uparrow\uparrow}$ ,  $N^{\uparrow\downarrow}$ ,  $N^{\downarrow\uparrow}$  und  $N^{\downarrow\downarrow}$  betrachtet. Der erste Pfeil symbolisiert die Emissionsrichtung des Elektrons, der zweite die des Protons. Pfeil nach oben bedeutet „in Richtung des Neutronenspins“ und Pfeil nach unten „entgegen dem Neutronenspin“. Alle Zählraten sind Funktionen der Elektronenenergie  $E_e$ , also  $N^{\uparrow\uparrow} = N^{\uparrow\uparrow}(E_e)$ , etc. Die Protonenenergie wird, wie erwähnt, nicht gemessen und geht daher nicht in die Auswertung ein.

#### 3.2.3.1 Elektron und Proton im gleichen Halbraum

Eine mögliche Kombination für Elektronen und Protonen ist, daß beide im gleichen Detektor nachgewiesen werden, also beide in den gleichen Halbraum emittiert werden. Das Antineutrino muß dann –

<sup>4)</sup>Eine eventuelle Abhängigkeit der Protonennachweiseffizienz von der Elektronenenergie wird hier vernachlässigt. In diesem Experiment ist diese Bedingung erfüllt.

<sup>5)</sup>Der Wirkungsquerschnitt ist so gering, daß aus statistischen Gründen eine direkte Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  nicht möglich ist.

aus Gründen der Impulserhaltung – in den gegenüberliegenden Halbraum emittiert worden sein. Aufgrund dieser festen Korrelation wird in diesem Fall eine hohe Sensitivität der Spektren und der so definierten Asymmetrie auf die Neutrinoasymmetrie  $B$  erwartet. Durch die Integration der Jackson-Formel (Gl. 2.9) können die Parametrisierungen der einzelnen Spektren bestimmt werden [glu95]. Für die energieabhängigen Zählraten  $N^{\uparrow\uparrow}$  und  $N^{\downarrow\downarrow}$  gelten:

$$N^{\uparrow\uparrow}(E_e) = Q_{++}(E_e)F(E_e) \quad (3.11)$$

und

$$N^{\downarrow\downarrow}(E_e) = Q_{--}(E_e)F(E_e) \quad (3.12)$$

mit

$$Q_{--} = Q_{++}[P \rightarrow -P] \quad (3.13)$$

und

$$Q_{++}(E_e) = \begin{cases} 1 - \frac{r}{2} + \frac{a\beta}{4} \left( \frac{r^2}{2} - 1 \right) + PA\beta \left( \frac{1}{2} - \frac{r}{3} \right) + \frac{PB}{2} \left( \frac{r^2}{3} - 1 \right) & \text{für } r < 1 \\ \frac{1}{2r} - \frac{a\beta}{8r^2} + \frac{PA\beta}{6r^2} - \frac{PB}{3r} & \text{für } r > 1 \end{cases} \quad (3.14)$$

Dabei sind  $A$ ,  $B$  und  $a$  die Asymmetrien aus der Jackson-Formel,  $\beta = \frac{v}{c}$  die relativistische Geschwindigkeit des Elektrons,  $P$  die Polarisation des Neutronenstrahls und

$$r = \beta \frac{E_e}{E_\nu} \approx \beta \frac{E_e}{E_0 - E_e} \quad (3.15)$$

ein energieabhängiger Parameter.  $r$  ist 1 für eine Energie von 236keV<sup>6)</sup>.  $E_\nu$ , die Energie des Neutrinos, ist nicht bekannt, kann aber in sehr guter Näherung durch Differenz von freiwerdender Gesamtenergie  $E_0$  und Elektronenenergie  $E_e$  abgeschätzt werden. Die beiden Einzelspektren sind in Abb. 3.4 links im korrekten Verhältnis der Zählraten dargestellt. Die Komponente, bei der die Impulse von Elektron und Proton in Richtung des Neutronenspins zeigen, das Neutrino also entgegen dem Neutronenspin fliegt, ist gegenüber der anderen Komponente stark unterdrückt. Dies entspricht der Winkelverteilung, die bereits in Abb. 2.1 rechts gezeigt wurde. Für große Elektronenenergien gehen beide Zählraten gegen Null. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung wird hier der Phasenraum für Zerfallsereignisse sehr klein, da der Fall „gleicher Halbraum“ nur noch bei Winkeln nahe von  $\frac{\pi}{2}$  auftreten kann. Dies kann anhand einer einfachen Überlegung verstanden werden. Da das Neutrino in guter Näherung masselos ist und das Proton gegenüber dem Elektron eine sehr große Masse hat, gilt näherungsweise der folgende Zusammenhang zwischen Neutrinoimpuls und Elektronenenergie:

$$p_\nu = \Delta - m_e - E_e \quad (3.16)$$

mit der insgesamt im Zerfall freiwerdenden Energie von  $\Delta = 1293\text{keV}$ . Ab einer Elektronenenergie von 235keV, was einem Impuls von 544keV entspricht, ist  $p_e$  größer als  $p_\nu$ . Wie Abb. 3.3 demonstriert, ist

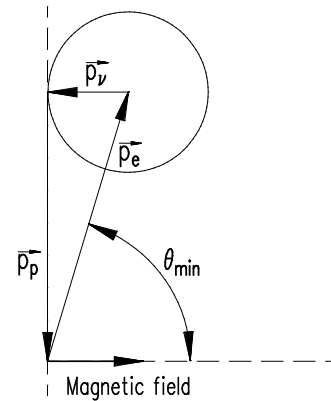


Abbildung 3.3: Minimaler Winkel zwischen Neutronenspin und Elektronenimpuls, bei dem Elektron und Proton in denselben Halbraum emittiert werden können.

<sup>6)</sup>Es soll hier angemerkt werden, daß die Spektren auch im Punkt  $r = 1$  stetig differenzierbar sind.



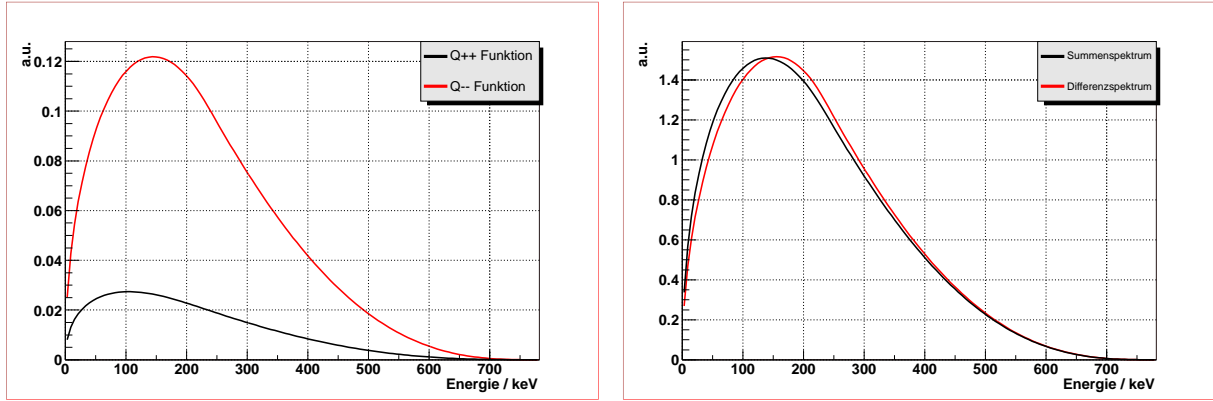


Abbildung 3.4: Links die beiden Einzelspektren, wenn Elektron und Proton in denselben Halbraum emittiert werden. Die relativen Zählraten wurden dabei beibehalten. Rechts die Differenz bzw. die Summe der beiden Einzelspektren, normiert auf die gleiche Zählrate.

dann ein minimaler Winkel  $\theta_{\min} = \frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{p_\nu}{p_e}$  zwischen Magnetfeld und Elektronenimpuls nötig, um eine Emission von Elektron und Proton in den gleichen Halbraum kinematisch zu ermöglichen. Insgesamt besteht der Zweig, bei dem Elektron und Proton in den gleichen Halbraum emittiert werden, aus etwa 22% der Zerfallsereignisse. Mehr als  $\frac{4}{5}$  dieser Ereignisse liegen in dem Zweig, bei dem das Neutrino in Richtung des Spins fliegt.

Die Einzelspektren können nun wie üblich zu Summenspektrum  $S(E_e) = (Q_{--} + Q_{++})F(E_e)$  und Differenzspektrum  $D(E_e) = (Q_{--} - Q_{++})F(E_e)$  kombiniert werden:

$$D(E_e) = F(E_e) \begin{cases} 2PA\beta \left(\frac{r}{3} - \frac{1}{2}\right) + PB \left(1 - \frac{r^2}{3}\right) & \text{für } r < 1 \\ \frac{2PB}{3r} - \frac{PA\beta}{3r^2} & \text{für } r > 1 \end{cases} \quad (3.17)$$

und

$$S(E_e) = F(E_e) \begin{cases} 2 - r + \frac{a\beta}{2} \left(\frac{r^2}{2} - 1\right) & \text{für } r < 1 \\ \frac{1}{r} - \frac{a\beta}{4r^2} & \text{für } r > 1 \end{cases} \quad (3.18)$$

Die beiden so entstandenen Spektren sind in Abb. 3.4 dargestellt. Das Differenzspektrum ist wiederum untergrundfrei, das Summenspektrum ist unabhängig von  $B$ . Beide Spektren zusammen definieren die experimentelle Neutrinoasymmetrie  $B$

$$B_{\text{exp}}(E_e) = \frac{N^{\downarrow\downarrow}(E_e) - N^{\uparrow\uparrow}(E_e)}{N^{\downarrow\downarrow}(E_e) + N^{\uparrow\uparrow}(E_e)} = \frac{D(E_e)}{S(E_e)}, \quad (3.19)$$

deren Verlauf Abb. 3.5 zeigt. Ab einer Energie von ca. 240keV verläuft die Asymmetrie sehr flach und hängt nur schwach von der Elektronenenergie ab. Deshalb ist eine genaue Kenntnis der Detektorfunktion nicht nötig. Die Messung der Asymmetrie über diese Methode ist daher systematisch sehr sauber.

### 3.2.3.2 Elektron und Proton in entgegengesetzten Halbräumen

Ein völlig anderes Bild ergibt sich, wenn Elektron und Proton in verschiedene Halbräume emittiert werden. Da die Emissionsrichtung des Neutrinos in diesem Fall nicht eindeutig bestimmt ist, ist die Sensitivität dieser Methode für die Neutrinoasymmetrie  $B$  geringer als im vorangegangenen Fall. Dennoch kann  $B$  auch mit dieser Methode bestimmt werden. Für die beiden Einzelspektren gilt:

$$N^{\uparrow\downarrow}(E_e) = Q_{+-}(E_e)F(E_e) \quad (3.20)$$

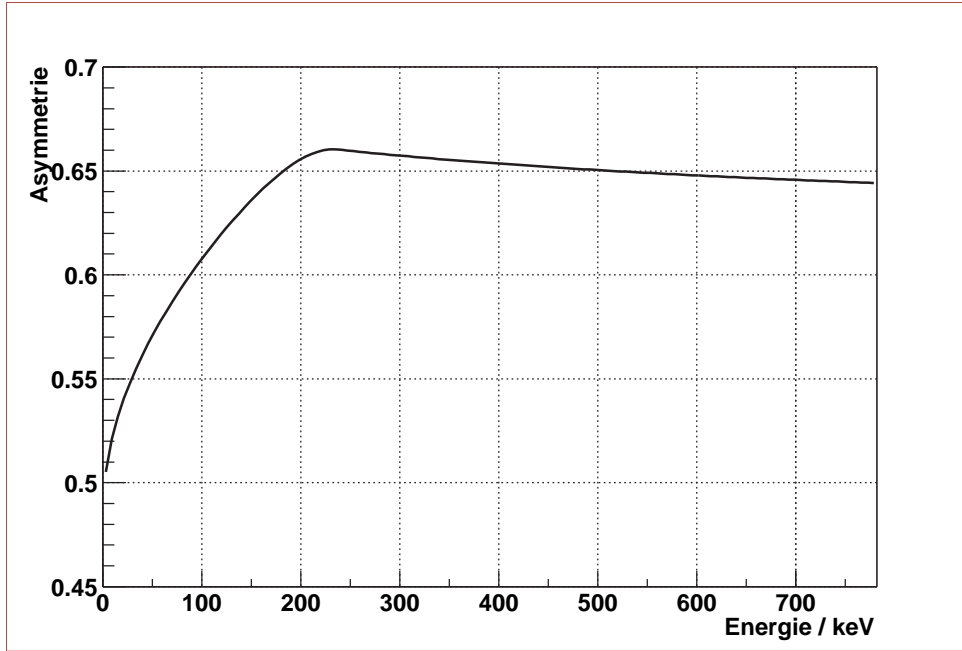


Abbildung 3.5: Die experimentelle Asymmetrie  $B_{\text{exp}}$  für Elektron und Proton im selben Halbraum. Ab einer Elektronenenergie von ca. 236keV verläuft die Kurve sehr flach.

und

$$N^{\downarrow\uparrow}(E_e) = Q_{-+}(E_e)F(E_e) \quad (3.21)$$

mit

$$Q_{+-} = 2 + PA\beta - Q_{++} \quad (3.22)$$

und

$$Q_{-+} = Q_{+-}[P \rightarrow -P]. \quad (3.23)$$

$Q_{++}$  wurde bereits in den Gl. 3.14 und 3.15 definiert. Die Spektren zeigt Abb. 3.6 links. Die Zählraten beider Spektren sind aufgrund der geringen Sensitivität dieser Meßmethode vergleichbar. Der Einfluß der zufälligen Koinzidenzen ist geringer als im Fall gleicher Halbräume, da die Koinzidenzzählrate höher ist. Insgesamt enthält dieser Zerfallszweig ca. 78% aller Zerfallsereignisse.

Für das Summen- und das Differenzspektrum ergeben sich:

$$D(E_e) = F(E_e) \begin{cases} 2PA\beta \left(\frac{r}{3} + \frac{1}{2}\right) + PB \left(1 - \frac{r^2}{3}\right) & \text{für } r < 1 \\ \frac{2PB}{3r} + 2PA\beta \left(1 - \frac{1}{6r^2}\right) & \text{für } r > 1 \end{cases} \quad (3.24)$$

und

$$S(E_e) = F(E_e) \begin{cases} 2 + r - \frac{a\beta}{2} \left(\frac{r^2}{2} - 1\right) & \text{für } r < 1 \\ 4 - \frac{1}{r} + \frac{a\beta}{4r^2} & \text{für } r > 1 \end{cases}, \quad (3.25)$$

und entsprechend gilt für die experimentelle Asymmetrie:

$$B_{\text{exp}}(E_e) = \frac{N^{\downarrow\downarrow}(E_e) - N^{\downarrow\uparrow}(E_e)}{N^{\downarrow\downarrow}(E_e) + N^{\downarrow\uparrow}(E_e)} = \frac{D(E_e)}{S(E_e)}. \quad (3.26)$$

Die Spektren sind in Abb. 3.6 rechts dargestellt, die experimentelle Asymmetrie in Abb. 3.7. Die Asymmetrie hängt stark von der Elektronenenergie ab. Um sie präzise zu messen, muß daher die Detektorfunktion sehr gut bekannt sein, ganz im Gegensatz zu dem Fall, wenn die beiden Teilchen in denselben Halbraum emittiert werden (vergleiche Abb. 3.5).

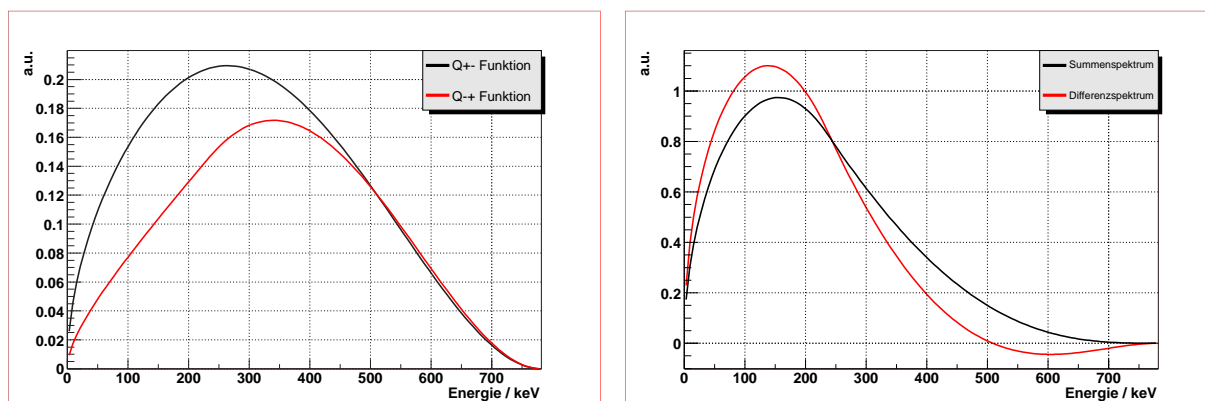


Abbildung 3.6: Links die beiden Einzelspektren für die beiden Spinzustände für den Fall Elektron und Proton in verschiedenen Halbräumen mit beibehaltenen Zählratenverhältnissen. Rechts das dazugehörige Summen- und das Differenzspektrum, es wurde auf gleiche Zählrate normiert.

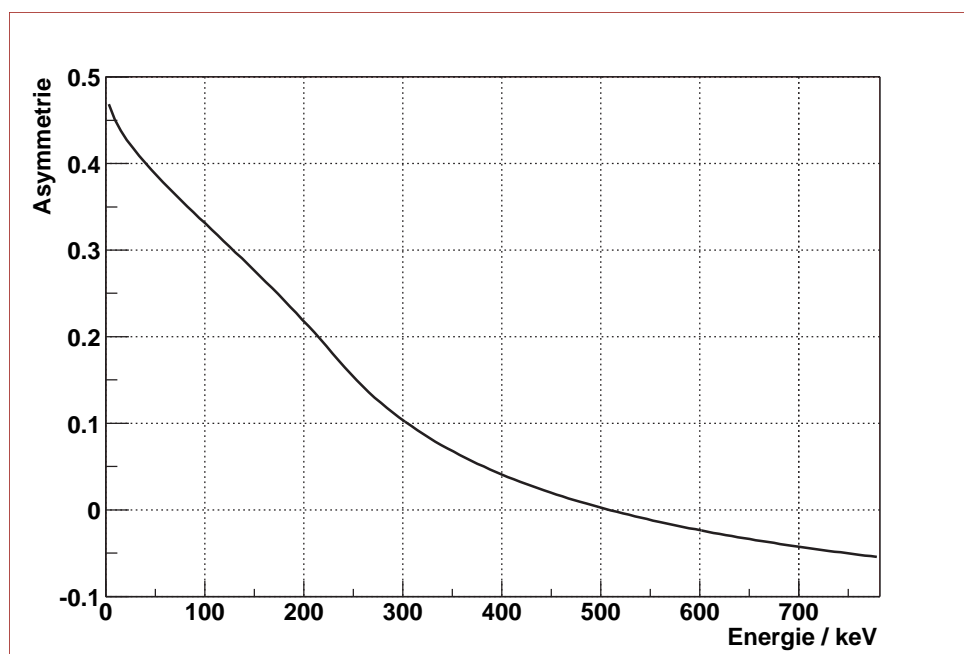


Abbildung 3.7: Die experimentelle Asymmetrie  $B_{\text{exp}}$  für den Fall Elektron und Proton in verschiedenen Halbräumen. Ihre starke Energieabhängigkeit führt zu einer großen Sensitivität auf die Detektorfunktion.

### 3.2.4 Elektronspektren zur Protonenasymmetrie

In diesem Experiment werden Elektronen und Protonen in Koinzidenz nachgewiesen. Während für die Elektronen nicht nur der Emissionshalbraum sondern auch die Energie gemessen wird, ist für die Protonen lediglich der Halbraum bekannt. Doch dies reicht bereits aus, um eine weitere Korrelation zu bestimmen, die sogenannte Protonenasymmetrie  $C$ . Durch die kinematische Verknüpfung der Zerfallsteilchen untereinander wird auch eine Korrelation zwischen Protonenimpuls und Neutronenspin erwartet. Die Größe dieser Asymmetrie wurde noch nie erfolgreich experimentell bestimmt.  $C$  ist in Gl. 2.9 nicht explizit definiert, sondern ist eng mit  $A$  und  $B$  verknüpft. Die Auswertung der Asymmetrie erfolgt integral über das Elektronspektrum, da die explizite Protonenenergie nicht gemessen wird.

Bezeichnet  $N^\uparrow(E_e)$  die Anzahl der Protonen, die in Richtung des Spins emittiert werden, und  $N^\downarrow(E_e)$

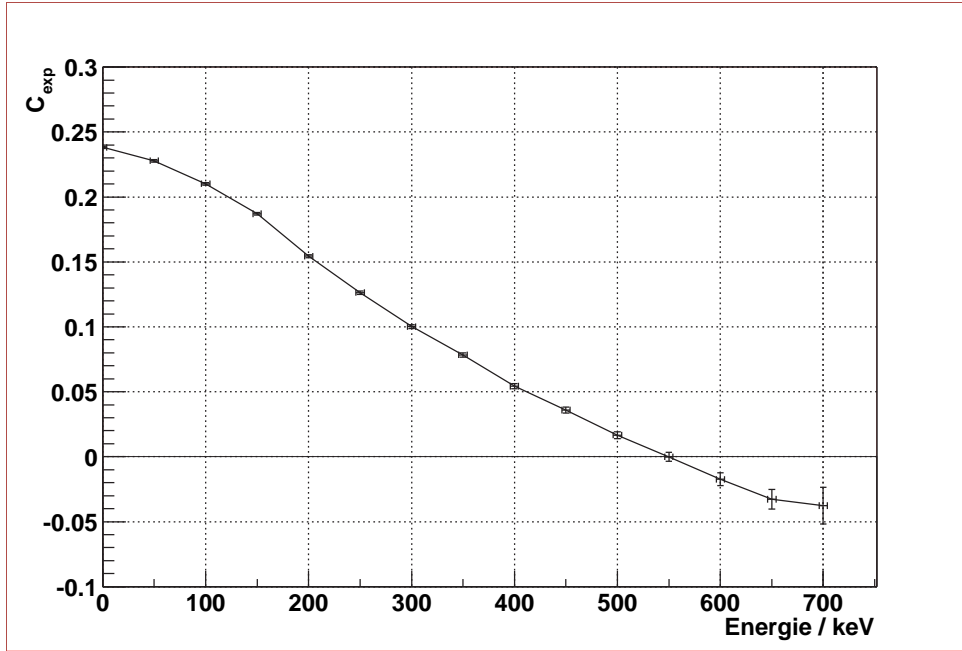


Abbildung 3.8: Abhängigkeit der experimentellen Protonenasymmetrie von der Wahl der unteren Integrationsgrenze für die Elektronenenergie. Ein Schwelleneffekt des Detektors (siehe Abschnitt 5.1.1) wird hier nicht berücksichtigt.

die entgegengesetzt emittierten, in Abhängigkeit von der Elektronenenergie  $E_e$ , so kann definiert werden:

$$\rho^{\uparrow/\downarrow} = \int_{m_0}^{E_0} N^{\uparrow/\downarrow}(E_e) dE_e. \quad (3.27)$$

Die Größe  $\rho^{\uparrow/\downarrow}$  ist unabhängig von der Elektronenenergie. Damit gilt für die experimentelle Protonenasymmetrie  $C$ :

$$C_{\text{exp}} = \frac{\rho^{\uparrow} - \rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}}. \quad (3.28)$$

Die Protonenasymmetrie  $C$  ergibt sich dann in der V-A-Theorie als [glu95]:

$$C_{\text{exp}} = PC(A + B). \quad (3.29)$$

In der hier vorgestellten Messung können die Elektronen erst ab einer bestimmten Energie nachgewiesen werden. Es wird daher nicht direkt die Größe  $C$  gemessen, sondern eine modifizierte Größe  $C'$  in Abhängigkeit von den Integrationsgrenzen. Diese muß dann auf  $C$  extrapoliert werden. Es gilt also bei dieser Messung:

$$\rho_{E_1}^{\uparrow/\downarrow} = \int_{E_1}^{E_0} N^{\uparrow/\downarrow}(E_e) dE_e. \quad (3.30)$$

Damit gilt für die modifizierte, experimentelle Protonenasymmetrie  $C_{E_1, \text{exp}}$ :

$$\tilde{C}_{E_1, \text{exp}} = \frac{\rho_{E_1}^{\uparrow} - \rho_{E_1}^{\downarrow}}{\rho_{E_1}^{\uparrow} + \rho_{E_1}^{\downarrow}}. \quad (3.31)$$

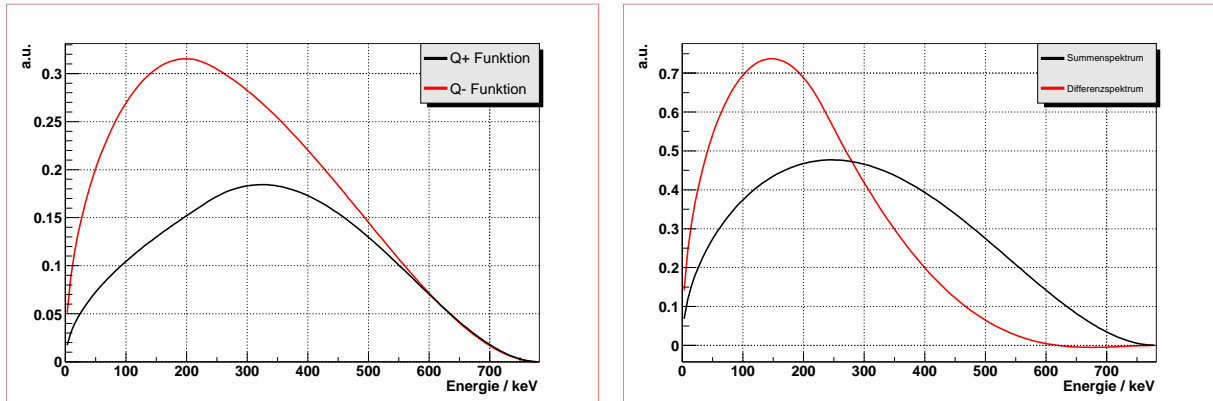


Abbildung 3.9: Links die Einzelspektren zur Protonenasymmetrie im korrekten Verhältnis der Zählraten. Rechts das Summen- und das Differenzspektrum, normiert auf die gleiche Zählrate.

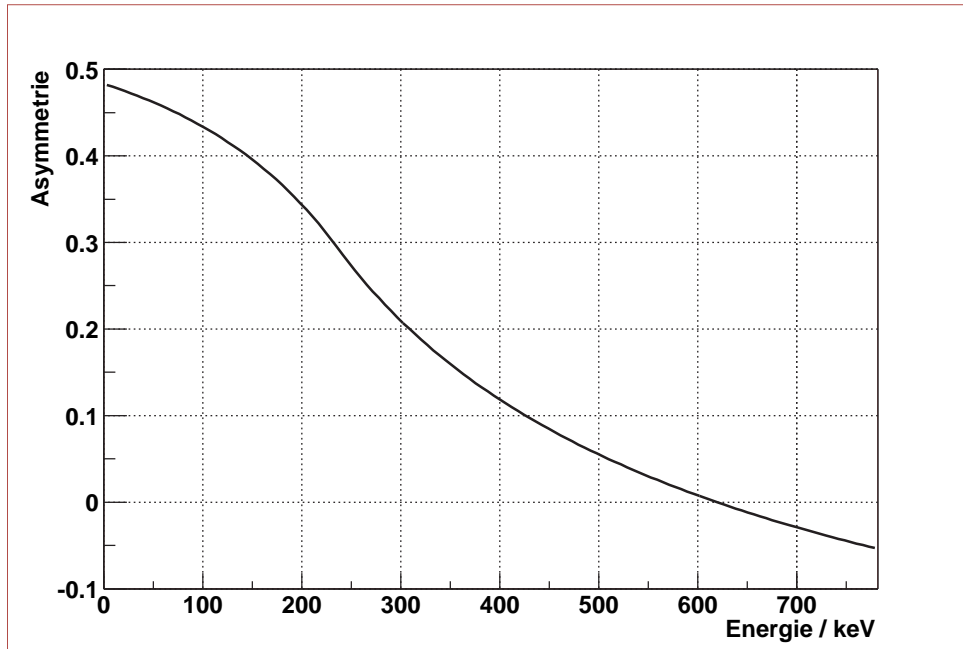


Abbildung 3.10: Der theoretisch erwartete Verlauf der Asymmetriefunktion bei idealen Elektronendetektoren. Die Kurve hängt stark von der Elektronenenergie ab und ist damit sensitiv auf die Detektorfunktion.

Die Änderung von  $C_{E_1, \text{exp}}$  in Abhängigkeit von der Wahl der unteren Energieschwelle ist in Abb. 3.8 dargestellt. Im Experiment muß die Schwelle  $E_1$  so hoch gewählt werden, daß beide Detektoren Elektronen dieser Energie vollständig nachweisen (siehe Abschnitt 5.1.1), um eine Modifikation der Protonenasymmetrie aufgrund der unterschiedlichen Triggereffizienzen auszuschließen (siehe Abschn. 5.1.1).

Alternativ kann die Protonenasymmetrie auch differentiell in Abhängigkeit von der Elektronenenergie betrachtet werden. Dies ist eine Verknüpfung der beiden Methoden zur Bestimmung der Neutrinoasymmetrie und bedeutet somit einen zusätzlichen systematischen Test der Messung. Die Funktionen, die den Verlauf der Spektren beschreiben, hängen von  $A$  und  $B$  ab. Die Definition der übrigen vorkommenden Größen erfolgte in den Gl. 3.14ff. Es gilt:

$$N^\uparrow(E_e) = (2 - PA\beta - (Q_{--} - Q_{++})) F(E_e) \quad (3.32)$$

und

$$N^\downarrow(E_e) = N^\uparrow[P \rightarrow -P] = (2 + PA\beta + (Q_{--} - Q_{++})) F(E_e). \quad (3.33)$$

Daraus folgt für das Summenspektrum

$$S(E_e) = 4F(E_e) \quad (3.34)$$

und für das Differenzspektrum

$$D(E_e) = F(E_e) \begin{cases} \frac{4r}{3}PA\beta + 2PB \left(1 - \frac{r^2}{3}\right) & \text{für } r < 1 \\ 2PA\beta \left(1 - \frac{1}{3r^2}\right) + \frac{4}{3r}PB & \text{für } r > 1 \end{cases} . \quad (3.35)$$

Die sich ergebenden Spektren sowie die experimentelle Asymmetrie sind in den Abb. 3.9 und 3.10 dargestellt. Das Summenspektrum ist wieder proportional zum Fermispektrum. Die Asymmetrie hängt wie die experimentelle Asymmetrie für Elektron und Proton in verschiedenen Halbräumen stark von der Energie ab, d.h. auch hier muß die Detektorfunktion gut bekannt sein.

# Kapitel 4

## Das Spektrometer PERKEO II

Die in Kapitel 3 vorgestellten Methoden zur Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  und der Protonenasymmetrie  $C$  erfordern die Messung der Energie der Zerfallselektronen sowie des Emissionshalbraumes von Elektron und Proton relativ zum Spin des Neutrons in beiden Halbräumen. Diese Bedingungen stellen hohe Anforderungen an das Detektorsystem. Insbesondere wird ein Detektor benötigt, der gleichzeitig Elektron und Proton nachweisen kann, da diese in den gleichen Halbraum emittiert werden können. In diesem Kapitel wird die technische Realisierung des Detektorsystems beschrieben, das die erforderlichen Kriterien erfüllt. Vorher wird eine kurze Übersicht über den Meßplatz PF1b am Forschungsreaktor des Forschungszentrums ILL in Grenoble gegeben, an dem das hier beschriebene Experiment durchgeführt wurde.

### 4.1 Das Instrument PF1b am Institut Laue-Langevin

Das Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble (Frankreich) ist ein internationales Neutronenforschungszentrum, das 1967 gemeinsam von Frankreich und Deutschland gegründet wurde. Es besitzt mit seinem 58.3MW-Forschungsreaktor die seit mehr als 30 Jahren weltweit intensivste Neutronenquelle. Der thermische Neutronenfluß im Kern des Reaktors bei voller Leistung beträgt ca.  $1.5 \times 10^{15} \frac{1}{\text{s cm}^2}$ . Neutronen erlauben eine Vielzahl von Experimenten aus den verschiedensten Bereichen der Physik, z.B. Festkörperphysik, Materialwissenschaften, Chemie, Biowissenschaften oder Kern- und Elementarteilchenphysik. Zu dieser letzten Kategorie gehört das Experiment, das in dieser Arbeit präsentiert wird.

Es fand am Strahlplatz PF1b<sup>1)</sup> statt. PF1b stellt einen intensiven Strahl kalter Neutronen<sup>2)</sup> bereit und wurde im Februar 2000 in Betrieb genommen. Der an diesem Instrument verwendete Neutronenleiter ist mit Supermirrorn<sup>3)</sup> bestückt, die einen höheren Neutronenfluß<sup>4)</sup> am Leiterausgang ermöglichen als die bisher verwendeten Ni-Leiter [hae02]. Während der Messung betrug der Fluß am Leiterausgang  $1.6 \times 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ . An der letzten Blende des Kollimationssystems (siehe Abb. 4.2) betrug der Fluß noch ca.  $3 \times 10^8 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ .

---

<sup>1)</sup>PF = Physique fondamentale, also Grundlagenphysik.

<sup>2)</sup>Die nutzbaren Neutronen besitzen Wellenlängen zwischen 1.5 und 25Å. Dies entspricht Energien zwischen 0.1 und 40meV.

<sup>3)</sup>Supermirror = Superspiegel. Diese Spiegel für Neutronen bestehen aus vielen einzelnen Schichten, die es erlauben, den kritischen Winkel, bis zu dem ein Neutron einer bestimmten Energie, das die Leiterwand trifft, noch reflektiert wird, zu erhöhen. Da die Reflektivität in dem erweiterten Bereich jedoch nicht bei 100% liegt, geht ein Teil der zusätzlich gewonnenen Neutronen wieder verloren.

<sup>4)</sup>Unter Fluß wird dabei der sogenannte „capture flux“, also Einfangsfluß verstanden. Er wird gemessen, indem Goldfolien bekannter Masse für eine definierte Zeit mit Neutronen bestrahlt werden und anschließend ihre Aktivität gemessen wird. Da der Wirkungsquerschnitt für die Aktivierung von Gold gut bekannt ist, kann dann auf den Neutronenfluß rückgerechnet werden. Die Normierung erfolgt dabei für thermische Neutronen, die eine Geschwindigkeit von 2200km/h und eine Temperatur von 300K besitzen. Der Wirkungsquerschnitt folgt einem  $\frac{1}{v}$ -Gesetz, d.h. langsamere Neutronen werden mit höherer Wahrscheinlichkeit eingefangen, schnellere mit geringerer. Um auf den realen Fluß schließen zu können, muß das Spektrum der Neutronen bekannt sein. In Neutronenzerfallsexperimenten reicht es jedoch aus, den capture flux zu kennen, da die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Neutrons im Detektor ebenfalls proportional zu  $\frac{1}{v}$  ist. Dies ist auch in dem hier vorgestellten Experiment der Fall.

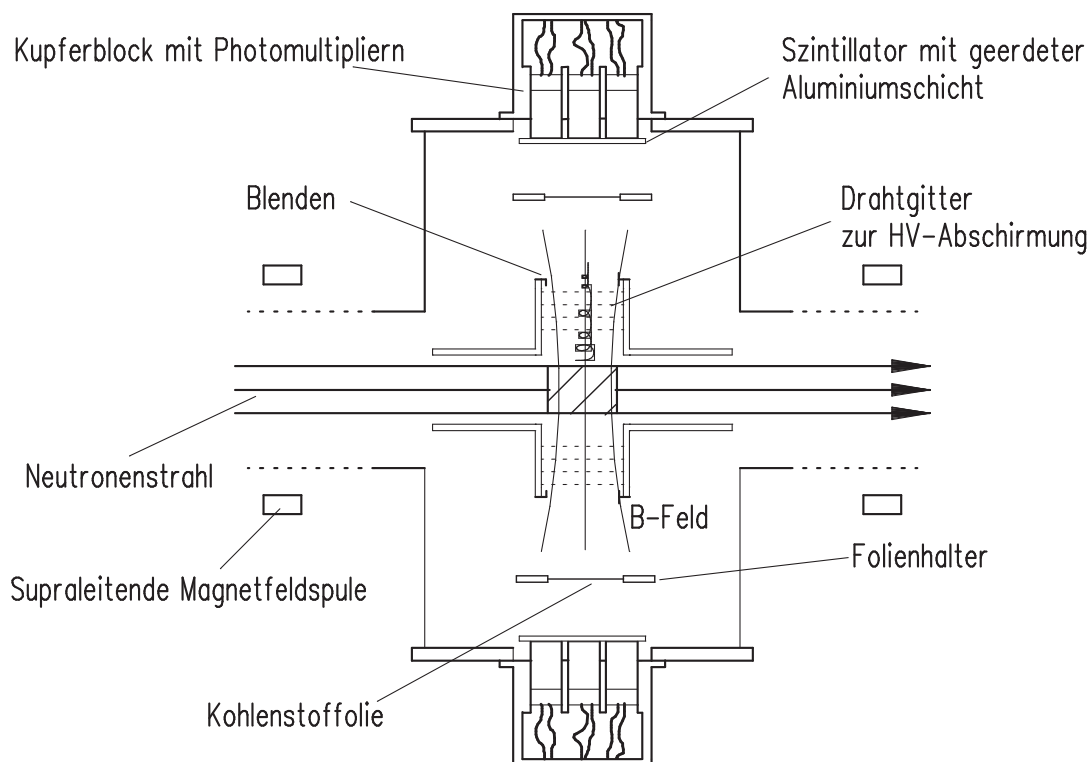


Abbildung 4.1: Querschnitt des Spektrometers PERKEO II. Das Magnetfeld teilt den Raum in zwei Halbräume auf. Beide Seiten sind sowohl mit einem Elektronendetektor als auch einem Protonendetektor bestückt. In Strahlrichtung ist das Zerfallsvolumen durch Blenden begrenzt.

bei einer Blendenöffnung von  $32 \times 25\text{mm}^2$ .

Der Neutronenleiter ist das einzige Element der Experimentierzone des Instruments PF1/PF1b, das permanent installiert ist. Alle restlichen für ein Experiment benötigten Bestandteile werden – individuell angepaßt – für jedes Experiment neu aufgebaut. Dadurch ist PF1/PF1b ein sehr flexibles Instrument, an dem eine große Variation von Experimenten durchgeführt werden kann, z.B. Experimente zur induzierten Kernspaltung, Studien zur Messung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons, Suche nach dem Dineutron, Test auf Zeitumkehrverletzung im Neutronenzerfall, Untersuchungen zur Quarkmischung oder die Suche nach rechtshändigen Strömen. In vielen Fällen ist dabei das Neutron das Objekt, das untersucht wird, und nicht die Sonde, die zur Untersuchung anderer Objekte benutzt wird, wie dies normalerweise bei der Neutronenstreuung der Fall ist.

## 4.2 Das Spektrometer PERKEO II

In Kapitel 3 wurde bereits spezifiziert, welche Anforderungen an das Spektrometer in diesem Experiment gestellt werden: Das Spektrometer soll ein  $2 \times 2\pi$ -Detektor sein, den Raum also in zwei Halbräume in Richtung und entgegen der Richtung des Neutronenspins einteilen und alle Elektronen und Protonen aus dem Zerfallsvolumen zu den Detektoren führen. In beiden Halbräumen sollen Elektronen und Protonen gleichzeitig nachweisbar sein. Für die Elektronen soll zusätzlich die kinetische Energie gemessen werden.

Den Aufbau des Spektrometers PERKEO II, das diese Bedingungen erfüllt, zeigt Abb. 4.1. Zentrales Element ist ein  $1T$ -Magnetfeld senkrecht zum Neutronenstrahl. Die – ungeladenen – Neutronen passie-



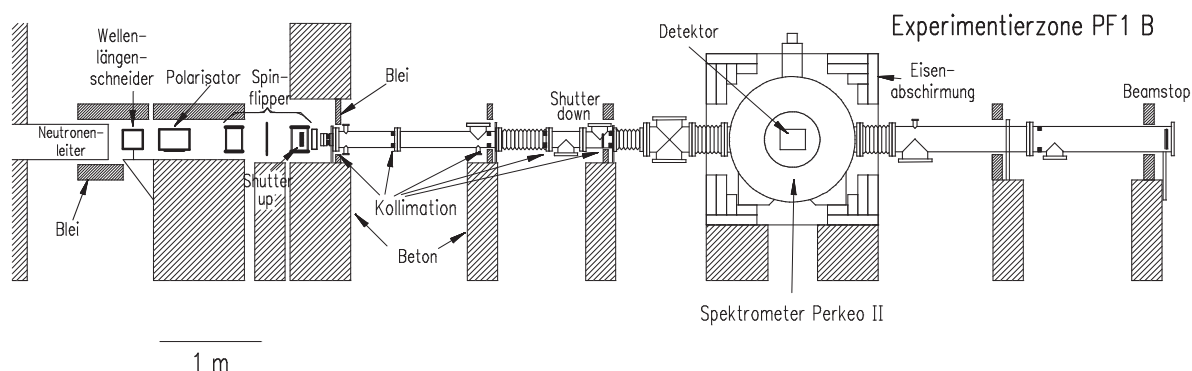


Abbildung 4.2: Querschnitt der Strahlführung des Spektrometers PERKEO II. Stark strahlende Komponenten wie der Leiterausgang oder der Polarisator sind in der Kasematte untergebracht, die eigentliche Meßapparatur befindet sich in der Experimentierzone. Die Gesamtlänge der Apparatur beträgt ungefähr 9m

ren das Feld ungestört<sup>5)</sup>. Zerfällt ein Neutron innerhalb des durch Blenden begrenzten Zerfallsvolumens, so gyrieren Elektron und Proton, die als geladene Teilchen den Magnetfeldlinien folgen müssen, an diesen entlang. Das Magnetfeld ist nicht homogen, sondern fällt zu den beiden Detektoren hin auf ca. 0.7T ab. Da der Impuls geladener Teilchen beim Übergang in ein schwächeres Feld in Richtung der Flugbahn geklappt wird (siehe Abschnitt 5.5), verhindert dies einen zu langen Aufenthalt im Magnetfeld durch die Verkürzung der Flugzeiten der Teilchen. Da alle Teilchen aus dem Zerfallsvolumen die Detektoren erreichen, wird ein  $2 \times 2\pi$ -Detektor realisiert<sup>6)</sup>.

Auf beiden Seiten des Zerfallsvolumens werden sowohl Elektronen als auch Protonen nachgewiesen. Als Elektronendetektor (siehe Abschnitt 4.4) wird ein Plastikszintillator benutzt, der mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen wird. Wegen der besseren Wärmekopplung sind diese in einem Kupferblock angebracht. Der Protonendetektor (siehe Abschnitt 4.3) besteht lediglich aus einer dünnen Kohlenstoffolie, die gegenüber dem Zerfallsvolumen ein Potential von  $-20\text{kV}$  besitzt. Die Protonen lösen in dieser Folie Elektronen aus, die im Elektronendetektor nachgewiesen werden können. Um den Strahl gegenüber diesem elektrischen Potential zu erden, wurden Gitter aus Kohlenstoffdrähten zwischen das Zerfallsvolumen und die Folien eingebaut, die das Potential auf weniger als  $100\text{mV}$  im Zerfallsvolumen reduzieren.

Der Neutronenstrahl, der das Spektrometer durchfliegt, ist nicht der Neutronenstrahl, der den Leiter verläßt. Vor Erreichen des Zerfallsvolumens durchläuft er eine ganze Reihe von Bauelementen, in denen er polarisiert und geformt wird. Einen Überblick über die gesamte Länge von ca. 9m der Apparatur gibt Abb. 4.2. Ein Neutron, das den Neutronenleiter verläßt, durchfliegt nacheinander

- den *Wellenlängenschneider*. Er besteht aus einer großen Zahl parallel angeordneter Supermirrors, die in einem festen Winkel zum Neutronenstrahl stehen. Der Winkel ist so gewählt, daß für langsame Neutronen mit Wellenlängen von mehr als  $12\text{\AA}$  der kritische Winkel unterschritten wird. Diese Neutronen werden reflektiert und damit aus dem Strahl herausgestreut, während schnellere Neutronen den Wellenlängenschneider ungehindert passieren. Der Wellenlängenschneider ist also ein

<sup>5)</sup>Dies gilt nur näherungsweise, da die magnetischen Momente der Neutronen beim Durchfliegen eines inhomogenen Magnetfeldes dem Stern-Gerlach-Effekt unterliegen. Für die hier vorgestellte Messung spielt dies allerdings keine Rolle, siehe Abschnitt 5.4.

<sup>6)</sup>Dies ist nur näherungsweise korrekt, weil es durchaus Effekte gibt, die in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen einen Teil von ihnen am Erreichen des Detektors hindern. Diese Effekte werden detailliert in Kapitel 5 untersucht.

Hochpaß<sup>7)</sup> für Neutronen. Die Entfernung der langsamen Neutronen aus dem Strahl ermöglicht einen höheren Polarisationsgrad, da langsame Neutronen in dem verwendeten Polarisator schlechter polarisiert werden. Den Einfluß des Wellenlängenschneiders auf das Spektrum wird in Abschnitt 5.2.4 detailliert beschrieben.

- den *Polarisator*. Als Polarisator wird ein Supermirrorpolarisator verwendet. Er besteht aus vielen Schichten, die hier jedoch – im Gegensatz zum Neutronenleiter – durch ein äußeres Magnetfeld magnetisiert werden können. Aufgrund des magnetischen Moments der Neutronen entsteht dann an den Schichten ein zusätzliches Potential, das je nach Orientierung des Spins anziehend oder abstoßend ist. Im Idealfall kompensiert das anziehende Potential gerade das Kernpotential der Supermirrors, so daß die zugehörigen Neutronen den Spiegel ungehindert durchdringen, während die Neutronen der anderen Spinkomponente reflektiert werden. Unter dem Supermirror befindet sich eine Neutronen-absorbierende Schicht aus Gadolinium, die die Neutronen der nicht reflektierten Spinkomponente entfernt.
- den *Spinflipper*. Er dient zur Umkehrung des Neutronenspins. Dies ist nötig, um die Asymmetrie zu messen, für die stets beide Spinrichtungen vermessen werden müssen. Es wird ein sogenannter „current sheet“-Spinflipper benutzt. Im eingeschalteten Zustand fließt ein Strom durch das Stromblatt, der dazu führt, daß sich die Richtung des Magnetfeldes vor und hinter dem Blatt um 180° unterscheidet. Für hinreichend schnelle Neutronen stellt dies einen nicht-adiabatischen Übergang dar und ihr Spin wird, relativ zum Magnetfeld, „geflippt“.
- den *Shutter Up*. Dieser Shutter dient zur Untersuchung des Untergrundes. Ist er geschlossen, so wird der Hallenuntergrund sowie der mit dem Neutronenstrahl verknüpfte Untergrund bis zum Spinflipper gemessen. Dieser kann dann von der Gesamtzählrate mit offenem Strahl subtrahiert werden.
- das *Vakuumsystem*. Um Verluste durch Neutronenstreuung an Luftmolekülen sowie zusätzlichen Untergrund durch gestreute Neutronen möglichst zu verhindern, befindet sich ein großer Teil des Spektrometers im Vakuum. Das Vakuum reicht bis zum weiter unten beschriebenen Beamstop.
- das *Kollimationssystem*. Hier wird der Neutronenstrahl so geformt, daß er definiert durch das Zerfallsvolumen fliegt. Am Ende des Kollimationssystems ist die Divergenz des Strahls durch die Geometrie der Kollimation und nicht mehr durch die Eigenschaften des Neutronenstrahls definiert. Die verwendeten Blenden bestehen aus <sup>6</sup>Li-Kacheln einer Dicke von ca. 4mm und antimonfreiem Blei<sup>8)</sup> mit einer Dicke von 50mm.
- den *Shutter Down*. Wie Shutter Up, allerdings kann mit seiner Hilfe auch der durch die Kollimation erzeugte Untergrund vom Gesamtsignal abgezogen werden. Dieser Shutter hat die Tendenz überabzuziehen, da er selbst Untergrund erzeugt und nicht vollständig vor den Detektoren abgeschirmt werden kann.
- das *Spektrometer*, das einen  $2 \times 2\pi$ -Detektor für Elektronen und Protonen realisiert und das bereits oben detailliert beschrieben wurde.
- den *Beamstop*. Er absorbiert den Neutronenstrahl am Ende des Vakuumsystems. Der Beamstop<sup>9)</sup> ist ausreichend weit von den Detektoren entfernt, um gegenüber diesen abschirmbar zu sein.

<sup>7)</sup>Der Begriff Hochpaß bezieht sich dabei per Konvention auf die Frequenz der Neutronen. In Bezug auf die Wellenlängen werden großen Wellenlängen ausgestreut.

<sup>8)</sup>Antimon wird üblicherweise dem Blei beigemischt, um es zu härten. Für die Blenden wird auf diese Härtung verzichtet, um eine Aktivierung des Antimons zu vermeiden.

<sup>9)</sup>Der Beamstop besteht, ebenso wie das Kollimationssystem, aus <sup>6</sup>Li. Dieses produziert nur sehr wenig Gamma-Strahlung ( $10^{-5}$  fach unterdrückt), sondern konvertiert das Neutron in den meisten Fällen in ein Alphateilchen und einen Tritiumkern, die leicht abgeschirmt werden können. Problematisch ist die, ebenfalls stark unterdrückte, Emission schneller Neutronen, die nur sehr schwer von den Detektoren abgeschirmt werden können.

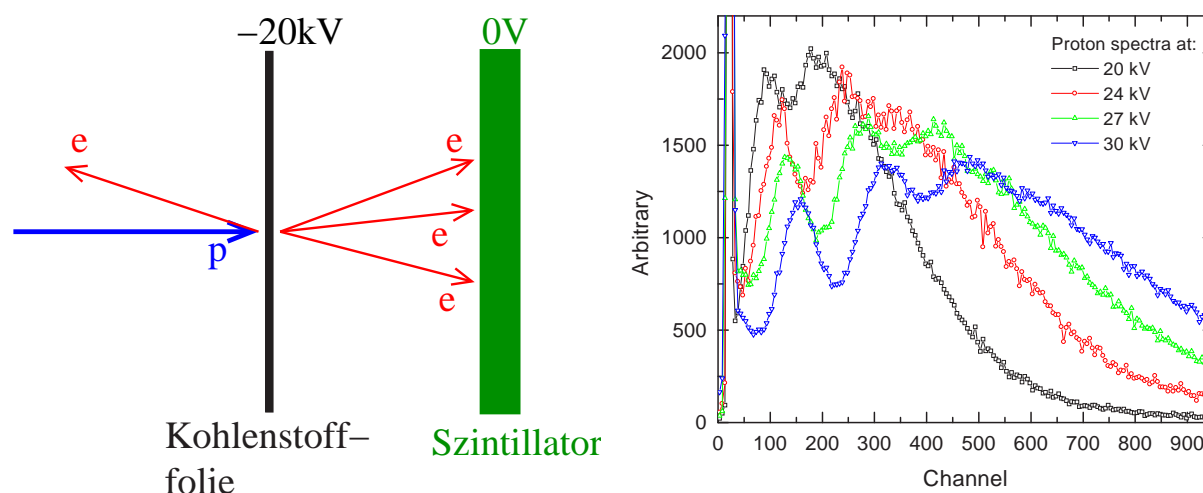


Abbildung 4.3: Links eine einfache, schematische Zeichnung des Protonenkonverters. Rechts einige Spektren, die bei Testmessungen im Labor mit einem Protonenstrahl bei verschiedenen Spannungen gewonnen wurden [rei99]. In der realen Messung wurden wegen Problemen mit dem Untergrund bei höheren Spannungen eine Spannung von  $20\text{kV}$  angelegt.

Zur Abschirmung der Detektoren wurden insgesamt ca. 6t Blei um die Detektoren und um potentielle Strahlungsquellen aufgebaut. Da die Messung in Koinzidenz erfolgte, waren die Anforderungen für die Abschirmung dieser äußeren Quellen geringer als bei einer Messung der Elektronenasymmetrie  $A$  ohne Koinzidenz. Der hauptsächliche Untergrund wurde in diesem Experiment durch die nicht abschirmbare Hochspannung im Inneren des Spektrometers verursacht.

### 4.3 Der Protonendetektor

Es gibt viele verschiedenen Möglichkeiten, Protonen zu detektieren. In dem hier präsentierten Experiment wurden jedoch besondere Anforderungen an den Protonendetektor gestellt, die die Anzahl der Möglichkeiten drastisch reduzierte:

- Die Protonen müssen im gleichen Halbraum wie die Elektronen nachgewiesen werden, d.h. entweder im selben Detektor oder in einem Detektor, der von den Elektronen ungehindert durchfliegen werden kann, um zum Elektronendetektor zu gelangen.
- Der Detektor muß niederenergetische Protonen nachweisen, da die im Neutronenzerfall freiwerdenden Protonen aus Gründen der Kinematik nur Energien zwischen 0 und  $780\text{eV}$  besitzen.
- Da Elektron und Proton in Koinzidenz nachgewiesen werden, darf die Flugzeit der Protonen nicht zu groß sein, damit das Koinzidenzfenster nicht zu viele zufällige Koinzidenzen ermöglicht und die Totzeit des Detektors nicht zu groß wird.
- Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Protonen muß unabhängig von ihrem Auftreffwinkel und ihrer Energie aus dem Neutronenzerfall sein.
- Der Protonendetektor muß im Magnetfeld des PERKEO-Spektrometers arbeiten.
- Der Protonendetektor muß vakuumtauglich sein.

Anhand dieser Kriterien wurde die Methode gewählt, die in [dob75] und [str78] beschrieben wird. Anstatt die Protonen direkt nachzuweisen, werden sie in Elektronen konvertiert, die ihrerseits im Elektronendetektor nachgewiesen werden. Das Prinzip der Methode ist in Abb. 4.3 links dargestellt. In den Flugweg der

Protonen wird eine sehr dünne Folie<sup>10)</sup> aus Kohlenstoff gehängt, die auf eine negative Spannung von 20kV gelegt wird. Die Protonen werden durch die elektrische Anziehungskraft zur Folie hin beschleunigt und erreichen sie mit einer Energie von  $20_{-0}^{+0.78}$  keV. Die Unsicherheit in der Energie entsteht dabei durch ihre anfängliche Energie aus dem Neutronenzerfall. Die Energie kann dabei nur größer sein, da die Protonen sonst in den gegenüberliegenden Halbraum emittiert worden wären. Die Gesamtenergie der Protonen reicht aus, um Elektronen aus der Folie auszulösen<sup>11)</sup>, die ihrerseits durch die negative Hochspannung von der Folie wegbeschleunigt werden und im Elektrondetektor jeweils 20keV deponieren. Da in Vormessungen [bra00, rei99] gezeigt wurde, daß im Mittel pro Proton ca. 4 Elektronen aus der Folie ausgelöst werden<sup>12)</sup>, werden bei einem Potential von 20kV der Folie im Mittel ca. 80keV an Energie im Elektrondetektor deponiert. Der Elektrondetektor muß daher in der Lage sein, Ereignisse mit einer so niedrigen Energie zu detektieren. In Abb. 4.3 sind rechts bei Testmessungen gewonnene Spektren von Sekundärelektronen dargestellt, die durch Protonen verschiedener Energie aus der Folie ausgelöst wurden. Deutlich sind die verschiedenen Peaks erkennbar, die jeweils zu einer festen Anzahl aus der Folie ausgelöster Elektronen gehören.

Da, wie mit Hilfe einer einfachen Rechnung gezeigt werden kann, die Elektronen ab einer Energie von 100keV die durch die Folie erzeugte Potenzialbarriere ungehindert durchfliegen<sup>13)</sup> und damit im selben Halbraum im gleichen Detektor nachgewiesen werden können, sind die Anforderungen an den Protonendetektor in dieser Anordnung erfüllt. Für die Funktion des Protonenkonverters ist es wichtig, daß sowohl das Zerfallsvolumen als auch der Elektrondetektor gegenüber der Folie geerdet sind, da sonst entweder die Protonen oder die Sekundärelektronen nicht die volle Energie erhalten und der Protonennachweis nicht möglich ist. Die Erdung des Zerfallsvolumens erfolgt über Erdungsgitter, deren Einfluß auf die Messung in Abschnitt 5.7 untersucht wird. Die Erdung des Elektrondetektors sowie der Detektor selbst werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

Der so realisierte Protonendetektor entspricht in allen Punkten den an ihn gestellten Anforderungen. Seine Eigenschaften sind detailliert in [bra00] beschrieben.

## 4.4 Der Elektrondetektor

Im Gegensatz zum Protonendetektor, der die Protonen lediglich beschleunigt und in Elektronen konvertiert, weist der Elektrondetektor die Elektronen direkt nach und bestimmt gleichzeitig deren Energie. Er detektiert dabei nicht nur die primären Elektronen aus dem Neutronenzerfall, sondern auch die Sekundärelektronen, die durch die Protonen in der Kohlenstoffolie entstehen. In dem hier vorgestellten Experiment werden daher sehr spezielle Anforderungen an den Detektor gestellt:

- Der Detektor muß in einem sehr großen dynamischen Bereich arbeiten:
  - Er benötigt eine möglichst geringe Triggerschwelle im Niederenergiebereich, damit eine hohe Effizienz für den Protonennachweis gewährleistet ist. Im Mittel liegt die durch Sekundärelektronen deponierte Energie im Elektrondetektor pro Proton bei 60 bis 80keV.
  - Der vollständige Nachweis der Energie von Elektronen bis zu Energien von mehr als 1MeV ist erforderlich, damit einerseits das Fermispektrum nicht verzerrt wird und andererseits die Eichpräparate unverzerrt meßbar sind.

<sup>10)</sup>Die benutzten Folien waren zwischen 15 und  $30 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  dick.

<sup>11)</sup>Für eine detaillierte Beschreibung der in der Folie auftretenden Prozesse, siehe [bra00].

<sup>12)</sup>Bei reinen Kohlenstoffolien liegt der Mittelwert nur bei ungefähr 2 Elektronen pro Proton. Um die höhere Zahl zu erreichen, wurde die dem Elektrondetektor zugewandte Seite der Folie mit Magnesiumoxid (MgO) beschichtet, was die Ausbeute der Elektronen auf den angegebenen Wert erhöht.

<sup>13)</sup>Durch das inhomogene Magnetfeld besitzen die Elektronen ab dieser Energie nach Durchfliegen der Erdungsgitter einen ausreichenden Impuls in Richtung auf die Detektoren, um die Folie zu durchfliegen. Die Streu- und Absorbtionswahrscheinlichkeit in der Folie ist so gering, daß dies keine meßbare Auswirkung auf die die Asymmetriemessung hat [glu03]. Nach Durchqueren der Folie erhalten die Elektronen die Energie, die sie zum Durchdringen des Potentials benötigt haben, im elektrischen Feld zurück.

- Der Detektor muß schnell sein.
- Eine möglichst gute Energieauflösung wird benötigt, um auch stark energieabhängige Asymmetrien wie z.B. die Neutrinoasymmetrie für Elektron und Proton in verschiedenen Halbräumen mit ausreichender Genauigkeit messen zu können.
- Der Detektor sollte über die gesamte Detektorfläche homogen sein.
- Der Detektor sollte eine lineare Energie-Kanal-Beziehung haben, insbesondere oberhalb von 200keV, also im Fitbereich der Asymmetrien. Ein linearer Zusammenhang verzerrt die gemessenen Spektren nicht.
- Der Detektor soll eine möglichst geringe  $\gamma$ -Effizienz besitzen, um den unvermeidlichen Untergrund zu reduzieren.
- Der Detektor muß die gesamte Fläche, die von Elektronen aus dem Zerfallsvolumen getroffen werden kann, abdecken.
- Der Elektronendetektor muß vakuumtauglich sein, da er im Inneren der Detektorkammer arbeitet.

Diese Kriterien werden von einem Plastiksintillationsdetektor weitestgehend erfüllt. Zwei Szintillatoren<sup>14)</sup> befinden sich, wie in Abb. 4.1 ersichtlich, zu beiden Seiten des Zerfallsvolumens. Ausgelesen wird der Szintillator durch Photomultiplier, die einen großen Teil der von Zerfallsteilchen getroffenen Szintillatorfläche an der Rückseite überdecken. Um eine bessere Verteilung des Lichtes und damit eine höhere Homogenität zu erreichen, wurde zwischen Szintillator und Photomultipliern eine Plexiglasplatte von 2cm Dicke angebracht. Die Erdung des Szintillators gegenüber der Kohlenstoffolie des Protonendetektors erfolgte über eine ca. 40nm dicke Aluminiumschicht, die die dem Zerfallsvolumen zugewandte Seite vollständig überdeckte. Diese Schicht verhinderte gleichzeitig einen direkten optischen Crosstalk der beiden Detektoren miteinander. Die Seiten der Szintillatoren wurden mit reflektierender Farbe<sup>15)</sup> bestrichen, um die Lichtausbeute weiter zu erhöhen. Eine detaillierte Beschreibung der technischen Ausführung und eine erste Untersuchung der grundlegenden Detektoreigenschaften findet sich in den Arbeiten [plo00, bra00, may01, vog01].

#### 4.4.1 Das Pedestal

Der Energienullpunkt eines QDCs<sup>16)</sup> ist nicht konstant, sondern stets gewissen Schwankungen unterworfen, die durch das Eigenrauschen und das Rauschen der angeschlossenen Elektronik verursacht werden. Die Breite  $\sigma_{el}$  dieser Schwankung ist eine Konstante, die die Energieauflösung des Detektors limitiert. Die Gesamtauflösung ergibt sich dann als

$$\sigma = \sigma_{el} \oplus \sigma(E) = \sqrt{\sigma_{el}^2 + \sigma(E)^2} \quad (4.1)$$

Der energieabhängige Anteil wird in Abschnitt 4.4.4 detailliert beschrieben. Der energieunabhängige Teil wird bestimmt, indem das Signal des Photomultipliers zu einem zufälligen Zeitpunkt ausgelesen wird, zu dem kein Ereignis registriert wurde<sup>17)</sup>. Da sich ein Gesamtsignal stets als direkte Summe der

<sup>14)</sup>Verwendet wurde der Szintillator BC404 der Firma Bicron der Dicke 5mm, was ausreicht, um Elektronen einer Energie  $> 1\text{MeV}$  komplett zu stoppen.

<sup>15)</sup>Sogenannte „reflector paint“ BC-620 der Firma Bicron. Diese Farbe führt zu diffuser Streuung und trägt daher gleichzeitig zur besseren Verteilung des Lichtes bei.

<sup>16)</sup>QDC = Charge to Digital Converter. Bedeutungsgleich wird in dieser Arbeit auch der allgemeinere Begriff ADC = Analog to Digital Converter benutzt.

<sup>17)</sup>Es werden die Ereignisse betrachtet, bei denen im gegenüberliegenden Detektor ein Ereignis ohne Rückstreuung registriert wurde.

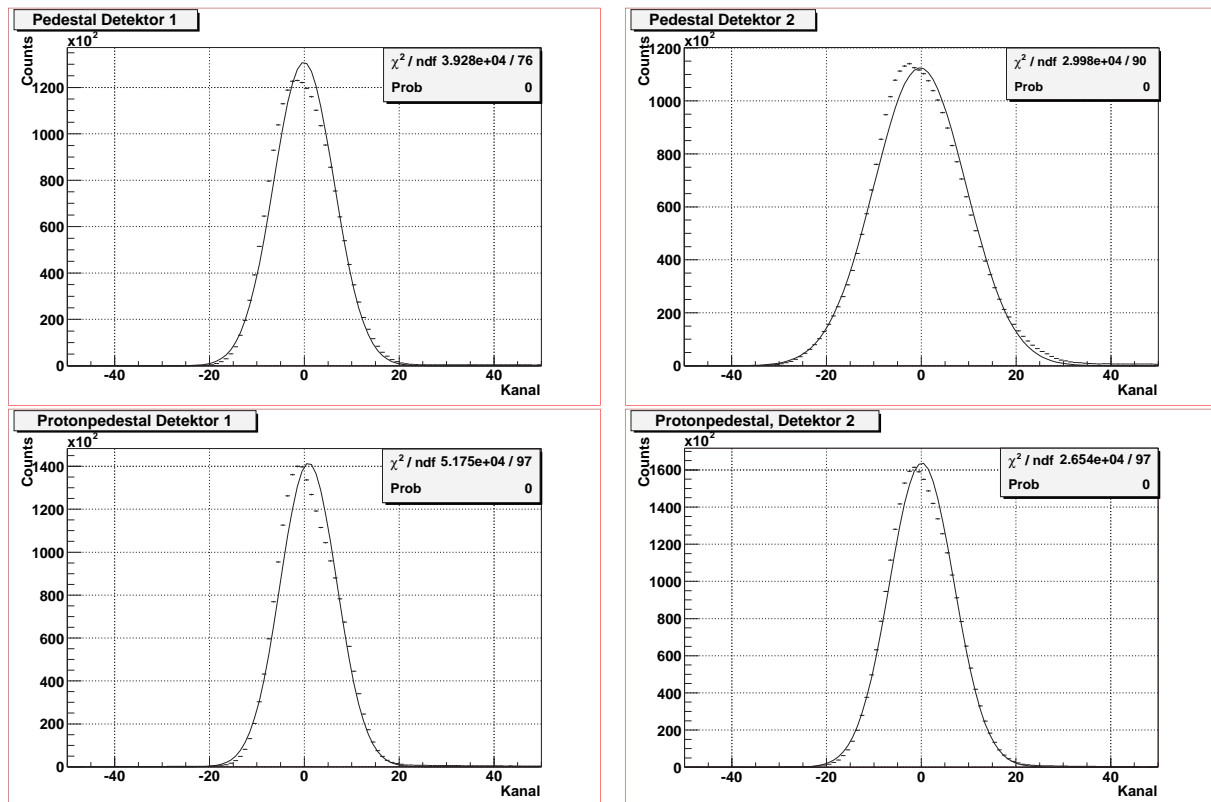


Abbildung 4.4: Beispiele für die Pedestals der vier Detektoren sowie Fits an die Pedestals mit Gaußkurven. Aufgrund von nichtlinearen Effekten in der Elektronik beschreiben diese den Verlauf der Kurven nur ungenau. Im Rahmen der Analyse sind die Pedestals bereits auf Null verschoben.

einzelnen Photomultiplier ergibt, setzt sich auch das Pedestal aus der direkten Summe dieser Photomultiplier zusammen. Für die vier Detektorzweige<sup>18)</sup> sind typische Pedestals in Abb. 4.4 gezeigt. Die Mittelpunkte der Pedestals wurden bereits auf Null verschoben, um keinen zusätzlichen Offset zur Energie zu erhalten. Die angefitteten Gaußkurven beschreiben die exakte Form der Kurven zwar nur sehr ungenau, sind aber trotzdem ein gutes Maß für den Mittelwert und die mittlere Schwankung der Signale. Die asymmetrische Verformung der Kurven wird auch bei einzelnen Photomultipliern beobachtet und ist auf eine Verzerrung der Signale bei kleinen Energien zurückzuführen.

Die einzelnen Pedestals wurden in der Analyse stundenweise neu bestimmt und drifteten nur wenig mit großen Zeitkonstanten. Da sie in der Analyse stets auf Null geschoben werden, spielen diese Drifts in der Auswertung keine Rolle. Allerdings wurden die Pedestals durch zwei Effekte beeinflusst:

- Die Pedestals erwiesen sich als zählratenabhängig, d.h. bei hohen Zählraten lagen sie etwas höher als bei niedrigen Zählraten. Dies liegt vermutlich an einer leicht nach oben verschobenen Baseline durch einen Pile-Up-Effekt<sup>19)</sup>. Für die sehr hohen Zählraten der Wismutquelle (ca. 1700Hz) lag das Pedestal ca. 3 Kanäle höher als für die Messung mit Neutronenstrahl (ca. 300Hz).
- Durch eine Rückkopplung des Spinflippers auf die Elektronik – sowohl die Schaltung als auch die Überwachung des Spinflippers erfolgten über CAMAC-Module im gleichen Crate wie die QDCs

<sup>18)</sup>Zwei Elektronen- und zwei Protonenzweige. Gemeint sind hier die beiden Detektoren einzeln betrachtet, die jeweils ein Start- und ein Stoppsignal aufzeichnen. In der Messung der Asymmetrien werden stets alle 12 Photomultiplier aufaddiert. Damit ergeben sich nur noch 2 unterschiedliche Pedestals, da die Integration von Start- und Stoppsignal in verschiedenen QDCs erfolgt, die Detektoren werden nicht mehr unterschieden.

<sup>19)</sup>Bei hohen Zählraten entlädt sich der QDC zwischen zwei Ereignissen nicht vollständig. Dadurch wird die Nulllinie zu höheren Werten hin verschoben.

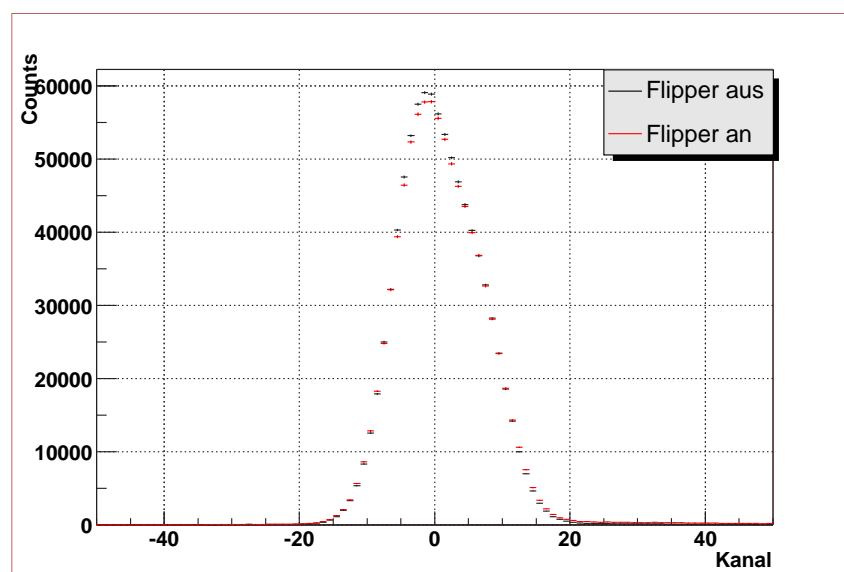


Abbildung 4.5: Korrektur der Spinabhängigkeit des Pedestals für Detektor 1. Die Nullpunkte konnten sehr genau übereinandergeschoben werden, eine weitere Verzerrung des Spektrums konnte ausgeschlossen werden.

– ergab sich eine Verschiebung des Pedestals für eingeschalteten Flipper gegen ausgeschalteten Flipper von ca. 0.5 Kanälen in der dargestellten Auflösung. Die Energie-Kanal-Beziehung (siehe Abschnitt 4.4.3) wird durch diese Abhängigkeit nicht verändert, wenn die Nullpunkte stets übereinander geschoben werden. Dies konnte mit Hilfe der Untergrund- und der Wismutspektren überprüft werden. Obwohl die Spektren durch diese Korrektur um weniger als ein keV gegeneinander verschoben werden, hat dieser Effekt Auswirkungen auf die Spektren. Ohne Korrektur entsteht z.B. der Eindruck, daß der Untergrund spinabhängig sei, da in diesem Fall steile Flanken miteinander verglichen werden.

Da die Pedestals in den einzelnen Fällen separat bestimmt wurden, konnten diese Effekte bei der Extraktion der Daten bereits berücksichtigt werden. Abb. 4.5 zeigt die Pedestals für die beiden Flipperzustände nach der Korrektur.

Für die Datenauswertung werden stets die Inhalte aller zwölf Photomultiplier aufaddiert, um auch die Energien der Rückstreueignisse richtig zu erfassen. In die Auswertung geht daher auch nur die gesamte Breite aller zwölf Photomultiplier ein. In Energien umgerechnet betragen diese:

$$\sigma_{\text{el, Elektron}} = 6.4\text{keV} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{\text{el, Proton}} = 7.5\text{keV} \quad (4.3)$$

In Abschn. 4.4.4 wird nochmal auf diese Aufweitung zurückgekommen. Sie liefert einen Beitrag zur Gesamtbreite des Signals. Die Streuung der Pedestals blieb während der Datennahme konstant,  $\sigma_{\text{el}}$  ändert sich also während der Analyse nicht.

#### 4.4.2 Kalibration des Elektronendetektors

Der Szintillationsdetektor, der in diesem Experiment benutzt wird, wird über sechs Photomultiplier ausgelesen, die an seine Rückseite angebracht sind. Da sich das Licht im Szintillator in alle Richtungen ausbreiten kann, ergibt sich das Gesamtsignal des Detektors als Summe über die Einzelsignale:

$$S = \sum_{i=0}^5 S_i \quad (4.4)$$

Die Signalhöhe  $S$ , die zu der festen Energie  $E$  gehört, soll dabei unabhängig vom Auftreffpunkt des Teilchens sein. In diesem Fall heißt der Detektor homogen. In einem realen Detektor wie dem hier verwendeten ergibt sich stets eine gewisse Ortsabhängigkeit. Diese Ortsabhängigkeit ist minimal, wenn für alle betrachteten Ereignisse  $j$  gilt

$$\sum_j \left( E - \sum_{i=0}^5 S_i^j \right)^2 = \text{minimal.} \quad (4.5)$$

Da es sehr schwierig ist, die Verstärkungen der einzelnen Signale von vorneherein so einzustellen, daß diese Bedingung erfüllt ist, müssen die Daten i.a. nachkalibriert werden. Jedem Photomultiplier signal  $S_i$  wird eine Wichtungskonstante  $\gamma_i$  zugeordnet, die so gewählt ist, daß

$$\sum_j \left( E - \sum_{i=0}^5 \gamma_i S_i^j \right)^2 = \text{minimal} \quad (4.6)$$

gilt. Als Ausgangspunkt für die Kalibration wurde, soweit möglich, gleiche Verstärkung der Photomultiplier gewählt. Um dies zu erreichen, wurde eine spezielle Platte angefertigt, auf der sechs Bi-Quellen so angebracht waren, daß jede sich direkt vor einem Photomultiplier befindet. Mit Hilfe eines Pulshöhenanalysators wurden dann die einzelnen Verstärkungen so gewählt, daß die oberen Bi-Peaks im gleichen Kanal nachgewiesen wurden [vog01]. Bei diesem Verfahren sind aufgrund der Geometrie des Szintillators und der Photomultiplieranordnung die Photomultiplier in der eigentlichen Messung, bei denen über die gesamte bestrahlte Fläche gemittelt wird, paarweise äquivalent.

Zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten müssen Teilchen einer festen Energie an jedem Punkt des Detektors eingestrahlt und dann mit dem weiter unten beschriebenen Verfahren die optimalen Konstanten  $\gamma_i$  bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde eine Vorrichtung installiert, mit der eine punktförmige Bi-Quelle zweidimensional vor dem Detektor verschoben werden konnte. Der Vorteil dieser Methode gegenüber z.B. einer homogen bestrichenen Platte liegt darin, daß anhand der Einzelsignale gleichzeitig Informationen über die Ortsauflösung des Detektors gewonnen werden. Zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten werden alle Punkte aufaddiert und ein Kalibrationsverfahren durchgeführt [kre99]:

Für einen idealen Detektor gilt

$$E = \sum_{i=0}^n \gamma_i S_i \quad (4.7)$$

für geeignet gewählte Konstanten  $\gamma_i$ .  $n$  ist in dem hier vorgestellten Experiment fünf, wenn nur ein Detektor betrachtet wird und elf<sup>20)</sup>, wenn beide Detektoren kombiniert werden. Da die Rückstreuereignisse, die die beiden Detektoren kombinieren, nur einen kleinen Teil der Ereignisse ausmachen, ist es besser, die beiden Detektoren einzeln zu kalibrieren. In einem realen Detektor ist die genannte Bedingung (Gl. 4.7) aufgrund der Fluktuationen nur näherungsweise erfüllt. Die optimale Wahl der  $\gamma_i$  wird dadurch definiert, daß die Standardabweichung  $\chi^2$  aller  $N$  Ereignisse von einem festen Mittelwert minimal wird:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left( \sum_{i=0}^n \gamma_i S_i^j - E \right)^2. \quad (4.8)$$

<sup>20)</sup>Da die Zählung bei Null beginnt, ergeben sich diese Endpunkte.



Der Index  $j$  bezeichnet dabei das  $j$ -te Ereignis im betrachteten Datensatz. Damit  $\chi^2$  minimal ist, muß die Ableitung dieser Gleichung nach  $\gamma_k$  für alle  $k \in \{0, \dots, n\}$  den Wert Null annehmen:

$$0 = \frac{\partial \chi^2}{\partial \gamma_k} \quad (4.9)$$

$$= \frac{2}{N} \left[ \sum_{j=1}^N \left( \left\{ \sum_{i=0}^n \gamma_i S_i^j - E \right\} S_k^j \right) \right] \quad (4.10)$$

$$= \frac{2}{N} \left[ \sum_{i=0}^n \gamma_i \sum_{j=1}^N (S_k^j S_i^j - E S_k^j) \right]. \quad (4.11)$$

Oder umgeformt:

$$\sum_{i=0}^n \gamma_i \sum_{j=1}^N S_k^j S_i^j = E \sum_{j=1}^N S_k^j \quad \text{für } k \in \{0, \dots, n\}. \quad (4.12)$$

Mit den Definitionen

$$\vec{\gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_0 \\ \vdots \\ \gamma_n \end{pmatrix} \quad \vec{a} = E \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^N S_0^j \\ \vdots \\ \sum_{j=1}^N S_n^j \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^N S_0^j S_0^j & \dots & \sum_{j=1}^N S_0^j S_n^j \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{j=1}^N S_n^j S_0^j & \dots & \sum_{j=1}^N S_n^j S_n^j \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

können die  $n$  Gleichungen zu einer Vektorgleichung zusammenfaßt werden:

$$\mathbf{M} \vec{\gamma} = \vec{a}. \quad (4.14)$$

Ist die Determinante der Matrix  $\mathbf{M}$  ungleich Null<sup>21)</sup>, dann existiert eine eindeutige, nichttriviale Lösung der Gleichung im  $\mathbb{R}^n$ . Diese Lösung ergibt sich aus

$$\vec{\gamma} = \mathbf{M}^{-1} \vec{a} \quad (4.15)$$

und ist in jedem Fall ein lokales Minimum<sup>22)</sup>. Die Gleichung kann durch Standardverfahren gelöst werden. Die Elemente des Vektors  $\gamma$  sind dann die gesuchten Kalibrationskonstanten<sup>23)</sup>.

Die mit diesem Verfahren aus den beiden Bi-Peaks ermittelten Kalibrationskonstanten für die zwölf Photomultiplier sind in Tab. 4.1 zusammengestellt. Sie sind so normiert, daß nach der Kalibration ein Kanal des Summenspektrums bereits grob einem keV entspricht. Die  $\gamma_i$  der Photomultiplier in der Detektormitte werden in Relation zu den äußeren Photomultipliern schwächer gewichtet. Dies liegt daran, daß für Auftreffpunkte zum Rand des Szintillators hin Szintillationslicht verloren geht, das bei Auftreffpunkten in der Mitte des Szintillators noch von den äußeren Multipliern gesehen wird.

Die Auswirkungen der Nachkalibration auf die Homogenität und die Energieauflösung der beiden Detektoren werden in den Abb. 4.6 bis 4.8 für die Scans über die im Experiment bestrahlte Detektorfläche dokumentiert. Abb. 4.6 zeigt die ortsabhängigen Peaklagen vor und nach der Kalibration für die beiden Detektoren. Die gesamte aktive Fläche der Detektoren ist ungefähr  $9 \times 13.5 \text{cm}^2$  groß und wurde vollständig von den Scans abgedeckt. Vor der Kalibration schwanken die Peakhöhen erheblich. Bei den Ereignissen, die direkt vor einem zentralen Photomultiplier auftreffen, ist die Peakhöhe deutlich

<sup>21)</sup>bzw. ist der Rang der Matrix gleich  $n$ .

<sup>22)</sup>Durch die Konstruktion des Problems existiert kein lokales Maximum.

<sup>23)</sup>Die Lösung der Gleichung erfolgt am einfachsten durch kommerzielle mathematische Hilfsprogramme wie Mathematica oder die Programmbibliotheken des CERN.

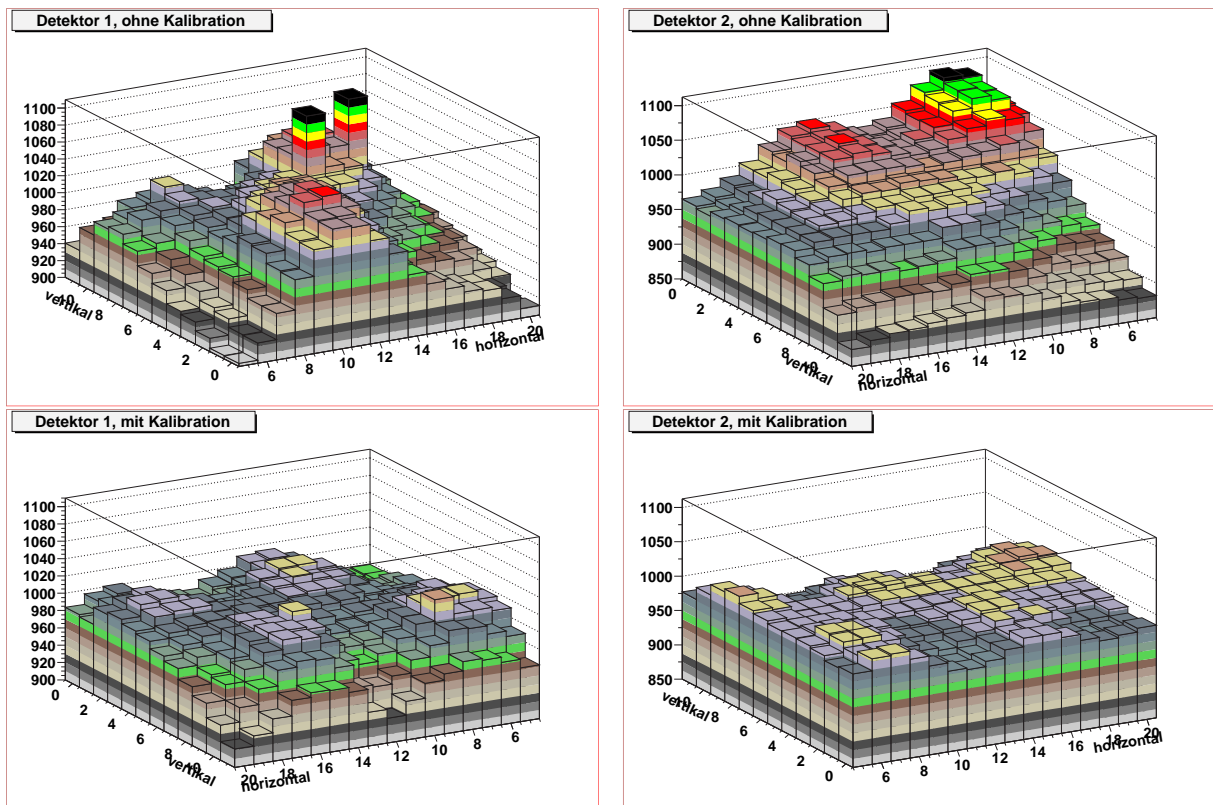


Abbildung 4.6: Der Effekt der Kalibration auf die Homogenität des Detektors. Dargestellt ist die Lage des oberen Wismutpeaks vor und nach der Kalibration für die einzelnen Punkte des Scans über das Zerfallsvolumen.

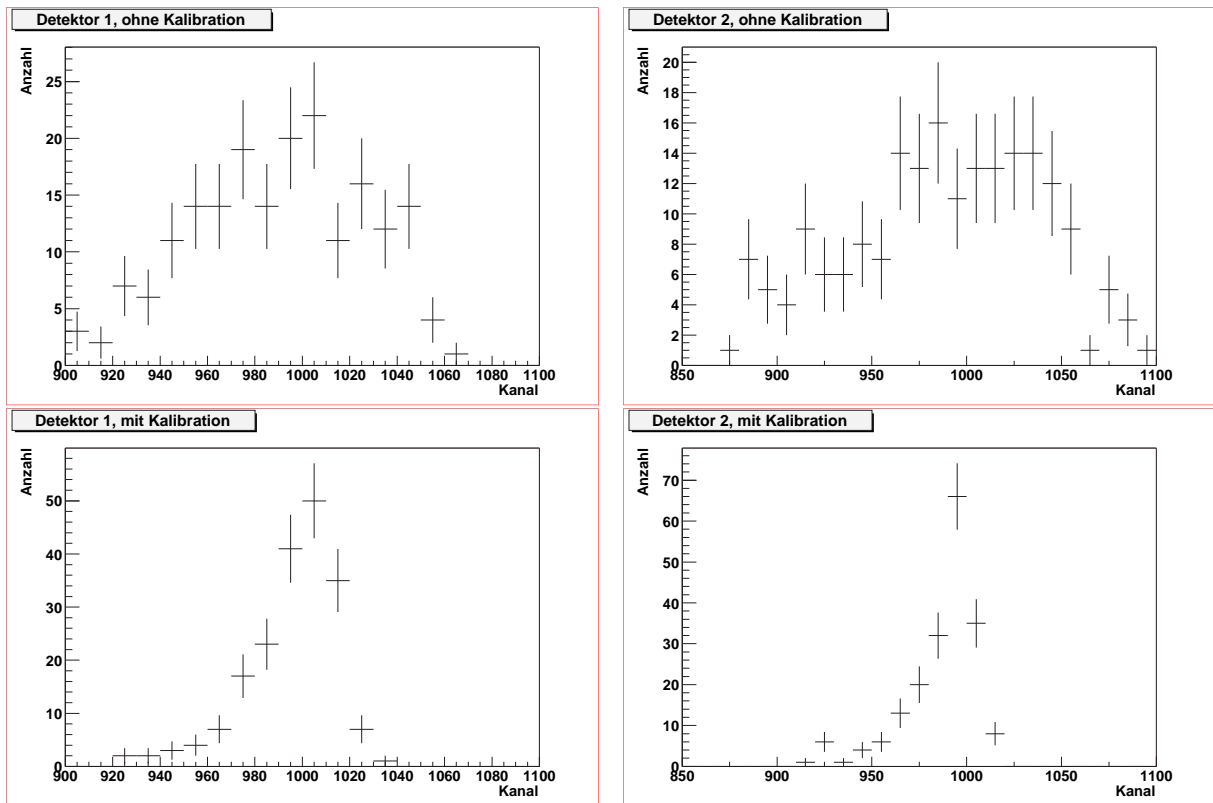


Abbildung 4.7: Der Effekt der Kalibration auf die Kanallage der einzelnen Scanpunkte. Es wird hier die Verteilung der Peaklagen des oberen Wismutpeaks vor und nach der Kalibration gezeigt.

Detektor 1		Detektor 2	
ADC	Kalibrationskonstante	ADC	Kalibrationskonstante
0	0.191	6	0.301
1	0.225	7	0.161
2	0.159	8	0.218
3	0.147	9	0.178
4	0.183	10	0.238
5	0.277	11	0.241

Tabelle 4.1: Kalibrationskonstanten für die 12 ADC-Kanäle, ermittelt aus den beiden Peaks der Wismut-Quelle.

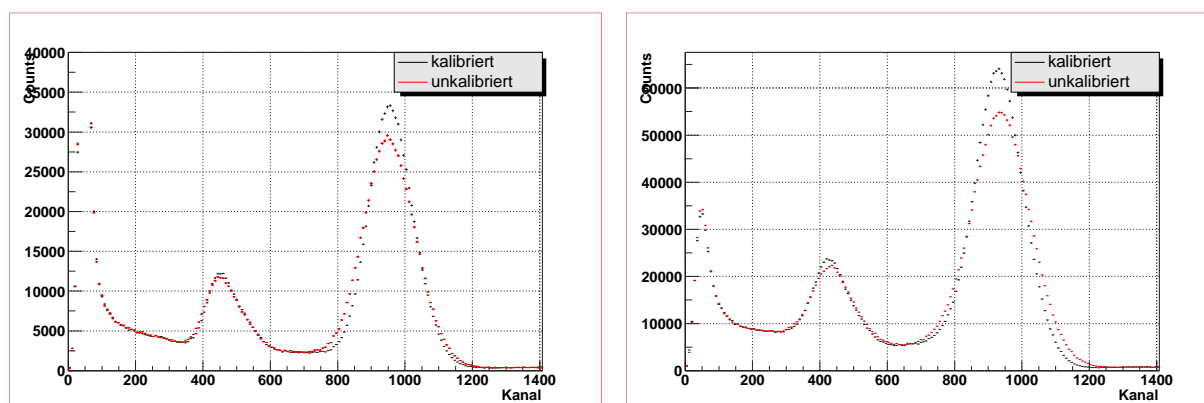


Abbildung 4.8: Auswirkung der Kalibration auf die Gesamtspektren, also die Summe aller Einzelspektren des Scans. Links für Detektor 1, rechts für Detektor 2. Die Anzahl der dargestellten Ereignisse pro Detektor ist gleich, sie wurden lediglich durch das Kalibrationsverfahren umsortiert.

überhöht. Nach der Kalibration ist immer noch die Position der einzelnen Multiplier erkennbar. Allerdings sind die Höhenunterschiede stark reduziert. Insgesamt liegt die Schwankung der Kanäle unter 10% der mittleren Kanallage. Entsprechend den unterschiedlichen Verstärkungen ohne Kalibration ändert sich auch die Nachweeffizienz eines Teilchens einer festen Energie in Abhängigkeit von seinem Auftreffpunkt. Diese Effizienz wird im Mittel über den gesamten Detektor in Abschnitt 5.1.1 bestimmt. Ab einer Energie von 150keV werden alle Elektronen unabhängig von ihrem Auftreffpunkt nachgewiesen. Die Nachweeffizienz wird durch das Kalibrationsverfahren nicht beeinflusst, da sie durch die Elektronik festgelegt ist. Das Kalibrationsverfahren verbessert lediglich die Energieauflösung des Detektors.

In Abb. 4.7 sind die gleichen Daten als Häufigkeitsverteilung dargestellt<sup>24)</sup>, d.h. die Verteilung der Zahl der Punkte des äquidistanten Scans, bei denen der obere Peak des Bi-Spektrums in einem bestimmten Kanalbereich lag. Die Positionen des Peaks ohne Kalibration (oben) schwanken zwischen Kanal 850 und 1100, der Detektor ist sehr inhomogen. Durch die Kalibration – Abb. 4.7 unten – wurden die Schwankungen erheblich reduziert, der Detektor ist deutlich homogener.

In Abb. 4.8 schließlich ist die Auswirkung der Kalibration auf das Gesamtspektrum, d.h. die Summe aller Einzelspektren im verwendeten Detektorbereich, dargestellt. Bereits vor der Kalibration sind die Bi-Peaks klar getrennt, ein Zeichen für die Leistungsfähigkeit der verwendeten Szintillatoren. Durch die Kalibration konnte die Energieauflösung des Detektors nochmals deutlich verbessert werden. Es ist ebenfalls erkennbar, daß Detektor 1 besser als Detektor 2 ist. Dies liegt an einer besseren Qualität des Szintillators<sup>25)</sup>.

Im folgenden werden stets die kalibrierten Daten verwendet. Ausnahmefälle sind entsprechend markiert.

<sup>24)</sup>Die mittlere Peaklage des Gesamtspektrums ohne Kalibration wurde dabei auf Kanal 996.9 normiert, um einen direkten Vergleich mit den kalibrierten Daten zu erhalten.

<sup>25)</sup>Der Szintillator von Detektor 1 wurde zum ersten Mal verwendet, der von Detektor 2 zum zweiten Mal eingebaut.

Die zahlenmäßige Änderung der Energieauflösung ist in Abschnitt 4.4.4 diskutiert.

### 4.4.3 Die Energie-Kanal-Beziehung des Elektrondetektors

Damit die verschiedenen Elektronenspektren, die für die Bestimmung der Asymmetriekoeffizienten benötigt werden, korrekt angefittet werden können, muß die Beziehung zwischen der Energie der einfallenden Elektronen und dem Kanal des Summenspektrums, in den sie einsortiert werden, mindestens für den Fitbereich bekannt sein. Ein Szintillationsdetektor führt normalerweise zu einem linearen Zusammenhang, da die produzierte und die nachgewiesene Lichtmenge proportional zur Teilchenenergie sind<sup>26)</sup>. Zur Messung der Energie-Kanal-Beziehung standen zwei Eichquellen zur Verfügung, die einen großen Teil des Energiebereichs der Zerfallselektronen (0 bis 782keV) abdecken:

$^{139}\text{Ce}$	136.6keV
$^{207}\text{Bi}$	504.5keV
	996.9keV.

Die hier angegebenen Werte sind gewichtete Mittelwerte über alle in den Eichpräparaten vorkommenden Elektronenlinien. Auch die Fits an die Spektren erfolgen unter Berücksichtigung aller dieser Linien und der Verbreiterung der Spektren durch den Detektor (siehe die Beschreibung der Detektorfunktion in Abschnitt 5.1). Aufgrund der guten Energieauflösung des Detektors reicht ein einfacher Fit über eine Gaußfunktion nicht aus.

Da bei dem verwendeten Detektor, wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben, die genaue Position des Peaks auf dem Prozentniveau von der Quellenposition abhängt, gibt es zwei alternative Möglichkeiten, die Linearität zu überprüfen:

- Es muß sichergestellt werden, daß sich beide Eichquellen für die Messung auf den Millimeter genau an derselben Stelle im Spektrometer befinden.
- Durch einen Scan über den gesamten Detektor mit beiden Eichquellen mittelt sich die Ortsabhängigkeit bei Betrachtung aller Daten heraus.

Die erste Variante ist schwer realisierbar und auch dann immer noch mit einem Fehler behaftet, da die Gyrationen der Elektronen der drei Eichquellen sich unterscheiden und also immer eine verschiedene große Fläche des Detektors beleuchtet wird. Da aufgrund der Kalibration Scandaten bereits zur Verfügung stehen, wurde die zweite Variante gewählt, die auch wesentlich genauer zu realisieren ist. Während der Scans war die Hochspannung der Kohlenstoffolien ausgeschaltet, es muß also keine zusätzliche Verzerrung der Spektren durch das elektrische Potential berücksichtigt werden.

Die Fits an die einzelnen Eichpeaks für die beiden Detektoren sind in Abb. 4.9 und 4.10 dargestellt. Zur Berücksichtigung des Untergrundes wurde ein lineares Untergrundmodell benutzt, das in den betrachteten Energiebereichen der Peaks den vermutlich exponentiell abfallenden Untergrund sehr gut approximiert. Die Lage der Peaks erwies sich auch bei komplizierteren Modellen (exponentieller Abfall) als stabil. Für die Quellen wird, wie erwähnt, das vollständige Modell mit allen Elektronenlinien benutzt [met95]<sup>27)</sup>. Angemerkt sei, daß die in der Literatur angegebenen relative Normierung der beiden Bi-Peaks offensichtlich nicht mit der Realität übereinstimmt. Der obere Peak wird um einen Faktor von ca. 2.5 zu hoch angegeben. Da für die Detektorfunktion beide Peaks separat betrachtet werden und die Unsicherheiten in der theoretischen Beschreibung im Fehler berücksichtigt werden, wirkt sich dies nicht auf das Ergebnis dieser Arbeit aus. Für die Fits über beide Peaks gleichzeitig wurde die relative Höhe der Peaks als Fitparameter offengelassen. Das Ergebnis war auch in diesem Fall im Rahmen der Gesamtfehler mit den Einzelfits verträglich.

Folgende Schlußfolgerungen können aus den Fits gezogen werden:

<sup>26)</sup>Die Beschreibung der einzelnen Prozesse erfolgt in Abschnitt 4.4.4.

<sup>27)</sup>Die zitierte Diplomarbeit beschreibt detailliert die Fitroutine. Die Linien und Intensitäten der Elektronenlinien der Quellen können den meisten tabellarischen Standardwerken der Physik entnommen werden.

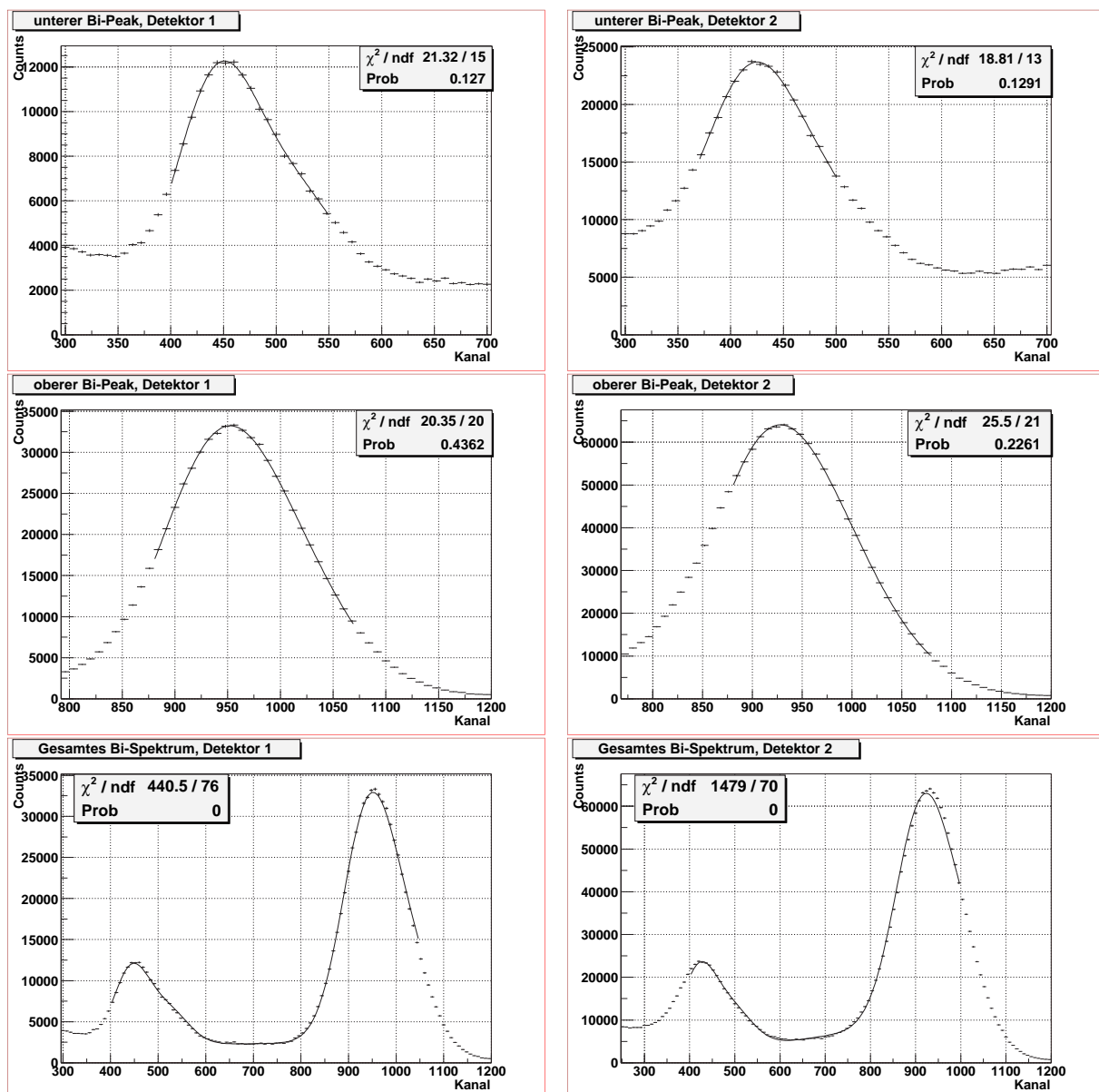


Abbildung 4.9: Fits an die beiden Wismut-Eichpeaks. Links die Fits für Detektor 1, rechts für Detektor 2. Der Fit an beide Peaks gleichzeitig (unten) scheitert am unbekanntem Verlauf des Untergrunds über diesen großen Fitbereich. Die Fitfunktion berücksichtigt z.B. nicht alle  $\gamma$ -Linien des Präparates.

- Wie bereits bei der Kalibration erwähnt, ist Detektor 1 besser als bei Detektor 2, was sich in der Energieauflösung widerspiegelt (siehe Abschnitt 4.4.4). Die Peaks von Detektor 2 sind deutlich breiter.
- Alle drei Peaks lassen sich für beide Detektoren mit guten  $\chi^2$ -Werten anfitzen. Werden größere als die angegebenen Fitbereiche gewählt, so wird der Fit schlechter, das Ergebnis für den Gain bleibt jedoch annähernd konstant. Die Schwankung wird im Fehler berücksichtigt.
- Ein gleichzeitiger Fit an beide Bi-Peaks liefert kein gutes  $\chi^2$ . Für den hier nötigen Fitbereich reicht die einfache Annahme eines linearen Untergrundes nicht aus.
- Die untere Flanke des Cer-Peaks ist nicht anfitzbar. Dies liegt an nicht-linearen Effekten, auf die weiter unten eingegangen wird. Die Triggerfunktion der Detektoren (siehe Abschnitt 5.1) wird

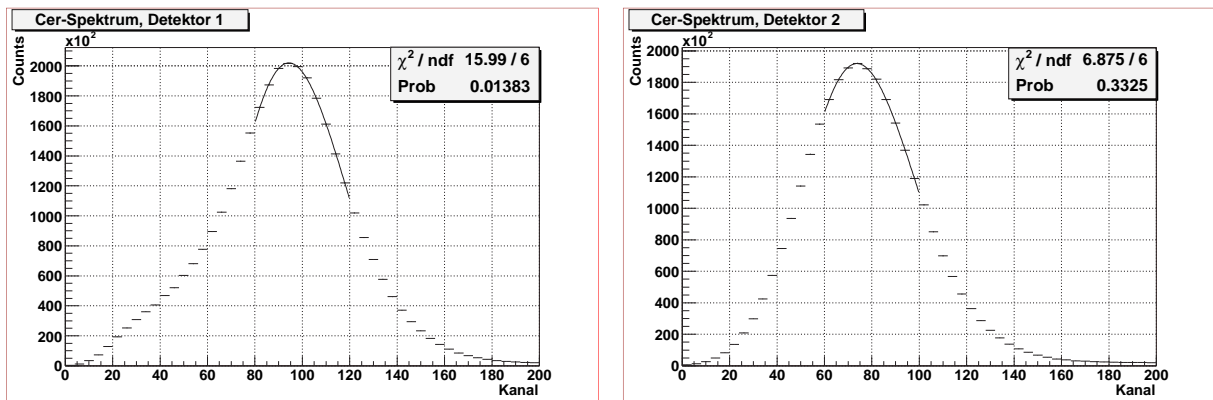


Abbildung 4.10: Fits an den Cer-Peak für die beiden Detektoren. Die untere Flanke ist wegen Nichtlinearitätseffekten nicht weiter anfitbar.

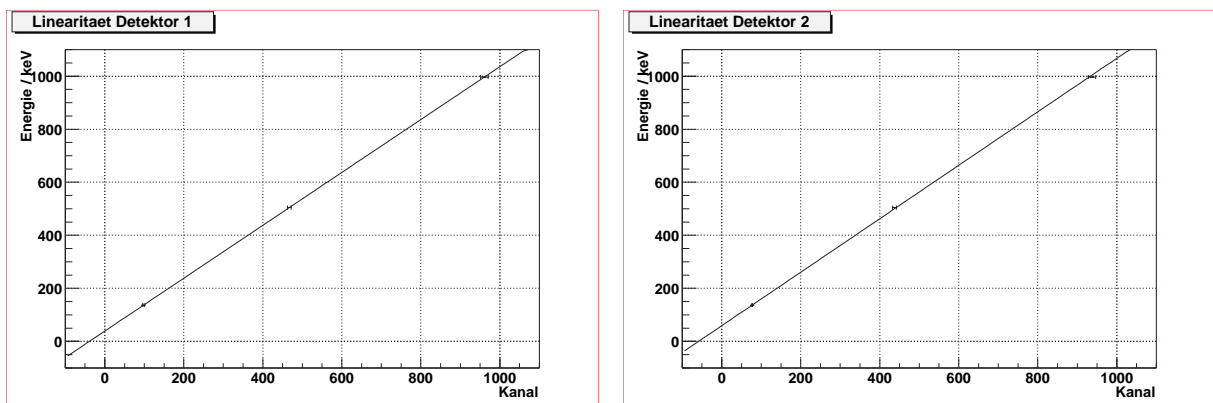


Abbildung 4.11: Linearität der Detektoren 1 und 2. Bei Detektor 1 liegen die drei Eichpunkte sehr gut auf einer Geraden, bei Detektor 2 ist die Unsicherheit größer.

bereits berücksichtigt.

Aus der Lage der drei Mittelwerte im Energie-Kanal-Diagramm (siehe Abb. 4.11) kann die Energie-Kanal-Beziehung für die beiden Detektoren bestimmt werden. Gemäß der theoretischen Erwartung wird eine Gerade für den Fit benutzt. Der Fehler bei der Bestimmung der Peaklagen ergibt sich dabei als direkte Summe<sup>28)</sup> aus

- dem *Fehler des Gains* aus dem Fit der einzelnen Eichpeaks.
- der *Streuung des Gains* bei der Wahl des Fitbereiches für die einzelnen Eichpeaks.
- einem Fehler von 1% auf die Peaklagen aufgrund der *Unsicherheit der Fitfunktion* für die niederenergetischen Linien. Da die Quelle nicht trägerfrei ist, sondern sich auf einer Aluminiumfolie befindet und eine Totschicht auf dem Szintillator existiert, können diese Linien ganz oder teilweise unterdrückt sein.

Der Gesamtfehler ergibt sich aus der maximalen Änderung des Gains. Der Fehler aufgrund der theoretischen Unsicherheit dominiert dabei die übrigen Fehler deutlich. Für die Energie-Kanal-Beziehung der beiden Detektoren ergibt sich mit dieser Methode:

$$\begin{aligned} \text{Detektor 1: } E &= 0.997(9)\text{keV} \times \text{Kanal} + 38.8(2.6)\text{keV} \\ \text{Detektor 2: } E &= 1.008(9)\text{keV} \times \text{Kanal} + 59.1(1.3)\text{keV} \end{aligned} \quad (4.16)$$

<sup>28)</sup>Die direkte Summe bezeichnet die Wurzel aus der Summe der Quadrate.

Die drei Eichpunkte liegen auf einer Linie, die Energie-Kanal-Beziehung ist sehr gut bestimmt. Die hier angegebenen Fehler stammen aus dem Fit, da damit die Fehler auf die einzelnen Peaklagen automatisch berücksichtigt werden. Da die Normierung der Kalibrationskonstanten entsprechend gewählt wurde, sind die Steigungen der beiden Geraden erwartungsgemäß nahe bei 1. Ein Kanal entspricht also in guter Näherung einem keV. Die Pedestals (siehe Abschnitt 4.4.1) wurden vor der Multiplikation mit dem Gain abgezogen. Der entstehende Offset kann zwei Ursachen haben:

- Ein fester Energieverlust pro Elektron an einer *Szintillatortotschicht*. Die abschätzbare Größenordnung dieses Effekts reicht jedoch nicht aus, um den Offset zu erklären, da bei einem großen Energieverlust pro Elektron die Sekundärelektronen des Protonendetektors nicht nachweisbar wären. Diese liefern zwar Signale von bis zu 200keV, diese bestehen jedoch aus einzelnen 20keV-Elektronen, von denen jedes einen großen Teil seiner Energie verlieren würde. Messungen im Labor unter ähnlichen Bedingungen (gleicher Szintillator mit Aluminiumschicht) lieferten Schätzwerte für den Totschichteffekt von einem Energieverlust von weniger als 5keV pro Elektron als obere Grenze.
- *Nichtlineare Effekte* bei kleinen Energien. Eine Abweichung vom linearen Verlauf unterhalb der Cer-Quelle, d.h. in dem nicht vermessenen Bereich. Ursache dafür könnten z.B. eine unzureichende Verstärkung bei wenigen Primärphotoelektronen oder eine fehlerhafte oder fehlende Integration des QDC bei kleinen Signalen sein. Da sich die untere Flanke des Cer-Peaks noch bis zu Energien von 100keV sehr gut anfitzen läßt, beginnt der nichtlineare Bereich sicher unterhalb dieser Grenze. Unterhalb von ca. 100keV werden die Elektronenspektren in der Asymmetriemessung durch das Potential der Kohlenstofffolien verzerrt. Dieser Bereich kann daher für die Bestimmung der Asymmetrien nicht verwendet werden. Eine genaue Kenntnis des Verlaufs der Energie-Kanal-Beziehung in diesem Bereich ist also nicht notwendig.

Dieser Offset-Effekt wurde auch in früheren Messungen mit Szintillationsdetektoren beobachtet, z.B. [rei99, bae96]. Bei der Strahlzeit 1997 [rei99] lag der Offset im Bereich 25 – 28keV. Dies ist verträglich mit dem Wert für Detektor 1. Der auffallend hohe Wert für Detektor 2 liegt unter anderem an der verwendeten Eichquelle. Diese wurde auf Aluminiumfolie der Dicke 15(5) $\mu\text{m}$  aufgetragen und befand sich auf der Seite von Detektor 1. Um zu Detektor 2 zu gelangen, mußten die Elektronen also die Folie durchqueren. Beim Durchgang durch Materie wird jedoch durch Stoßprozesse ständig Energie abgegeben. Anhand von Tabellen ergab sich im Mittel ein Energieverlust von 10(5)keV pro Elektron, der allerdings durch die nur ungenau bekannte Foliendicke mit einem großen Fehler behaftet ist. Da der mittlere Weg der Elektronen durch die Folie durch die Gyration im Magnetfeld deutlich größer ist, ist dieser Wert nur eine untere Abschätzung des eigentlichen Effekts. Daher rührt auch der große Fehler auf den Energieverlust. Unter Berücksichtigung dieser Korrektur ergeben sich für die Energie-Kanal-Beziehungen der beiden Detektoren:

$$\begin{aligned} \text{Detektor 1: } E &= 0.997(9)\text{keV} \times \text{Kanal} + 38.8(2.6)\text{keV} \\ \text{Detektor 2: } E &= 1.008(9)\text{keV} \times \text{Kanal} + 49(5.2)\text{keV}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Wie erwähnt, gelten diese Beziehungen nur in dem durch die Eichpeaks abgedeckten Bereich, also grob im Bereich 130 – 1000keV. Für dieses Experiment ist dies völlig ausreichend.

#### 4.4.4 Die Energieauflösung des Detektors

Jeder Energiedetektor besitzt eine gewisse, charakteristische Energieauflösung. Verantwortlich dafür sind die Prozesse, die zur Detektion benutzt werden und die i.a. statistischer Natur sind. In einem Szintillationsdetektor wird ausgenutzt, daß ein Elektron im szintillierenden Material die Moleküle des Szintillators anregt. Bei der Abregung werden dann Lichtquanten erzeugt, die mit Photomultipliern detektiert werden. Die Energieauflösung des Detektorsystems wird dabei durch folgende Komponenten bestimmt:

- Die Lichtausbeute im Szintillator, also die Anzahl der erzeugten Lichtquanten pro keV deponierter Energie. Laut Herstellerangaben werden im Mittel 10 Photonen pro keV des Elektrons erzeugt, bei einem MeV als ungefähr 10000 Photonen.
- Die Lichtverluste zwischen dem Entstehungsort der Lichts und dem Erreichen des Photomultipliiers.
- Die Quanteneffizienz der Photomultiplier, also die Wahrscheinlichkeit, mit der ein den Photomultiplier treffendes Lichtquant ein Elektron aus der Photokathode auslöst.
- Die Homogenität des Detektors, d.h. die Ortsabhängigkeit von Lichterzeugung und Transport über die bestrahlte Detektorfläche.
- Die Schwankungen der Verstärkung der Photomultiplier sowie der Ausleseelektronik  $\sigma_{el}$ .

Die ersten drei und der letzte Punkte sind durch die verwendeten Komponenten festgelegt. Die Homogenität des Detektors wurde in Abschnitt 4.4.2 optimiert. Insgesamt setzt sich die Energieauflösung aus einem konstanten, energieunabhängigen Bestandteil  $\sigma_{el}$  und einem energieabhängigen, statistischen Teil  $\sigma_E$  zusammen und zwar gemäß Gl. 4.1.  $\sigma_{el}$  ist durch die Schwankungen der Elektronik gegeben und kann direkt aus der Breite der Pedestals bestimmt werden.  $\sigma_{el}$  wurde in Abschnitt 4.4.1 bestimmt:

Elektronenzweig	6.4keV
Protonenzweig	7.5keV

$\sigma_E$  wird durch die Statistik der Photoelektronen an der Photomultiplierkathode bestimmt, da hier die kleinste Anzahl von Teilchen im gesamten Nachweisprozeß entsteht. Für die mittlere Anzahl  $\bar{N}$  von Photoelektronen, die bei einer Energie  $E$  des einfallenden Elektrons an der Kathode entstehen, gilt:

$$\bar{N} = QE \times V \times g_{MeV} \times E \quad (4.18)$$

wobei  $g_{MeV}$  die mittlere Anzahl von Lichtquanten pro MeV angibt,  $V$  eine Konstante ist, die die mittleren Lichtverluste im Szintillator, im Plexiglas und durch die nicht perfekte optische Ankopplung der Photomultiplier beschreibt, und  $QE$  die Quanteneffizienz<sup>29)</sup> des Photomultipliers ist. Alle diese Prozesse sind statistische Prozesse<sup>30)</sup>, die Breite der Verteilung bei einer festen Energie  $E$  wird durch die Wurzel dieser mittleren Zahl bestimmt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sqrt{\bar{N}}}{\bar{N}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}}. \quad (4.19)$$

Ist die Breite bei einer bestimmten Energie  $E_0$ , so berechnet sich die Breite bei der Energie  $E$  aus

$$\sigma_E = \sigma_{E_0} \sqrt{\frac{E}{E_0}}. \quad (4.20)$$

Die Energieauflösung des Detektors wächst also mit der Wurzel der Energie. Aus Gl. 4.19 folgt eine einfache Formel zur Bestimmung der mittleren Zahl von Photoelektronen an der ersten Dynode<sup>31)</sup>:

$$\bar{N} = \left( \frac{E}{\sigma_E} \right)^2. \quad (4.21)$$

<sup>29)</sup>Bei den verwendeten Photomultipliern der Firma Hamamatsu wird die Quanteneffizienz mit ungefähr 20% angegeben.

<sup>30)</sup>Alle diese Prozesse folgen einer Poisson-Verteilung. Da die Zahl  $N$  der Teilchen, die die Prozesse bestimmt, groß ist ( $\gg 10$ ) kann für die Beschreibung eine Gaußverteilung verwendet werden.

<sup>31)</sup>Die so berechnete Zahl wird normalerweise auf diese Art interpretiert. Dies ist korrekt, wenn nur Daten an einem Punkt des Detektors genommen werden, da die Zahl der Photoelektronen an der ersten Dynode die kleinste vorkommende Zahl ist und daher die Auflösung deutlich dominiert. Bei Betrachtung des gesamten Detektors wird dieses Bild jedoch durch die Inhomogenität des Detektors verzerrt. Die Anzahl der primär erzeugten Photoelektronen scheint kleiner zu werden, obwohl sie für jeden Punkt einzeln groß bleibt. Daher ist diese Zahl bei Betrachtung eines größeren Detektorbereichs keine physikalisch sinnvolle Angabe und kann nur zu Vergleichen verschiedener Detektoren verwendet werden.



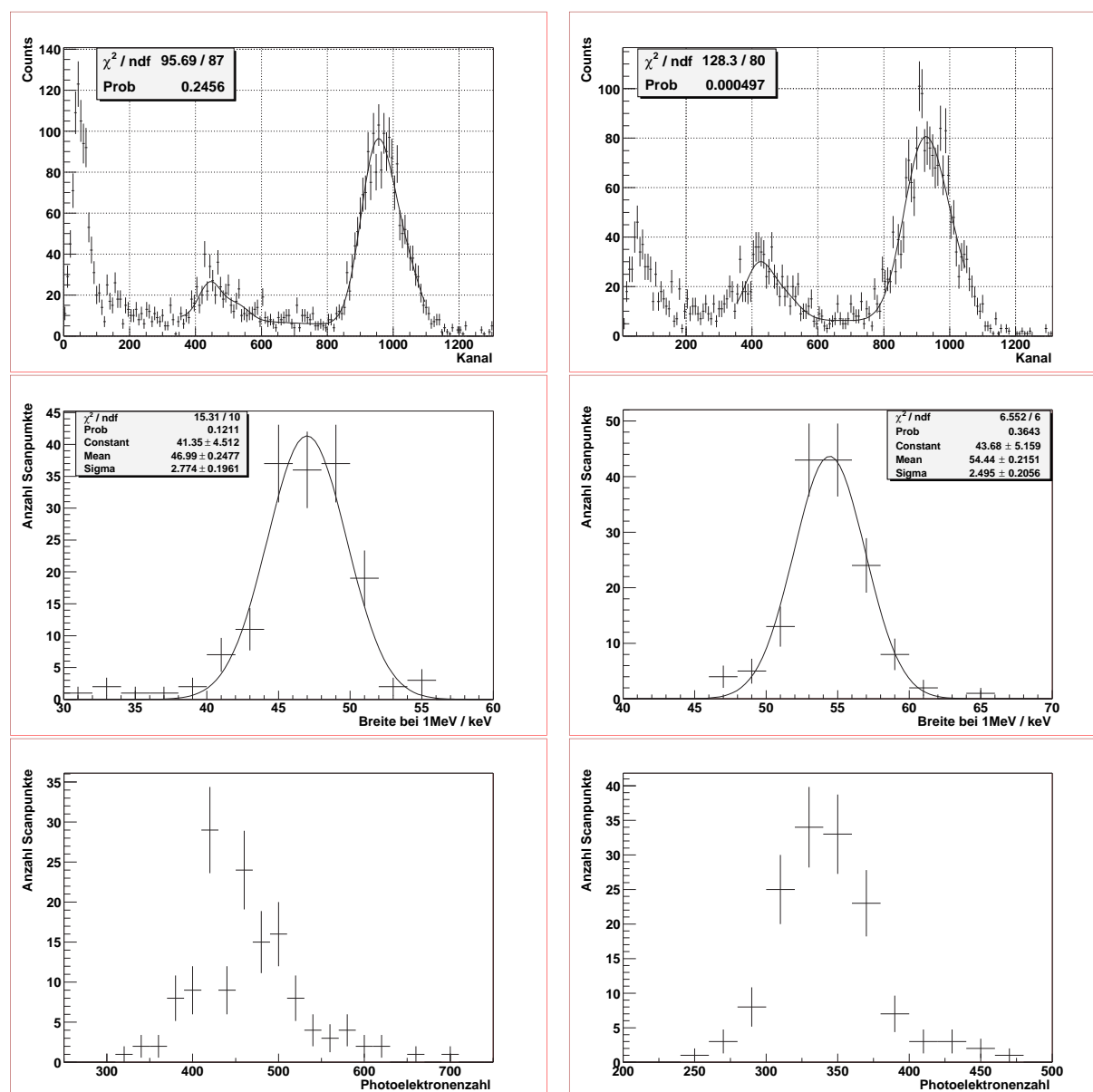


Abbildung 4.12: Einige Ergebnisse zu den Fits an die einzelnen Scanpunkte, links für Detektor 1, rechts für Detektor 2. Ganz oben Fits für je einen einzelnen Punkt in der Detektormitte. In den mittleren Plots die Verteilung der aus den einzelnen Fits erhaltenen Detektorauflösungen bei 1MeV für die einzelnen Scanpunkte. Unten die aus den Auflösungen berechneten Photoelektronenzahlen.

In der Strahlzeit 1997 betrug  $\bar{N}$  ungefähr 70 Photoelektronen bei einer Teilchenenergie von  $E = 1\text{MeV}$  [rei99], obwohl im Szintillator bei dieser Energie ca. 10000 Lichtquanten entstehen. Hauptproblem war das komplizierte Lichtleitersystem, in dem ein großer Teil des Szintillationslichtes verloren ging, sowie die große Inhomogenität des Detektors. In dem hier vorgestellten Experiment wurde ein effizienteres Auslesesystem benutzt. Die Haupteffekte, die in der letzten Messung zu Lichtverlusten geführt haben, sowie die Veränderungen, die am Detektor vorgenommen wurden, um diese Verluste zu reduzieren, sind in [plo00] zusammengestellt. Durch diese Maßnahmen konnte die Lichtausbeute um mehr als den Faktor 7 gegenüber dem vorher verwendeten Detektorsystem gesteigert werden. Die Triggerfunktion (siehe Abschn. 5.1.1) steigt dadurch deutlich steiler an. Dies ist für die Protoneneffizienz des Detektors von großer Bedeutung.

In Abb. 4.12 sind einige Ergebnisse der Fits an einzelne Scanpunkte dargestellt. Es fällt auf, daß der

Fit an Detektor 1 deutlich besser ist als der an Detektor 2. Dies liegt wieder an dem verwendeten, einfachen Untergrundmodell. Die Eichquelle befand sich sehr viel näher an Detektor 2 als an Detektor 1, was zu einem deutlich größeren Raumwinkel für die  $\gamma$ -Quanten führt. Die Erzeugung eines  $\gamma$ -freien Spektrums durch Messung mit und ohne Magnetfeld war in diesem Experiment nicht möglich, da die Verstärkung der Photomultiplier in starkem Maße von dem Magnetfeld beeinflusst wurde<sup>32)</sup>. Dadurch ist der Untergrund unter diesem Spektrum höher und das lineare Untergrundmodell als eine vereinfachende Beschreibung nicht mehr ausreichend. Außerdem müssen die Elektronen, um zu Detektor 2 zu gelangen, die Trägerfolie des Präparates durchdringen, weshalb eine Verzerrung des Spektrums erwartet wird. Im Mittel über den gesamten Detektor ist die Energieauflösung wegen der Inhomogenität schlechter als in einem festen Punkt. Für die mittlere Auflösung bei 1MeV bei Mittelung über die gesamte Detektorfläche ergibt sich durch Fit an die zusammengefaßten Spektren aus den Detektorscans (Abb. 4.9):

Detektor	$\sigma_E$ nach der Kalibration	$\sigma_E$ vor der Kalibration
1	54.7(1.4)keV	64.9(1.4)keV
2	61.0(1.7)keV	73.0(2.7)keV

Es ist eine deutliche Verbesserung in der Energieauflösung durch die Kalibration erkennbar. Dennoch spielt die Inhomogenität für die Energieauflösung noch eine entscheidende Rolle. Für die Detektorfunktion (siehe Abschnitt 5.1) ist die gemittelte Auflösung maßgeblich, da der Neutronenstrahl automatisch über die gesamte von Elektronen getroffene Detektorfläche mittelt.

## 4.5 Das Datenaufnahmesystem

Neben den Detektoren spielt das elektronische Datenerfassungssystem für die Messung eine entscheidende Rolle. Es erkennt, wann ein Ereignis vorliegt, in welchem Detektor es stattfand und ob ein Protonensignal registriert wurde. Anschließend werden alle nötigen Informationen zu dem Ereignis in elektronischer Form abgelegt. Als Schnittstelle zwischen Computer und Spektrometer wurde das CAMAC-System benutzt. Die Schaltungslogik wurde in NIM-Crates realisiert. Ein komplettes Schaltschema für diese Messung findet sich in Anhang C. Hier soll nur eine kurze Beschreibung der wichtigsten Elemente gegeben werden, eine ausführlichere Beschreibung findet sich in [mun01].

Das Signal eines jeden der 12 Photomultiplier wird in einem Linear Fan verdreifacht: zwei dieser drei Signale werden bis zum Eintreffen des Gates verzögert und den QDCs zugeleitet. Das dritte Signal wird auf einen Diskriminator geführt, der bei einem ausreichend hohen Eingangssignal ein NIM-Signal an die Schaltungslogik weitergibt. Die Elektronik erkennt dann ein gültiges Startsignal, wenn mindestens zwei der sechs Photomultiplier eines Detektors gleichzeitig angesprochen haben<sup>33)</sup>. Dies unterdrückt niederenergetische Signale und das Rauschen einzelner Photomultiplier („dark current“). Ist ein Startsignal erkannt, so wird, unabhängig vom Detektor, der getriggert wurde, ein Gate von 300ns Länge auf alle 12 QDCs für die Startsignale gegeben. Auf diese Weise ist auch bei Rückstreueignissen, bei denen einer der Detektoren nicht triggerte, die vollständige Energieinformation vorhanden.

Ein Startsignal von Detektor 1 startet außerdem einen TDC, der bei Rückstreueignissen die Laufzeit der Elektronen zwischen beiden Detektoren bestimmt. Ein Signal in Detektor 2 stoppt diesen TDC. Das Signal von Detektor 2 ist dabei gegenüber dem von Detektor 1 um 60ns verzögert. Es ergeben sich drei Fälle:

- *nur ein Signal in Detektor 1.* In diesem Fall wird der TDC nicht gestoppt und liefert als Wert die höchste Kanalzahl zurück.

<sup>32)</sup>Diese Methode nutzt die unterschiedlichen Verhältnisse zwischen Elektronen- und  $\gamma$ -Signalen, um die Elektronensignale zu extrahieren [bae96, rei99]. Die Methode ist auch in den vergangenen Experimenten nur näherungsweise exakt, da das unterschiedliche Ausleuchten des Detektors durch die Elektronen aufgrund der Detektorinhomogenität das Elektronensignal verändert.

<sup>33)</sup>Gleichzeitig bedeutet hier in einem Abstand von weniger als 20ns.

- *nur ein Signal in Detektor 2.* In diesem Fall wird der TDC nicht gestartet und liefert als Wert Kanal 0 zurück.
- *beide Detektoren erhalten ein Signal.* Das Ereignis wird als Rückstreueignis erkannt, es ergibt sich eine „Kamelhöckerkurve“, wie sie in Abschnitt 5.8 dargestellt ist.

Neben dem TDC werden zur Kontrolle auch Bits in Ereignislatches gesetzt, die für jedes Ereignis bestimmen, welcher Detektor angesprochen hat und welcher zuerst angesprochen hat. Hier wird auch vermerkt, welchem Detektor ein eventuelles Stoppsignal registriert wurde.

Bei Erkennung eines Startsignals wird die Elektronik für weitere Startsignale gesperrt und nach 300ns die Schaltungslogik zur Erkennung eines Stoppsignals freigegeben. Dieser zeitliche Abstand verhindert Stops durch Rückstreueignisse und Doppelpulse der Triggerelektronik. Mit Öffnung des Zeitfensters wird ein weiterer TDC gestartet, der den Abstand zwischen Start- und Stoppsignal mißt.

Während der Datennahme wurde die Schaltungslogik für Stoppsignale derart geändert, daß zum Stoppen bereits das Signal eines einzelnen Photomultipliers ausreichte. Der Sinn dieser Vorrichtung war, die Triggerschwelle für die niederenergetischen Protonensignale zu senken und damit die Effizienz für den Protonennachweis zu erhöhen. Für zukünftige Messungen wird von diesem Schritt dringend abgeraten, da dies zu den in Abschnitt 5.10.3 ausführlich beschriebenen Nachpulsen führte. Diese Änderung der Triggerlogik wurde nach Entdeckung der Nachpulse für den zweiten Teil der Messung aufgehoben<sup>34)</sup>.

Wird innerhalb von  $58\mu\text{s}$  nach dem Start- ein Stoppsignal registriert, so wird der TDC gestoppt und die QDCs des Stoppsignals über ein 300ns-Gate integriert. Wird kein Stop erkannt, so wird nach  $58\mu\text{s}$  ein Stop von der Elektronik geliefert, um die Wartezeit zu beenden. Auch in diesem Fall wird der TDC gestoppt und die QDCs integriert.

Bei jedem zehnten Ereignis wird  $130\mu\text{s}$  – dies entspricht der Auslesezeit aller für ein Ereignis nötigen Module – nach dem Startsignal das Zeitfenster erneut für  $28\mu\text{s}$  geöffnet. Nach dieser langen Zeit besteht keine zeitliche Korrelation zwischen Start- und Stoppsignal mehr, und die zufälligen Koinzidenzen können gemessen werden.

Insgesamt ergibt sich eine Totzeit von  $130\mu\text{s}$  pro Ereignis ohne und  $230\mu\text{s}$  mit Messung der zufälligen Koinzidenzen. Zur Reduzierung der Totzeit wurden die QDCs für die Startsignale bereits während der Wartezeit auf das Stoppsignal ausgelesen und die zufälligen Koinzidenzen nur bei jedem 10. Ereignis mitgemessen. Zur Bestimmung von Tot- und Bereitzeit<sup>35)</sup> wurde eine 1-MHz-Clock verwendet.

Insgesamt bestand ein Ereignis aus

- 12 QDC-Werten des Startsignals,
- 12 QDC-Werten des Stoppsignals,
- 1 TDC-Wert für ein eventuelles Rückstreueignis,
- 1 TDC-Wert für ein eventuelles Stoppsignal,
- 1 Eventlatch, in dem markiert wird, welcher Detektor überhaupt getriggert hat, welcher Detektor zuerst getriggert hat und in welchem Detektor ein Stoppsignal registriert wurde (falls dies der Fall war).

Für die Messung der zufälligen Koinzidenzen wurde ein Extraereignis abgespeichert, das entsprechend markiert wurde.

<sup>34)</sup> Aufgrund der Instabilität der Hochspannung an den Tagen mit Hochspannung und veränderter Ausleseelektronik sind diese Daten nicht in der Analyse verwertbar.

<sup>35)</sup> Als Bereitzeit wird hier die Zeit bezeichnet, in der die Elektronik auf ein Ereignis wartet. Totzeit ist die Zeit, in der sie durch die Verarbeitung eines Ereignisses nicht auf ein neues Signal reagieren kann.



# Kapitel 5

## Die Messung der Asymmetrien

Nachdem in den vorangegangenen Kapitel die theoretischen (Abschnitt 2 und 3) und technischen (Abschnitt 4) Details des Experimentes vorgestellt wurden, beschreibt dieses Kapitel die Ergebnisse der Messung. Als erstes wird die sogenannte Detektorfunktion aufgestellt, die aufgrund der Detektoreigenschaften die theoretischen Spektren an die meßbaren anpaßt, indem die Energieauflösung, die Energie-Kanal-Beziehung und die Triggerschwelle des realen Detektors integriert werden. Anschließend werden alle bekannten im Experiment auftretenden Fehlerquellen beschrieben und ihre Größe bestimmt. Am Ende des Kapitels werden dann die Endwerte für die Asymmetrien angegeben, die sich aus diesem Experiment ergeben.

### 5.1 Die Detektorfunktion

Die in Kapitel 3 beschriebenen Spektren sind theoretische Beschreibungen und unabhängig vom verwendeten Detektorsystem. Bei einer realen Messung werden die Signale durch einen Detektor erfaßt und durch ein Datenauslesesystem verarbeitet. Die Form der Spektren ändert sich dabei durch

- die Nachweisschwelle. Unterhalb einer gewissen Mindestenergie, die im Detektor deponiert wird, erkennt die Elektronik nicht, daß ein Ereignis vorliegt, und es erfolgt keine Datenerfassung. Diese Nachweis- oder Triggerschwelle  $T(E_e)$  ist im vorgestellten Experiment leicht meßbar (siehe Abschnitt 5.1.1).
- die Energie-Kanal-Beziehung. Die dazu nötigen Parameter Pedestal, Energieoffset und Gain wurden in Abschnitt 4.4.3 bestimmt.
- die Energieauflösung (siehe Abschnitt 4.4.4).

Im vorgestellten Experiment können die zur Beschreibung des Einflusses des Detektors auf die Spektren benötigten Parameter direkt bestimmt und somit die Form der gemessenen Spektren beschrieben werden. Den Zusammenhang zwischen den theoretischen Spektren und den real gemessenen beschreibt die sogenannte Detektorfunktion, die alle Einflüsse des Detektors zusammenfaßt. Sie wird in Abschnitt 5.1.2 angegeben.

#### 5.1.1 Die Triggerfunktion

Ist die Energie eines einfallenden Teilchens klein, so wird das Teilchen mit einer gewissen, energieabhängigen Wahrscheinlichkeit von der Ausleseelektronik nicht erkannt. Die Funktion, die die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie angibt, heißt Triggerfunktion<sup>1)</sup>. Sie spielt in diesem Experiment aus zwei Gründen eine wichtige Rolle:

---

<sup>1)</sup>Einen Trigger ist das Ansprechen der Elektronik aufgrund eines im Detektor registrierten Signals.

- Unterhalb der Schwelle, ab der jedes Ereignis von der Elektronik erkannt wird, werden die gemessenen Spektren verzerrt, da nicht alle (oder sogar gar kein) Elektronen in diesem Bereich als Ereignis erkannt werden. Um die Spektren korrekt anfitzen zu können, muß der Verlauf der Triggerfunktion bekannt sein.
- Durch den indirekten Nachweis der Protonen durch Sekundärelektronen liegt der Mittelwert der Energiesignale der Protonen bei ca. 70keV<sup>2)</sup>. Die Schwelle sollte daher möglichst niedrig sein, um eine hohe Nachweiseffizienz für Protonen zu erreichen.

Die Triggerfunktion ist bei PERKEO auf eine einfache Art bestimmbar: Wird ein Elektron aus einem Detektor rückgestreut, so ist seine Energie nicht verloren. Entweder wird es am magnetischen Feld des Spektrometers oder am elektrischen Feld der Folie reflektiert und in den gleichen Detektor zurückgespiegelt oder aber es wird durch das Magnetfeld zum gegenüberliegenden Detektor geführt und deponiert dort seine verbleibende Energie<sup>3)</sup>. Es wird registriert, welcher Detektor zuerst und welche Detektoren überhaupt angesprochen haben. Werden nun alle Ereignisse betrachtet, bei denen Detektor 1 zuerst getriggert hat und ein bestimmter Kanal  $K$  in Detektor 2 gefüllt wurde, können zwei Fälle unterschieden werden:

1. Detektor 2 hat ebenfalls getriggert (nach Detektor 1), Zählrate  $N_{D_1 \wedge D_2}(K)$ .
2. Detektor 2 hat nicht getriggert, Zählrate  $N_{D_1 \wedge \overline{D_2}}(K)$ .

Für die Ansprechwahrscheinlichkeit oder Triggereffizienz  $T(K)$  im Kanal  $K$  gilt dann

$$T(K) = \frac{N_{D_1 \wedge D_2}(K)}{N_{D_1 \wedge \overline{D_2}}(K) + N_{D_1 \wedge D_2}(K)}. \quad (5.1)$$

Die Funktionen, die sich für die beiden Detektoren in diesem Experiment ergeben, sind in Abb. 5.1 dargestellt<sup>4)</sup>. Die Triggerfunktionen werden in Abhängigkeit der gemessenen Kanäle angegeben, da sie auch in dieser Form in die Detektorfunktion eingehen. Zur Umrechnung in Energien können die Formeln aus Abschnitt 4.4.3 benutzt werden. Bei Detektor 1 ist die Schwelle deutlich niedriger als bei Detektor 2<sup>5)</sup>, beide Detektoren erreichen aber eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% ab einer Energie von ca. 200keV (Kanal 150). Durch einen Einbruch der Verstärkung eines Photomultipliers des Detektors 2 zu Beginn der Strahlzeit<sup>6)</sup>, der erst nach einigen Tagen bemerkt wurde, entstehen bei diesem Detektor zwei Bereiche unterschiedlicher Triggereffizienz: vor und nach der Nachregelung. Der Unterschied zwischen diesen beiden Bereichen ist ebenfalls in Abb. 5.1 zu sehen. Da der Energieinhalt des Photomultipliers durch Anpassung der Kalibrationskonstanten korrigiert wurde, sind die Daten vollständig verwendbar, in dem Bereich, in dem die Triggereffizienz bei 1 liegt, sogar ohne eine getrennt Betrachtung der Daten. Es ist auch möglich, eine über die gesamte Zeit gemittelte Triggerfunktion anzugeben, da sie stets mitgemessen wird und daher im Falle verschiedener Effizienzen automatisch richtig gemittelt wird. Da eventuelle Schwankungen des Detektors direkt ausgeglichen werden, ist dies eine gute Näherung zur Betrachtung des Detektors.

<sup>2)</sup>Das entspricht einer mittleren Elektronenausbeute von 3 – 4 Elektronen pro Proton, siehe Abschnitt 4.3.

<sup>3)</sup>Die Elektronen können den Szintillator nicht völlig durchfliegen und durch Austritt auf der Rückseite verloren gehen, da die Dicke des Szintillators mit 5mm ausreichend dimensioniert wurde, um auch Elektronen mit mehr als 1MeV vollständig zu stoppen.

<sup>4)</sup>Unterhalb von 20keV kann die Triggerfunktion prinzipiell nicht durch rückgestreute Elektronen gemessen werden, da diese das elektrische Feld der Folie nicht mehr durchdringen können. In diesem Bereich können allerdings zufällige Koinzidenzen mit Untergrundereignissen genutzt werden.

<sup>5)</sup>Der Szintillator vor Detektor 2 war bereits einmal benutzt worden, während der vor Detektor 1 gerade erst geliefert worden war. Die unterschiedliche Effizienz liegt daher wahrscheinlich an Abnutzungserscheinungen des 2. Szintillators durch Putzen und das bereits einmalig erfolgte Ankoppeln der Photomultiplier.

<sup>6)</sup>Der Einbruch kam durch einen Überschlag der Hochspannung zustande.

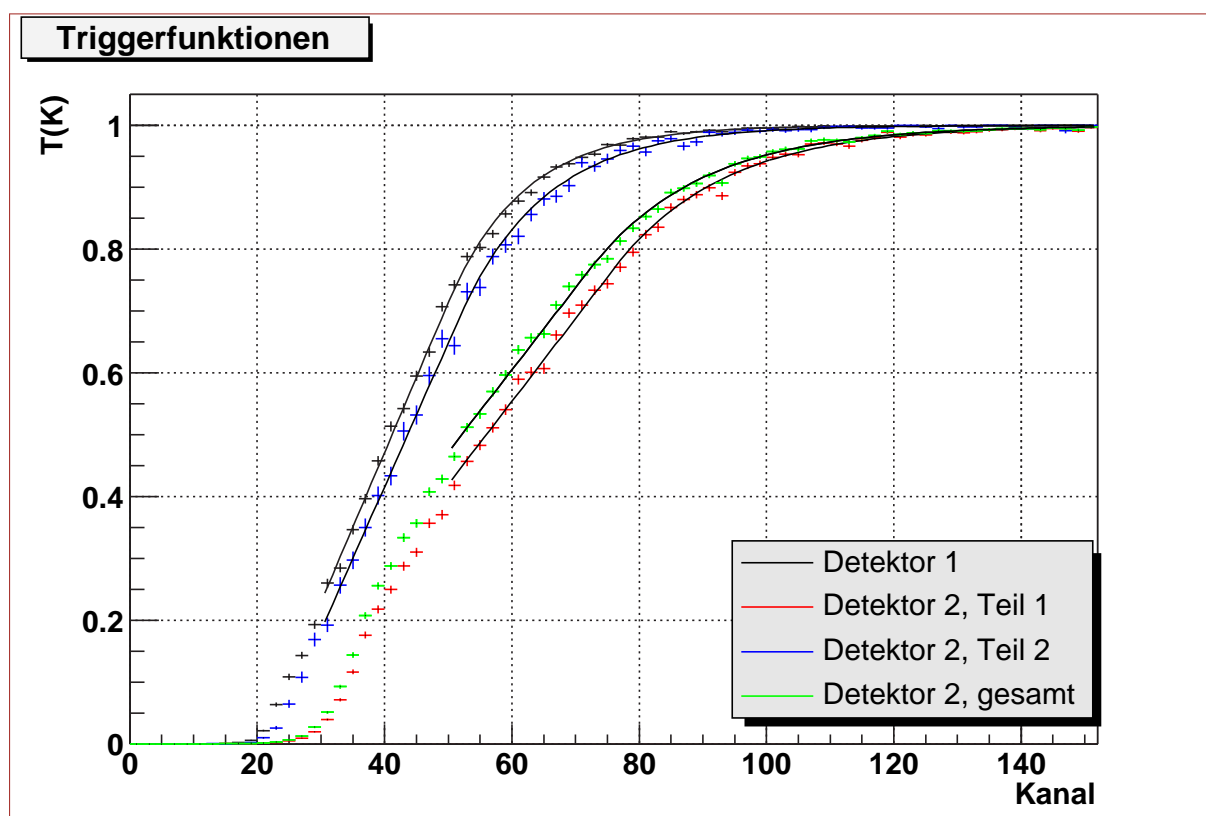


Abbildung 5.1: Die Triggerfunktionen der beiden Detektoren. Detektor 1 ist effizienter als Detektor 2. Die Verstärkung eines Photomultipliers bei Detektor 2 war im ersten Teil der Messung zusammengebrochen. Daher müssen hier zwei verschiedene Triggerfunktionen verwendet werden. Oberhalb von Kanal 150 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten in jedem Fall 100%. Die Umrechnung der Kanäle in Energien erfolgt über die Gl. 4.17 in Abschn. 4.4.3.

Die Triggerfunktion kann z.B. auf die folgende Art parametrisiert werden:

$$T(K) = \begin{cases} 0. & K < -\frac{c}{b} \\ bK + c & -\frac{c}{b} \leq K < a \\ 1. - (1 - ab - c) \exp\left(\frac{b(a-K)}{1-ab-c}\right) & K \geq a \end{cases} \quad (5.2)$$

mit den drei Parametern  $a$ ,  $b$  und  $c$ . Für die Parameter ergibt sich:

	$a$ / Kanäle	$b$ / 1/Kanäle	$c$	Fitbereich (Kanäle)
Detektor 1	50.0(4)	0.0242(4)	-0.50(1)	30 – 200
Detektor 2, Teil 1	76.0(7)	0.0134(3)	-0.25(2)	50 – 200
Detektor 2, Teil 2	51.7(8)	0.0232(6)	-0.51(2)	30 – 200
Detektor 2, gesamt	72.2(8)	0.0133(3)	-0.19(2)	50 – 200

Da die Triggerfunktionen nur außerhalb der gewählten Fitbereiche (siehe Abschnitt 5.13) kleiner als 1 sind, spielen sie in dieser Messung nur für die Kontrollfits an die Spektren eine Rolle.

### 5.1.2 Die vollständige Detektorfunktion

Sei  $S(E)$  ein theoretisches Spektrum aus Kapitel 3 in Abhängigkeit von der Elektronenenergie  $E$ , dann gilt für das gemessene Spektrum  $\tilde{S}(K)$  eines hier verwendeten Detektors in Abhängigkeit vom Kanal  $K$ :

$$\tilde{S}(K) = T(K) \int_0^{\infty} S(\tilde{E}) f(\tilde{E}, E(K)) d\tilde{E} \quad (5.3)$$

mit

$$E(K) = g(K - P) + E_0 \quad (5.4)$$

und

$$f(\tilde{E}, E(K)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\tilde{E}}} \exp\left(-\frac{(\tilde{E} - E)^2}{2\sigma_{\tilde{E}}^2}\right) \quad (5.5)$$

mit

$$\sigma_E = \sigma(E) \oplus \sigma_{\text{el}} = \sqrt{(\sigma(E))^2 + \sigma_{\text{el}}^2} \quad (5.6)$$

Dabei sind  $g$  das Gain,  $P$  das Pedestal<sup>7)</sup>,  $E_0$  der Energieoffset und  $\sigma_E$  die Energieauflösung des Detektors bei der Energie  $E$ . Die meisten verwendeten Parameter wurden in Kapitel 4 bereits bestimmt. Gl. 5.4 beschreibt den Energieoffset und die Verstärkung, Gl. 5.5 die Verbreiterung des Spektrums durch die endliche Energieauflösung. Mit Hilfe dieser Funktion wird der Einfluß des Detektors auf die Spektren sehr gut beschrieben.

Zur Bestimmung der eigentlichen Fitfunktion wird das Integral durch eine Summe angenähert:

$$\tilde{S}(K) = T(K) \sum_{\tilde{E}=0\text{keV}}^{E_{\text{max}}} S(\tilde{E}) f(\tilde{E}, E) \quad (5.7)$$

Es genügt, die Summe dem jeweiligen Binning anzupassen und nur über die Zentren der Bins zu summieren. Da  $S(\tilde{E}) = 0$  ist für  $\tilde{E} > E_0 = 782\text{keV}$ , kann die Summe oberhalb dieses Wertes ohne Informationsverlust abgeschnitten werden. Die Detektorfunktion in der hier vorgestellten Form ist nicht normiert, d.h. sie ändert die Zählrate in einem Spektrum. Die Änderung der theoretischen Spektren durch die Detektorfunktion ist in der Fitfunktion direkt berücksichtigt und führt nicht zu einer nachträglichen Korrektur.

Die Auswirkungen der Detektorfunktion auf den Fehler der Meßwerte sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. Die induzierten Fehler sind in den meisten Fällen größer als 1%. Bei der angestrebten Meßmethode für Elektron und Proton im gleichen Halbraum verschwindet der Fehler aufgrund der Detektorfunktion jedoch vollständig. Dies liegt daran, daß der Verlauf der Fitfunktion sehr flach ist und nur eine geringe Energieabhängigkeit zeigt (vergleiche Abb. 3.5).

Die Fehler auf den Gain und auf den Energieoffset rühren zum großen Teil aus theoretischen Unsicherheiten her (siehe Kap. 4). In einer neuen Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  kann die Detektorfunktion besser bestimmt werden, da

- die Eichquellen *trägerfrei* sein werden, also auf dünnen Kohlenstofffolien angebracht sein werden und

<sup>7)</sup>Das Pedestal wurde bei der Datenanalyse auf Kanal Null verschoben und wird hier nur der Vollständigkeit wegen in die Formel aufgenommen (siehe Abschnitt 4.4.1).



Meßwert	Fehler / %	Meßwert	Fehler / %
B, gleicher HR	0.01	B, gleicher HR	0.03(0.05)
B, entgegengesetzter HR	1.5	B, entgegengesetzter HR	1.3(2.7)
B, aus Protonenasymmetrie	1.3	B, aus Protonenasymmetrie	1.1(2.3)
C	1.5	C	1.4(2.7)
A	0.25	A mit Koinzidenz	0.13(0.26)

Tabelle 5.1: Die Fehler aufgrund des Gains (links) und des Energieoffsets (rechts) für die meßbaren Asymmetrien in den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). Die Werte in Klammern sind von Detektor 1 abweichende Werte für Detektor 2.

- die *Scanvorrichtung* aufgrund der gewonnenen Erfahrungen derart verbessert wurde, daß ein Scan des Detektors ohne Brechen des Vakuums und zu einem beliebigen Zeitpunkt während der Messung möglich ist.

Dennoch wird die Detektorfunktion für die zwei alternativen Meßmethoden der Neutrinoasymmetrie limitierend bleiben. Es bietet sich allerdings bei der zu erreichenden Genauigkeit die Möglichkeit, einen Konsistenzcheck durch Vergleich aller Meßwerte miteinander durchzuführen und so systematische Fehlerquellen weiter einzuschränken.

Die verbesserten Verfahren zur Bestimmung der Detektorfunktion kommen auch der zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit stattfindenden Messung der Betaasymmetrie  $A$  zugute, da die hier angestrebte Genauigkeit im Bereich der bisherigen Fehler durch die Detektorfunktion liegt.

## 5.2 Die Polarisation des Neutronenstrahls

Da die Asymmetrien in Relation zum Spin des Neutrons bestimmt werden, hat der genaue Grad der Polarisation einen großen Einfluß auf das Ergebnis. Nach einer Einführung in den Formalismus, mit dessen Hilfe die Polarisation beschrieben werden kann, wird ihr Einfluß auf die Spektren und die Meßwerte im darauffolgenden Abschnitt (5.2.2) beschrieben. Zur Bestimmung der Polarisation (Abschn. 5.2.4) wurde erstmals die Methode der gekreuzten Polarisatoren verwendet, die in Abschnitt 5.2.3 vorgestellt wird.

### 5.2.1 Formalismus zur Beschreibung der Polarisation

Besteht ein Neutronenstrahl aus  $N_{\text{up}}$  Neutronen mit Spin up und  $N_{\text{down}}$  Neutronen mit Spin down, so ist sein Polarisationsgrad definiert als

$$P = \frac{N_{\text{up}} - N_{\text{down}}}{N_{\text{up}} + N_{\text{down}}}. \quad (5.8)$$

Um den Einfluß der Polarisation und der Spinflippeffizienz auf die Meßdaten zu verstehen, ist es am einfachsten, den Neutronenstrahl durch einen Vektor und die die Polarisation beeinflussenden Geräte durch Matrizen zu beschreiben [ser95]. Ein unpolarisierter Neutronenstrahl, wie er nach dem Neutronenleiter in guter Näherung vorliegt vorliegt<sup>8)</sup>, wird durch einen zweidimensionalen Vektor dargestellt. Jede Komponente entspricht dabei dem Fluß einer Spinrichtung:

$$\mathbf{n}_0 = n_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

<sup>8)</sup>Der genaue Wert einer eventuellen Polarisation durch den Neutronenleiter auf sehr niedrigem Niveau wurde noch nicht vermessen und spielt für diese Messung auch keine Rolle.

Ein Polarisator wird durch eine  $2 \times 2$ -Matrix repräsentiert<sup>9)</sup>:

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1+p & 0 \\ 0 & 1-p \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

mit der Polarisierungseffizienz  $p$ . Ein unpolarisierter Strahl hat nach dem Polarisator die Polarisation  $p$ . Analog ergibt sich für den Spinflipper mit der Flippeffizienz  $f$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 1-f & f \\ f & 1-f \end{pmatrix}. \quad (5.11)$$

Wegen der Definition der Polarisation muß dabei zwischen zwei Zahlenwerten unterschieden werden:

- Die Flippeffizienz  $f$ , die als Parameter in der Flippmatrix vorkommt und die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der der Spin eines Neutrons geflippt wird.
- Die Flippereffizienz  $F = 2f - 1$ , die die Auswirkungen des Flippers auf die Polarisation beschreibt.

So liefert beispielsweise eine Flippeffizienz von  $f = 0.99$ , angewandt auf einen perfekt polarisierten Strahl, eine Polarisation von  $P = (2f - 1) = 0.98$  bei eingeschaltetem Flipper<sup>10)</sup>.

Ein Neutronendetektor am Ende des Strahlgangs wird ebenfalls durch einen Vektor dargestellt, der die beiden Komponenten addiert:

$$\mathbf{D} = \epsilon \begin{pmatrix} 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.12)$$

$\epsilon$  ist dabei die Effizienz des Neutronendetektors. In dem vorgestellten Formalismus wird die Summe der Neutronen beider Spinrichtungen konstant gehalten. Im Fall des Polarisators ist dies physikalisch nicht korrekt, da er einen großen Teil der Neutronen aus dem Strahl entfernt. Für die Messung der Polarisation ist aber nur der Einfluß des Spinflippers maßgeblich, der den realen Fluß nicht ändert, sondern nur die Aufteilung des Flusses auf die beiden Spinrichtungen<sup>11)</sup>. Das Verhältnis der beiden Spinkomponenten zueinander, die im realen Experiment vorliegt, wird korrekt wiedergegeben.

Bei der Messung eines Spektrums an einem realen Strahl liegt stets eine Mischung aus Neutronen beider Spinrichtungen vor, da weder Polarisator noch Spinflipper ideal arbeiten. Für die einzelnen Komponenten gilt:

$$\mathbf{n} = \begin{cases} \mathbf{P}\mathbf{n}_0 = n_0 \begin{pmatrix} 1+p \\ 1-p \end{pmatrix} & \text{für Flipper Off} \\ \mathbf{F}\mathbf{P}\mathbf{n}_0 = n_0 \begin{pmatrix} 1-p(2f-1) \\ 1+p(2f-1) \end{pmatrix} & \text{für Flipper On} \end{cases} \quad (5.13)$$

Die in diesem Experiment gemessenen Werte für  $p$  und  $f$  werden in Abschnitt 5.2.4 angegeben.

## 5.2.2 Der Einfluß von Polarisation und Spinflippeffizienz auf die gemessenen Spektren und Asymmetrien

Die Mischung der beiden Spinkomponenten in einem realen Strahl hat Auswirkungen auf die Spektren, die in dem Experiment gemessen werden. Im Vergleich zu den theoretischen Spektren aus Kapitel 3

<sup>9)</sup>Die Nicht-Diagonalelemente dieser Matrix können zur Beschreibung von Depolarisationseffekten benutzt werden. Da diese Effekte bei dieser Messung lediglich als Änderung in der Polarisation sichtbar und nicht explizit meßbar sind, wird auf diese zusätzliche Komplikation der Formeln verzichtet.

<sup>10)</sup>In [ser95] wird für die Flippeffizienz  $f = 1 - \epsilon$  benutzt, was zu einer Flippereffizienz von  $F = 1 - 2\epsilon$  führt.

<sup>11)</sup>Die Streuverluste am Flipper können hierbei vernachlässigt werden, da sie bei ein- und ausgeschaltetem Flipper gleichermaßen auftreten.

liegen stets Mischspektren vor. Die Mischung ist umso stärker, je schlechter der Polarisator und der Spinflipper arbeiten. Seien nun  $N_1 = N_1(E_e)$  und  $N_2 = N_2(E_e)$  die Spektren zu einem ideal polarisierten bzw. ideal polarisierten und geflippten Strahl, dann gilt für die ideale Asymmetrie, die durch diese Spektren definiert wird:

$$\frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = g(E_e). \quad (5.14)$$

$g(E_e)$  ist dabei eine der Asymmetriefunktionen die in Kapitel 3 vorgestellt wurden. Wie oben beschrieben, ergibt eine Messung anstelle der idealen Spektren im realen Fall stets die gemischten Spektren  $N_{\text{off}}$  und  $N_{\text{on}}$ , je nachdem, ob der Flipper an- oder ausgeschaltet ist:

$$N_{\text{off}} = (1 + p) N_1 + (1 - p) N_2 \quad (5.15)$$

$$N_{\text{on}} = (1 - p(2f - 1)) N_1 + (1 + p(2f - 1)) N_2. \quad (5.16)$$

Für den zweiten Detektor müssen in diesen Formeln  $N_1$  und  $N_2$  vertauscht werden. Die – wie im Idealfall untergrundfreie – Differenz dieser Spektren ergibt sich daraus wie folgt:

$$D_1 = N_{\text{off}} - N_{\text{on}} = 2fp(N_1 - N_2), \quad (5.17)$$

bzw. für den zweiten Detektor

$$D_2 = N_{\text{on}} - N_{\text{off}} = 2fp(N_1 - N_2). \quad (5.18)$$

Das Differenzspektrum wird also lediglich um die Werte der Polarisation und der Flippeffizienz skaliert und nicht energieabhängig verzerrt. Seine Form wird daher durch die theoretische Kurve bis auf einen zusätzlichen Normierungsfaktor exakt beschrieben, es findet keine wirklich Vermischung der Spektren statt.

Für das Summenspektrum ist das Ergebnis komplizierter, da hier die Spektren anders vermischt werden:

$$S = N_{\text{off}} + N_{\text{on}} \quad (5.19)$$

$$= 2(N_1 + N_2) \pm 2p(1 - f)(N_1 - N_2) \quad (5.20)$$

$$= 2[1 \pm p(1 - f)g(E_e)](N_1 + N_2). \quad (5.21)$$

Dabei gilt das Pluszeichen für den ersten und das Minuszeichen für den zweiten Detektor. Da im Fall der Neutrinoasymmetrie  $B$  die Funktion  $|g(E_e)|$  Werte in der Größenordnung von 1 annimmt, gilt für die Verformung des Summenspektrums bei Einsetzung der gemessenen Werte für  $f$  und  $p$ :

$$|p(1 - f)g(E_e)| \lesssim 0.006 \quad (5.22)$$

Die Verformung ist daher i.a. nicht vernachlässigbar, insbesondere, für die Messung in verschiedenen Halbräumen, bei der  $g(E_e)$  eine starke Energieabhängigkeit aufweist. Analog gilt für die experimentelle Asymmetrie der beiden Detektoren eine modifizierte funktionale Abhängigkeit, um die Vermischung durch die nicht ideale Polarisation zu berücksichtigen:

$$\text{Asym}_{\text{exp}}(E_e) = \frac{D}{S} \quad (5.23)$$

$$= \frac{fp}{1 \pm p(1 - f)g(E_e)} g(E_e) \quad (5.24)$$

$$= \frac{fp(N_1 - N_2)}{(N_1 + N_2) \pm p(1 - f)(N_1 - N_2)}. \quad (5.25)$$

Erneut gelten die verschiedenen Vorzeichen für die beiden Detektoren. Ist

$$|g(E_e)| \ll 1 \text{ bzw. } |N_1 - N_2| \ll N_1 + N_2, \quad (5.26)$$

so skaliert die Asymmetrie näherungsweise linear mit  $f$  und  $p$ , z.B. im Fall der Elektronenasymmetrie  $A$ . Im allgemeinen Fall, und insbesondere bei der Neutrinoasymmetrie  $B$ , muß jedoch der vollständige Zusammenhang betrachtet werden.

### 5.2.3 Die Methode der gekreuzten Polarisatoren

Die Polarisation eines Neutronenstrahls erfolgt normalerweise mit Hilfe von Supermirror-Polarisatoren. Die reflektierenden Wände eines solchen Polarisators bestehen aus vielen einzelnen Schichten, die durch ein äußeres Magnetfeld magnetisiert werden. Aufgrund des magnetischen Moments der Neutronen entsteht dann an den Schichten ein zusätzliches Potential, das je nach Orientierung des Spins anziehend oder abstoßend ist. Im Idealfall kompensiert das anziehende Potential gerade das Kernpotential der Supermirrors, so daß die zugehörigen Neutronen den Spiegel ungehindert durchdringen, während die Neutronen der anderen Spinkomponente reflektiert werden. Unter dem Supermirror befindet sich eine Neutronenabsorbierende Schicht aus Gadolinium, die die Neutronen der nicht reflektierten Spinkomponente entfernt. Die Eigenschaften eines solchen Supermirrors sind gut bekannt:

#### Supermirror-Polarisator

Vorteile	Nachteile
zeitlich konstant hohe Neutronen-Transmission (ca. 20%) hohe Polarisation ( $\bar{p} > 98\%$ ) einfache Handhabung	wellenlängenabhängig ortsabhängig (winkelabhängig) Depolarisation

Aufgrund dieser Eigenschaften haben sich die Supermirror-Polarisatoren seit Jahren zur Polarisation von Neutronenstrahlen bewährt. Problematisch ist jedoch eine genaue Analyse der Polarisation, da diese inhomogen über ein inhomogenes Zerfallsvolumen verteilt ist. Die Polarisation in Abhängigkeit des Ortes im Zerfallsvolumen zeigt Abb. 5.6. Die Polarisation variiert über das Zerfallsvolumen systematisch um mehr als 2%. Im statistisch relevanten Teil des Spektrum (unterhalb von  $12\text{\AA}$ ) ändert sich die Polarisation um ca. 10% (Abb. 5.7 links). Die auftretende Depolarisation ist unkritisch, sofern der Supermirror als Polarisator genutzt wird. Als Analysator jedoch führt sie zu einer systematischen Überschätzung der Analysierstärke.

Zur Analyse der Polarisation wurde in den vergangenen Jahren die Methode mit polarisiertem  $^3\text{He}$  entwickelt [hei95, zim99, zim99b]. Polarisiertes  $^3\text{He}$  absorbiert die Neutronen einer Spinkomponente und läßt die andere Spinkomponente passieren. Je nach Druck und Polarisationsgrad des verwendeten  $^3\text{He}$  besitzen diese Analysatoren eine Analysierstärke von 100% für einen bestimmten Wellenlängenbereich. Für kürzere Wellenlängen ist die Absorption der einen Komponente nicht 100%, für längere Wellenlängen ist die Transmission der transmittierten Komponente so klein, daß statistisch keine Aussage mehr möglich ist<sup>12)</sup>. Durch die Kombination mehrerer Zellen kann der gesamte Wellenlängenbereich der Neutronen vermessen werden.

#### $^3\text{He}$ -Polarisatoren

Vorteile	Nachteile
winkelunabhängig hohe Polarisation (bis zu 100%) keine Depolarisation	zeitlich nicht konstant starke Wellenlängenabhängigkeit schlechte Transmission ( $< 1\%$ )

Ein Beispiel für die Analyse der Polarisation mit Hilfe von  $^3\text{He}$  zeigt Abb. 5.3. Der Analysebereich reicht von ca.  $7.5\text{\AA}$  bis  $10\text{\AA}$ .

Aufgrund eines unvorhersehbaren technischen Defektes stand zur Analyse der Polarisation für das vorgestellte Experiment kein polarisiertes  $^3\text{He}$  zur Verfügung. Stattdessen wurde eine neue Methode entwickelt, die sich als außerordentlich erfolgreich erwies: die Methode der gekreuzten Polarisatoren. Dazu

<sup>12)</sup>Der maximale Polarisationsgrad für  $^3\text{He}$  liegt derzeit bei ca. 70%. Daher wird auch ein Teil der zu transmittierenden Komponente absorbiert.

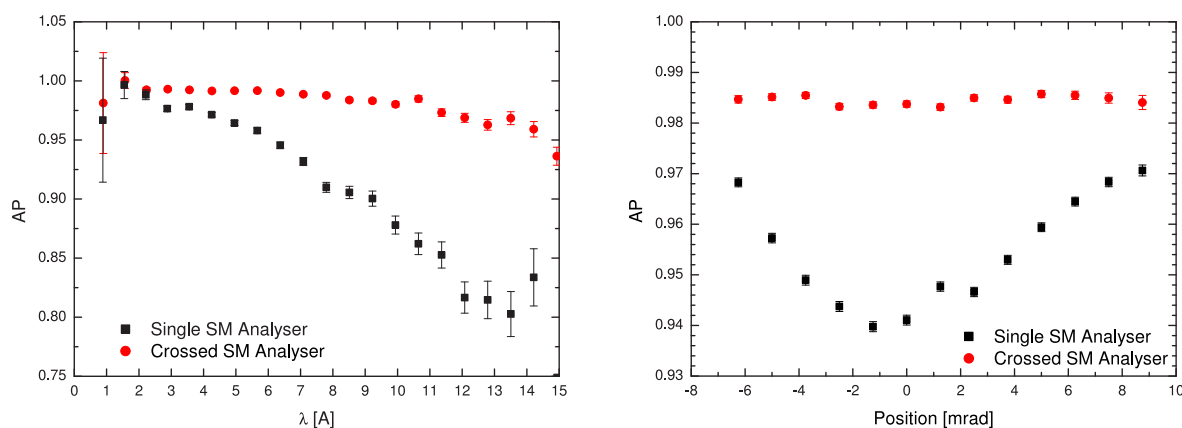


Abbildung 5.2: Vergleich zwischen der Methode der gekreuzten Polarisatoren und einem einzelnen Polarisator. Links die Wellenlängenabhängigkeit, rechts die Winkelabhängigkeit.

werden zwei Supermirror-Polarisatoren so hintereinander aufgestellt, daß ihre Platten senkrecht zueinander stehen. Zwischen den Polarisatoren wird der Strahl adiabatisch um  $90^\circ$  rotiert. In diesem Fall analysieren die Polarisatoren die Polarisation in zwei zueinander normalen Ebenen. Beide Geräte sind unabhängig voneinander und die beiden Analysierstärken können miteinander multipliziert werden.

### Gekreuzte Polarisatoren

Vorteile	Nachteile
zeitlich konstant hohe Neutronen-Transmission ( $> 10\%$ ) hohe Polarisation ( $> 99.5\%$ ) einfache Handhabung Polarisation winkelunabhängig Polarisation (weitgehend) wellenlängenunabhängig	Depolarisation

Der mit Hilfe von gekreuzten Polarisatoren polarisierte Neutronenstrahl besitzt nahezu perfekte Eigenschaften. Die theoretisch mögliche Polarisation von  $100\%$  wird lediglich aufgrund von Depolarisationseffekten nicht erreicht. Für die Messung der Polarisation mit Hilfe von gekreuzten Polarisatoren bedeutet dies, daß man den absoluten Wert der Polarisation um die Depolarisation korrigieren muß. Daher kann zur genauen Bestimmung der Polarisation auf die Messung mit polarisiertem He nicht verzichtet werden, um die Größe der Depolarisation im verwendeten System abzuschätzen. Insgesamt wurden nach Abschluß des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments noch vier Nachfolgemessungen<sup>13)</sup> unter Beteiligung des Autors durchgeführt, um die genauen Eigenschaften der Anordnung zu ermitteln. Die technische Umsetzung ist mittlerweile so weit, daß sie standardmäßig in Experimenten eingesetzt werden kann.

Abb. 5.2 zeigt den direkten Vergleich der Methode der gekreuzten Polarisatoren mit einem einzelnen Polarisator. Sowohl die Wellenlängen- als auch die Winkelabhängigkeit der Polarisation sind deutlich unterdrückt, sie können für eine reale Messung im statistisch relevanten Bereich sogar als konstant angesehen werden.

Wird ein Neutronenstrahl mit Hilfe von gekreuzten Polarisatoren polarisiert und mit Hilfe einer Kombination von gekreuzten Polarisatoren und polarisiertem  $^3\text{He}$  analysiert, kann die Polarisation mit einer Genauigkeit von besser als  $0.1\%$  angegeben werden. Dies erlaubt es, die nächste Generation von Asymmetriemessungen durchzuführen. Diese wären ansonsten durch die Messung der Polarisation beschränkt worden. Während des Entstehens dieser Arbeit wird gerade eine Messung der Betaasymmetrie  $A$  vorbereitet, die die neue Methode benutzt. Abb. 5.3 zeigt die ersten Meßergebnisse dieses Experiments. Es

<sup>13)</sup>September 2001, November 2001, März 2002 und Juni 2002.

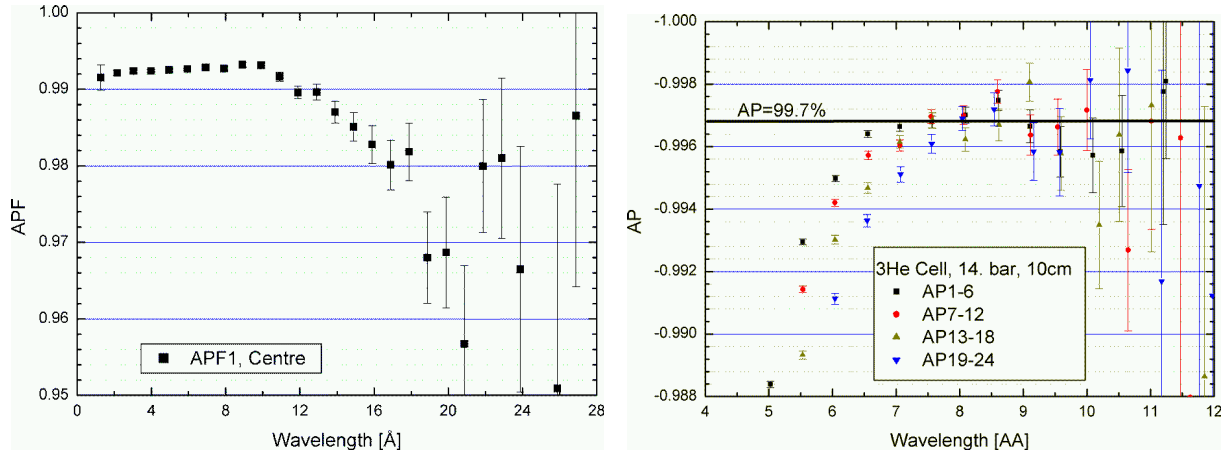


Abbildung 5.3: Links die Wellenlängenanalyse des mit gekreuzten Polarisatoren. Die Wellenlängenabhängigkeit ist vollständig unterdrückt. Rechts die Analyse des Neutronenstrahls, der mit Hilfe von gekreuzten Polarisatoren polarisiert wurde, mit einer <sup>3</sup>He-Zelle. Der Analysebereich liegt zwischen 7.5 und 10Å. Verschiedene Farben stellen verschiedenen Bereiche des Zerfallsvolumens dar.

wurde eine Polarisation von mehr als 99.7% erzielt, wie die Messung mit <sup>3</sup>He im Analysebereich zeigt. Der systematische Fehler durch die Polarisation wird bei dieser Messung daher kleiner effektiv höchstens 0.1% betragen und ist gegenüber den übrigen systematischen Fehlerquellen vernachlässigbar klein. Die Polarisation ist zusätzlich homogen über das gesamte Zerfallsvolumen, so daß auch systematische Effekte höherer Ordnung auf die Messung unterdrückt werden.

## 5.2.4 Bestimmung der Polarisation

Da die Polarisation den Meßwert der Asymmetrie entscheidend mitbestimmt, muß ihr Wert möglichst gut bestimmt werden. Das dabei benutzte Verfahren läßt sich in dem beschriebenen Matrixformalismus leicht verstehen. Zur Messung der Polarisation werden ein zusätzlicher Spinflipper sowie ein zweiter Polarisator installiert. Der zweite Polarisator dient als Analysator für den polarisierten Neutronenstrahl. Die gesamte Anordnung aus zwei Polarisatoren, **P** und **A**, und zwei Spinflippern, **F**<sub>1</sub> und **F**<sub>2</sub>, erlaubt die Messung von vier verschiedenen Zählraten  $N_{00}$ ,  $N_{01}$ ,  $N_{10}$  und  $N_{11}$  in Abhängigkeit der Neutronenwellenlänge. Der erste Index ist dabei 0, wenn der erste Flipper ausgeschaltet ist, und 1, wenn er eingeschaltet ist. Der zweite Index beschreibt den Zustand des zweiten Flippers. Für die vier Zählraten ergeben sich somit im Matrixformalismus:

$$\begin{aligned}
 N_{00} &= \mathbf{DAPn}_0 &= 2n_0(1 + pa) \\
 N_{01} &= \mathbf{DAF}_1\mathbf{Pn}_0 &= 2n_0(1 + pa(1 - 2f_1)) \\
 N_{10} &= \mathbf{DAF}_2\mathbf{Pn}_0 &= 2n_0(1 + pa(1 - 2f_2)) \\
 N_{11} &= \mathbf{DAF}_2\mathbf{F}_1\mathbf{Pn}_0 &= 2n_0(1 + pa(1 - 2f_1)(1 - 2f_2))
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

Dies sind vier Gleichungen, aus denen sich vier Größen eindeutig bestimmen lassen: die Normierung  $n_0$ <sup>14)</sup>, die beiden Flippeffizienzen  $f_1$  und  $f_2$  und das Produkt aus Polarisier- und Analysierstärke  $pa$ . Da die Normierung für die Messung keine Rolle spielt, werden hier nur die drei Gleichungen für die übrigen

<sup>14)</sup>Wie erwähnt ist in dem beschriebenen Formalismus die Norm des Flusses durch Polarisator und Analysator nicht erhalten.  $n_0$  ist also lediglich eine unphysikalische Normierungskonstante. Die Relationen sind jedoch korrekt wiedergegeben, d.h. die zu messenden Größen werden korrekt bestimmt. Die (wellenlängenabhängige) Effizienz  $\epsilon$  des Detektors wird hier nicht berücksichtigt, da wellenlängenaufgelöst gemessen wird.

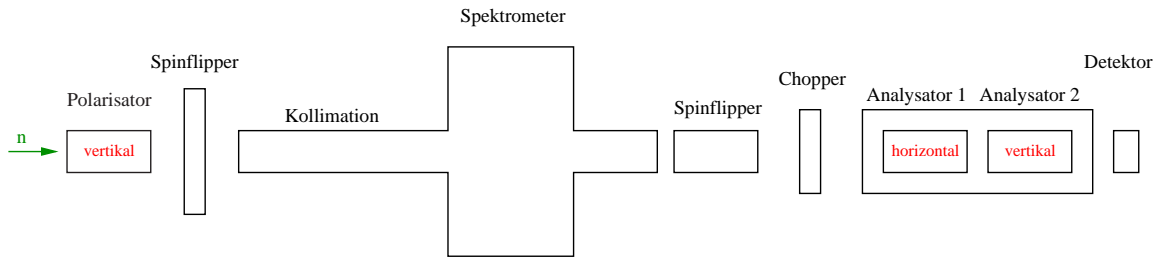


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau der Messung der Polarisation mit gekreuzten Polarisatoren. Die Neutronen aus dem Leiter werden erst mit Hilfe eines Supermirrarpolarisators mit vertikalen Platten polarisiert. Dieser und der linke Spinflipper wurden auch im Experiment verwendet. Der zweite Spinflipper und die Analysatoreinheit aus einem Polarisator mit horizontalen und einem mit vertikalen Platten sind hinter dem Experiment angebracht. Der Chopper ermöglicht eine Flugzeitanalyse der Neutronen und damit eine wellenlängenaufgelöste Messung. Die Komponenten zur adiabatischen Drehung des Neutronenspins sind nicht dargestellt.

Größen angegeben:

$$f_1 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{N_{11} - N_{10}}{N_{00} - N_{01}} \right), \quad (5.28)$$

$$f_2 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{N_{11} - N_{01}}{N_{00} - N_{10}} \right), \quad (5.29)$$

$$pa = \frac{(N_{00} - N_{10})(N_{00} - N_{01})}{N_{00}N_{11} - N_{01}N_{10}}. \quad (5.30)$$

Die Flippeffizienzen sind auf diese Art vollständig bestimmt und unabhängig von den Werten von  $p$  und  $a$ . Um aber die Polarisation  $p$  eindeutig zu bestimmen, muß die Analysierstärke  $a$  bekannt sein. In früheren Messungen wurde ein kompliziertes System aus zwei weiteren Spinflippern und einem weiteren Analysator verwendet, das in der Lage sein sollte, die Analysierstärke explizit zu bestimmen [ser95]. Aufgrund der starken Winkelabhängigkeiten und dem äußerst komplizierten Analysierverfahren sollte in diesem Experiment diese Methode nicht benutzt werden. Stattdessen wurde die bereits beschriebene Methode der gekreuzten Polarisatoren entwickelt und erstmalig angewandt. Da die Korrektur aufgrund der Depolarisation im Analysator bekannt ist, kann mit dieser Anordnung das Produkt  $ap$  bestimmt und dann um den Wert der Depolarisation korrigiert werden [pet02].

Das schematische Prinzip der Meßanordnung zeigt Abb. 5.4. Der Polarisator und der erste Spinflipper wurden in der Messung der Neutrinoasymmetrie verwendet. Der zweite Spinflipper ist ein Radiofrequenzflipper, danach folgt die Anordnung aus zwei gekreuzten Polarisatoren als Analysator. Der erste Analysator steht dabei senkrecht zum Polarisator. Der Chopper dient dazu, wellenlängenaufgelöst messen zu können. Der Analysator befand sich hinter dem Spektrometer, um auf jeden Fall eine untere Schwelle für die Polarisation im Inneren angeben zu können. Idealerweise sollte die Polarisation während der Installation auch vor dem Spektrometer gemessen werden. Eine Übereinstimmung der beiden Werte liefert dann den genauen Wert im Zerfallsvolumen.

In dieser Messung wurde die Polarisation an fünf Punkten des Neutronenstrahls vermessen: im Zentrum sowie jeweils 15mm und 30mm links und rechts davon, wobei der Fluß bei den äußersten Punkten auf ungefähr ein Drittel des Maximums abgefallen ist. Damit wird der statistisch maßgebliche Teil des Neutronenstrahls gut überdeckt<sup>15)</sup>.

Um die Polarisation durch Mittelung über die Spektren bestimmen zu können, müssen die Spektren des Neutronenstrahls an den fünf Punkten bekannt sein. Sie werden gemessen, indem der Analysator entfernt wird und eine erneute Flugzeitanalyse durchgeführt wird. Die erhaltenen Spektren sind in Abb. 5.5 dargestellt. Da die Punkte links und rechts des Zentrums symmetrisch gemessen wurden, entsprechen sich

<sup>15)</sup>Im Zerfallsvolumen ist der Neutronenstrahl nur 50mm breit. Die Messung der Polarisation erfolgt jedoch ca. 2m hinter dem Zerfallsvolumen, wo die Gesamtbreite des Strahls aufgrund der Divergenz (die durch die Blenden definiert wird) bereits ca. 90mm beträgt.

Abbildung 5.5: Die Neutronenspektren an den fünf Meßpunkten der Polarisierung, normiert auf gleiche Meßzeiten. Aufgrund der symmetrischen Anordnung der Punkte sind jeweils zwei Spektren nahezu identisch. Rechts zeigt die logarithmische Darstellung den Einfluß des Wellenlängenschneiders auf die Spektren.

Abbildung 5.6: Das gemessene Produkt  $ap$  für die fünf Meßpunkte. Eingezeichnet ist ebenfalls der integrierte Fluß an den fünf Punkten (Skala rechts), mit dessen Hilfe der gewichtete Mittelwert bestimmt wird.

die jeweiligen Zählraten in guter Näherung. Rechts ist der Einfluß des Wellenlängenschneiders herausvergrößert. Bei einer Wellenlänge von ungefähr  $11\text{\AA}$  bricht das Spektrum um eine ganze Größenordnung ein. Wie Abb. 5.7 links zeigt, wird die Polarisierung der Neutronen mit steigender Wellenlänge schnell schlechter. Durch eine Unterdrückung der langwelligen Neutronen kann daher die Polarisierung deutlich verbessert werden.

Abb. 5.6 zeigt die Werte, die für das Produkt  $ap$  an den fünf Meßpunkten gemittelt mit den jeweiligen  $\frac{1}{v}$ -Spektren bestimmt wurden. Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Polarisatoren von der Position innerhalb des Zerfallsvolumens. Dies ist bei Supermirrorpolarisatoren stets der Fall, da für kleine Winkel die Wahrscheinlichkeit steigt, mit der Neutronen mit der falschen Spinstellung den Polarisator durchdringen können (z.B. durch Reflektionsgirlanden). Die Unterschiede über das Zerfallsvolumen betragen dabei mehr als 2%. Dieser große Unterschied sowie die asymmetrische Verteilung der Polarisierung



erschweren die korrekte Angabe eines gültigen Mittelwertes. Als Mittelwert<sup>16)</sup>, gewichtet mit der Intensität des Neutronenstrahls, ergibt sich ein Wert von  $ap = 0.981(1)$ . Der angegebene Fehler ist dabei der rein statistische Fehler aus Messung und Mittelung. Dieser Wert wird nun wie folgt modifiziert:

- Da der Analysator nicht perfekt ist, muß der Wert um den Wert der Depolarisation nach oben korrigiert werden, also um  $0.006(3)$ . Dieser Wert wurde mit Hilfe der Nachfolgemessungen über einen Vergleich mit  $^3\text{He}$ -Zellen bestimmt. Der große Fehler auf diese Korrektur entsteht dadurch, daß das endgültig verglichene System nur näherungsweise mit der Meßanordnung in diesem Experiment übereinstimmte. Wegen des schwachen Magnetfeldes, in dem sich der Polarisator befand, ist der Wert der Depolarisation sehr groß. Mit verstärkten Magnetfeldern konnte die Depolarisation bereits auf weniger als 0.3% reduziert werden.
- Die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen war nicht genau bekannt, da eine Nachmessung dieser Spektren einige Wochen nach der ursprünglichen Messung einen wesentlich anderen Verlauf dieser Spektren zeigte. Da zwischen den beiden Messungen von Seiten des ILL Arbeiten am Neutronenleiter durchgeführt worden waren, konnte eine Variation des Spektrums nicht ausgeschlossen werden. Um diese Effekte abzuschätzen, wurde das Spektrums entsprechend variiert und jeweils die Änderung der Polarisation bestimmt. Die Schwankungen lagen dabei im Bereich bis 0.003. Um diese Effekte auf jeden Fall richtig zu berücksichtigen, wird dieser Wert als systematischer Fehler bei der Angabe des Endwertes mitberücksichtigt.
- Wie oben erwähnt, ist die Mittelung über das Zerfallsvolumen nicht einfach, weil die Verteilung nicht symmetrisch ist. Einen Schätzwert für den Fehler, der sich durch die Mittelung ergibt, ist dabei der Unterschied zwischen dem gemittelten Wert und dem Wert der Polarisation im Zentrum des Zerfallsvolumens. Der Fehler auf die Mittelung wird daher mit 0.003 abgeschätzt.

Insgesamt ergibt sich damit für die Polarisation der Wert von

$$p = 0.987 \pm 0.001_{\text{stat}} \pm 0.005_{\text{syst}} = 0.987(5). \quad (5.31)$$

In dieser Messung ist der Gesamtfehler relativ groß. Dies liegt zum einen an der Inhomogenität, die durch die Polarisation durch einen einzelnen Polarisator entsteht, und zum anderen an der zu diesem Zeitpunkt noch unbekanntem Systematik.

Bisher wurden für die Analyse nur Punkte betrachtet, die sich in ihrer horizontalen Position unterscheiden. Da die Supermirrors des Polarisators senkrecht stehen, wird keine Abhängigkeit der Polarisation in vertikaler Richtung erwartet. Um dies zu überprüfen, wurde für den Punkt bei +15mm eine Polarisationsanalyse 20mm ober- und unterhalb durchgeführt. Das Ergebnis in Abhängigkeit der Neutronenwellenlänge zeigt Abb. 5.7 links. Im Rahmen der erzielten Meßgenauigkeit stimmt die Polarisation an allen drei Punkten über den gesamten Bereich des Spektrums überein<sup>17)</sup>. Bei einer Wellenlänge von 12Å ist das Produkt  $ap$  bereits auf einen Wert von ca. 0.91 abgefallen. Da die Polarisation für höhere Wellenlängen bei der Single-Polarisator-Anordnung weiter abfällt, kann die Polarisation durch den Wellenlängenschneider signifikant verbessert werden, da durch ihn das statistische Gewicht der schlecht polarisierten Neutronen reduziert wird. Erfolgt die Polarisation mit Hilfe von gekreuzten Polarisatoren, so ist der Wellenlängenschneider nicht notwendig, da die Wellenlängenabhängigkeit der Polarisation sehr viel kleiner ist.

<sup>16)</sup>Dabei wird nur mit der integrierten Intensität des Neutronenstrahls gemittelt, die Fehler der einzelnen Meßpunkte dienen nur zur Bestimmung des Fehlers auf die Mittelung. Würden die Fehler ebenfalls als Wichtung benutzt, so würde sich der Wert der Polarisation bzw. der Flippeffizienz ändern, wenn ein bestimmter Punkt genauer gemessen wird. Würden also z.B. alle Punkte mit hoher Polarisation deutlich besser bestimmt werden als die mit niedrigerer Polarisation, so würde bei Mitwichtung der Fehler der Wert zu groß angegeben werden.

<sup>17)</sup>Die Polarisation und die weiter unten ermittelte Spinflippeffizienz wurden aus allen drei Punkten gemittelt. Daher ist die statistische Genauigkeit bei +15mm höher als bei den anderen Punkten.

Abbildung 5.7: Links der Vergleich der Polarisationsmessung in vertikaler Richtung für den Punkt +15mm. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist keine vertikale Variation der Polarisierung meßbar. Rechts die Werte für die Spinflippeffizienz an den fünf Meßpunkten.

Meßwert	Korrektur / %	Fehler p / %	Fehler f / %
B, gleicher HR	+1.5(1.8)	0.5	0.1(0.3)
B, entgegengesetzter HR	+1.0	0.3	0.14(0.11)
B, aus Protonenasymmetrie	+1.3(1.4)	0.4	0.14(0.2)
C	+1.6	0.7	0.2
A	+1.6	0.5	0.2

Tabelle 5.2: Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund der Polarisierung und der Flippeffizienz für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). Die beiden Effekte werden gemeinsam betrachtet, da sie sich aufgrund der Gl. 5.25 gegenseitig beeinflussen. Die Werte in Klammern geben abweichende Werte für Detektor 2 an.

Die Flippeffizienz kann aus dem beschriebenen Verfahren direkt gewonnen werden. Bei idealer Einstellung des Flippers und der Führungsfelder ist sie über das ganze Zerfallsvolumen konstant. Leider ergab sich in diesem Fall ein Abfall der Effizienz zum Zentrum des Neutronenstrahls hin, wie Abb. 5.7 rechts zeigt. Um diesen Effekt auf jeden Fall im Rahmen des Fehlers richtig zu berücksichtigen, muß der statistische Fehler von 0.001 entsprechend erhöht werden, um mit allen Werten verträglich zu sein. Als Endwert für die Flippeffizienz  $f$  ergibt sich damit:

$$f = 0.997(2). \quad (5.32)$$

In zukünftigen Experimenten dieser Art wird die Polarisierung mit Hilfe von gekreuzten Polarisatoren bereitgestellt. Die meisten der hier beschränkenden systematischen Effekte können dadurch vermieden werden. Erfolgt die Analyse eines solchen Systems zusätzlich mit  $^3\text{He}$ -Zellen, so kann der Wert der über das Zerfallsvolumen und einen großen Wellenlängenbereich homogenen Polarisierung mit einem Fehler von weniger als 0.001 bestimmt werden. Zudem stehen für zukünftige Messungen Radiofrequenzflipper zur Verfügung, bei denen eine Flippeffizienz von 1.000(1) gemessen wurde [pet02]. Künftige Messungen der Asymmetriekoeffizienten werden weder durch die Messung der Polarisierung und noch die der Flippeffizienz beschränkt sein.

Bei der Analyse der Einflusses von  $p$  und  $f$  auf die zu messenden Asymmetrien muß berücksichtigt werden, daß nach Gl. 5.25 der Zusammenhang nicht linear ist. Lediglich bei der Messung der Betaasymmetrie ist der Term im Nenner vernachlässigbar. Insbesondere muß in der Analyse zwischen den beiden Detektoren unterschieden werden. Das Ergebnis zeigt Tab. 5.2. Die Korrektur der Mittelwerte aufgrund von  $p$  und  $f$  auf den Meßwert ist jeweils zusammengefaßt, da sie sich gegenseitig beeinflussen.

### 5.3 Der Randeffect

Wie in Kapitel 4 beschrieben wurde, ist das Spektrometer PERKEO II so konzipiert, daß alle Zerfallsprodukte aus dem Zerfallsvolumen die Detektoren erreichen. Diese Bedingung ist jedoch am vorderen und hinteren Rand des Zerfallsvolumens nicht erfüllt, da hier zur Begrenzung Blenden angebracht sind. Ein Elektron oder Proton, das nahe an einer Blende emittiert wird, kann aufgrund seines Gyrationradiuses die Blende treffen. Dabei kann es absorbiert werden oder wieder aus der Blende herausgestreut werden, wobei es Energie durch Stöße im Material verloren hat. Das Treffen der Blende ist abhängig vom Impuls und der Emissionsrichtung des Teilchens, da der Gyrationradius durch den Transversalimpuls zum Magnetfeld bestimmt wird. Es ergibt sich eine energie- und spinabhängige Korrektur der Spektren.

Ein (relativistisches) Teilchen der Ruhemasse  $m_0$  der Gesamtenergie  $E = E_{\text{kin}} + m_0$  besitzt den Impuls

$$p = \sqrt{E^2 - m_0^2} = \sqrt{E_{\text{kin}}^2 + 2E_{\text{kin}}m_0}. \quad (5.33)$$

Wird es im Winkel  $\theta$  zu den Magnetfeldlinien emittiert, so beträgt sein Transversalimpuls  $p_{\perp}$

$$p_{\perp} = p \sin \theta. \quad (5.34)$$

Sein Gyrationradius  $\rho$  im Magnetfeld  $B$  beträgt dann:

$$\rho [cm] = \frac{p_{\perp} \left[ \frac{\text{MeV}}{c} \right]}{3B [\text{T}]} \quad (5.35)$$

$\rho$  wird maximal für  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , also für  $p_{\perp} = p$ . In Abhängigkeit von der Energie der Elektronen und Protonen kann die Wahrscheinlichkeit berechnet werden, mit der sie die Blenden treffen:

$$W(E) = \int_0^{\rho_{\text{max}}} w(E, \rho) \frac{2\rho}{L} d\rho. \quad (5.36)$$

Dabei ist  $L$  die Gesamtlänge des Zerfallsvolumens.  $w(E, \rho)$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen, also ein Elektron oder Proton, der Energie  $E$  mit dem Gyrationradius  $\rho$  emittiert wird. Der Faktor 2 entsteht, weil das Zerfallsvolumen durch zwei Blenden begrenzt ist. Das Teilchen kann, je nach Emissionsrichtung relativ zu den Magnetfeldlinien, bis zu maximal zwei Gyrationen nach rechts oder links laufen.

Zur Bestimmung des Randeffects wird nun angenommen, daß jedes Teilchen, das die Blende trifft, absorbiert wird. Dies ist in guter Näherung erfüllt, da ein zurückgestreutes Teilchen diese mit hoher Wahrscheinlichkeit ein zweites Mal trifft und nur ein kleiner Teil der nicht absorbiert wird. Dieser Anteil läßt sich wie folgt abschätzen:

- Die Protonen werden vollständig absorbiert.
- Der Anteil der aus der Blende rückgestreuten Elektronen liegt nach Angabe früherer Arbeiten [bae96] bei ca. 10%.
- Trifft ein Elektron die Blende zweimal, so kann es in guter Näherung als absorbiert angesehen werden (Wahrscheinlichkeit für zweimalige Rückstreuung: 0.1%).
- Die Blenden sind 3cm dick, daher muß die minimale Ganghöhe zwischen zwei vollständigen Durchläufen des Gyrationradius bereits 1.5cm betragen, damit es überhaupt die Blenden nur einmal treffen kann. Dies ist erst ab Energien von mehr als 500keV gegeben.
- Auch bei größeren Ganghöhen kann ein Elektron nur dann die Blenden mit nur einer Rückstreuung passieren, wenn der erste Auftreffpunkt weit genug vom vorderen Blendenrand erfolgt und das Elektron seine Bewegungsrichtung beibehält.

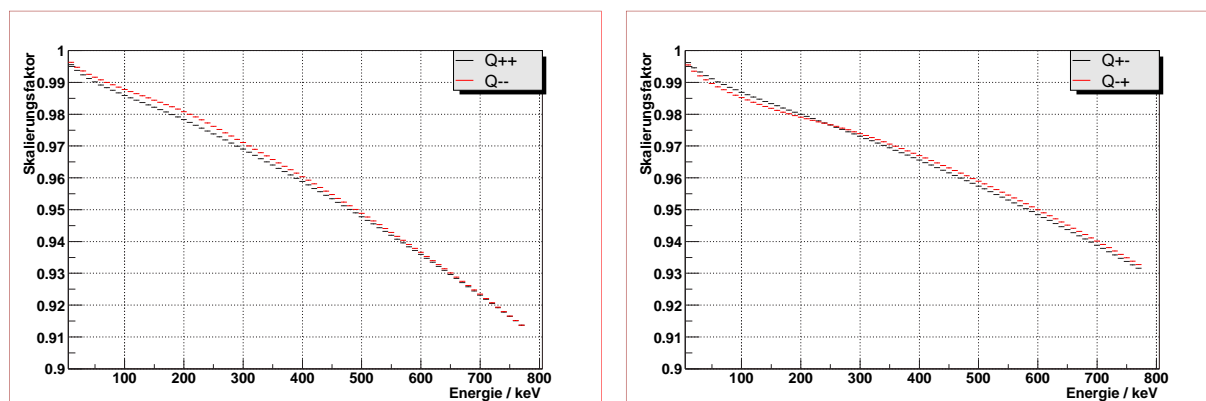


Abbildung 5.8: Der Einfluß des Randeffekts auf die vier Elektronspektren. Links der Fall Elektron und Proton im gleichen Halbraum, rechts in entgegengesetzten Halbräumen, jeweils für die beiden Spinstellungen. Die Verzerrung der Spektren ist groß, der Einfluß auf die gemessenen Asymmetrien klein.

Meßwert	Korrektur / %
B, gleicher HR	-0.10(5)
B, entgegengesetzter HR	+0.35(10)
B, aus Protonenasymmetrie	+0.3(1)
C	+0.3(1)
A	-0.9(2)

Tabelle 5.3: Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund des Randeffektes für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13).

Unter Berücksichtigung aller dieser Argumente, ist die Korrektur auf den Randeffekt durch Elektronen, die die Blende passieren, vernachlässigbar gering.

Ist die Wahrscheinlichkeit  $w(E, \rho)$  bekannt, so können die Absorbtionswahrscheinlichkeit der Teilchen berechnet und die Spektren entsprechend modifiziert werden.  $w(E, \rho)$  ergibt sich dabei durch Integration aus der Jacksonformel (Gl. 2.9). Bei Spektren, in denen sowohl die Elektronen als auch die Protonen nachgewiesen werden, ist zu beachten, daß die Emissionswahrscheinlichkeiten nicht unabhängig sind. Die auftretenden Winkel und Energien für Elektronen und Protonen sind über die Jacksonformel und die Kinematik miteinander verknüpft, es entsteht eine kombinierte Emissionswahrscheinlichkeit  $w(E_e, E_p, \rho_e, \rho_p)$ . In diesem Fall ist eine analytische Berechnung des Randeffektes nicht möglich. Mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen kann der Effekt dennoch numerisch bestimmt und in die Analyse integriert werden [glu03].

Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 5.8 zu sehen. Dargestellt ist die Funktion, mit der die theoretischen Spektren multipliziert werden müssen, um den Randeffekt mit zu berücksichtigen. Erwartungsgemäß ist der Randeffekt für hohe Energien stärker als für kleine, da die Gyrationradien größer sind und daher mehr Teilchen von den Blenden absorbiert werden. Außerdem ist der Randeffekt - ebenfalls erwartungsgemäß - für Elektron und Proton im gleichen Halbraum stärker, da hier aus kinematischen Gründen große Winkel zwischen den Impulsen und dem Magnetfeld bevorzugt werden. Der Randeffekt wurde in die Fitfunktion integriert, um eine korrekte Beschreibung der Spektren zu erzielen.

Trotz des großen Einflusses auf die Spektren ist die Korrektur für die Asymmetrie sehr viel kleiner. Dies liegt daran, daß die Korrekturfunktionen für die verglichenen Spektren annähernd gleich sind und sich daher in erster Näherung aus dem Asymmetrieterm herauskürzen. Die Ergebnisse für die jeweiligen Fitbereiche sind in Tab. 5.3 zusammengefaßt. Die Fehler entstehen durch sehr konservative Abschätzungen aus dem Ergebnis der Monte-Carlo-Simulationen, da die Parametrisierung des Magnetfeldes im

Blendenbereich unsicher ist. Der Fehler auf den Abstand der Blenden zueinander ist sehr viel kleiner als die angegebenen Fehler. Er entspricht einem Fehler auf die Länge des Zerfallsvolumens. Da dieser Abstand mechanisch sehr genau eingestellt werden kann, liegt der Fehler auf die Korrekturen im Bereich  $10^{-3}$ , also absolut bei  $10^{-4}\%$ .

## 5.4 Der Stern-Gerlach-Effekt

### 5.4.1 Der longitudinale Stern-Gerlach-Effekt

Durchfliegen Neutronen ein inhomogenes Magnetfeld, so wirken Kräfte auf ihre magnetischen Momente. Die Neutronen einer Spinrichtung werden beschleunigt, die der anderen Spinrichtung abgebremst. Dies führt zu einer unterschiedlichen Zerfallswahrscheinlichkeit im Zerfallsvolumen, wodurch die Asymmetrie verändert wird. Sei  $\delta v$  die Geschwindigkeitsänderung für Neutronen der Geschwindigkeit  $v$ . Dann gilt für die Asymmetrie bei Schalten des Flippers für zwei Zählraten  $N_1$  und  $N_2$  für Neutronen der Geschwindigkeit  $v$ <sup>18)</sup>:

$$\text{Asym} = \frac{N_1 \left(1 + \frac{\delta v}{v}\right) - N_2 \left(1 - \frac{\delta v}{v}\right)}{N_1 \left(1 + \frac{\delta v}{v}\right) + N_2 \left(1 - \frac{\delta v}{v}\right)} \quad (5.37)$$

$$= \frac{N_1 - N_2 + (N_1 + N_2) \frac{\delta v}{v}}{N_1 + N_2 + (N_1 - N_2) \frac{\delta v}{v}}. \quad (5.38)$$

$\frac{\delta v}{v}$  wächst mit der Wellenlänge der Neutronen. Bei einer Mittelung über das gemessene Neutronenspektrum ergibt sich

$$\frac{\delta v}{v} \approx 1.1 \times 10^{-5}. \quad (5.39)$$

Für die in dieser Arbeit untersuchten Asymmetrien ergeben sich damit Korrekturen der Größenordnung  $10^{-4}$ , die vollständig vernachlässigt werden können. Die Korrektur hat für die beiden Detektoren unterschiedliches Vorzeichen und führt damit zu einem Unterschied in den gemessenen Asymmetrien auf dem  $10^{-4}$ -Niveau. Bei der Mittelung über beide Detektoren wird der – sowieso kleine – longitudinale Stern-Gerlach-Effekt weiter unterdrückt und damit auf alle Fälle vernachlässigbar. Ein unterschiedlicher Wert auf diesem Niveau für die beiden Detektoren könnte – bei ausreichender Meßgenauigkeit – durch diesen Effekt erklärt werden. Eine eventuell meßbare Verzerrung der Spektren findet nicht statt, da diese nur auf geringem Niveau skaliert werden.

### 5.4.2 Der transversale Stern-Gerlach-Effekt

Da das Maximum des Magnetfeldes im Zentrum des Zerfallsvolumens liegt und zu den beiden Seiten hin abfällt, wird der Neutronenstrahl in Abhängigkeit von der Stellung des Spins noch auf eine andere Art beeinflusst. Der eine Spinzustand wird fokussiert, der andere defokussiert. Dies führt zu einer Änderung des magnetischen Spiegeeffekts für die beiden Spinzustände. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen konnte gezeigt werden, daß diese Korrektur auf die Asymmetrien vernachlässigbar klein ist. Da die höchste Ordnung auch hier durch Mittelung über beide Detektoren unterdrückt wird, ist der transversale Stern-Gerlach-Effekt für die endgültige Auswertung irrelevant [rav95].

<sup>18)</sup>Zur Abschätzung des Effekts kann die mittlere Geschwindigkeit der Neutronen benutzt werden. Diese wurde aus einer Messung der Neutronenspektren bestimmt und beträgt ungefähr  $700 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ .

## 5.5 Der magnetische Spiegeleffekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem inhomogenen Magnetfeld, das sich (zeitlich und räumlich) nur langsam ändert, ist der von der Teilchenbahn eingeschlossene magnetische Fluß konstant<sup>19)</sup>. Das entspricht einer Erhaltung der Größe

$$M = \frac{p_{\perp}^2}{B}. \quad (5.40)$$

In einem schwächer werdenden Feld  $B$  nimmt der Wert des Transversalimpulses  $p_{\perp}$  des geladenen Teilchens ab. Aufgrund der Impulserhaltung nimmt gleichzeitig der Wert des Longitudinalimpulses zu, das Teilchen wird entlang der magnetischen Feldlinien beschleunigt. Im umgekehrten Fall, in dem das magnetische Feld an Stärke zunimmt, wird das Teilchen abgebremst. Ist der Winkel zwischen Emissionsrichtung und Magnetfeld größer als der Grenzwinkel

$$\theta_{\text{krit}} = \arcsin \sqrt{\frac{b_{\text{decay}}}{b_{\text{max}}}}, \quad (5.41)$$

so kehrt sich die Flugrichtung des Teilchens sogar um, es wird am Magnetfeld reflektiert. Dabei ist  $b_{\text{decay}}$  die Stärke des Magnetfeldes am Zerfallsort und  $b_{\text{max}}$  die maximale zu durchlaufende Feldstärke, in diesem Experiment 1T.

Im Spektrometer PERKEO ist das magnetische Feld, wie bereits in Abschnitt 4.2 beschrieben, nicht homogen. Die Magnetfeldspulen befinden sich nicht in der Helmholtz-Konfiguration, sondern stehen etwas enger zusammen, was zu einem Abfall des Magnetfeldes zu den Detektoren hin führt. Dadurch wird ein langes Speichern von Teilchen im Magnetfeld verhindert, gleichzeitig jedoch ein magnetischer Spiegeleffekt verursacht. Durch die reale Breite des Neutronenstrahls von 5cm muß ein Elektron oder Proton, das rechts vom Maximum des Magnetfeldes nach links oder links vom Maximum nach rechts emittiert wird, gegen ein stärker werdendes Feld anlaufen. Das Teilchen kann dann, abhängig von seinem Emissionswinkel, reflektiert und im falschen Detektor nachgewiesen werden. Dieser Prozeß verändert die gemessenen Asymmetrien. Ist zusätzlich das Zentrum des Neutronenstrahls gegenüber dem Zentrum des Magnetfeldes verschoben, so führt der magnetische Spiegeleffekt zu einer Verschiebung der in den beiden Detektoren gemessenen Asymmetrien gegeneinander. Da die Angleichung der beiden Zentren nur auf ca. 2mm möglich war [may01], muß auch dieser Effekt untersucht werden.

Der Einfluß des Spiegeleffekts wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Eine rein analytische Auswertung ist nicht möglich. Das Magnetfeld im Inneren des Zerfallsvolumens kann dabei quadratisch approximiert werden [rei99, may01]:

$$b(x) = b_0 \left( 1 - \left( \frac{x}{l} \right)^2 \right). \quad (5.42)$$

Der Parameter  $l$  variiert zwischen 74 und 80cm über das Zerfallsvolumen. Die Ergebnisse der Simulationen für die Messungen der Neutrinoasymmetrie  $B$  im gleichen Halbraum und in entgegengesetzten Halbräumen sowie für die Messung der Protonenasymmetrie  $C$  zeigt die Abb. 5.9 für die drei differentiellen Asymmetrien. Tabelle 5.4 faßt die Ergebnisse zusammen. Die hier eingeführten Detektoren  $A$  und  $B$  sind dabei fiktive Detektoren in der Monte-Carlo-Simulation. Der Unterschied wird gemacht, da der Scheitelpunkt des Magnetfeldes in Richtung des einen Detektors verschoben wurde, gleichzeitig aber die Auswirkung auf beide Detektoren untersucht wurde. Die Zuordnung des Effektes zu den beiden Detektoren ist nicht eindeutig. Angegeben ist die auf den gemessenen Wert anzuwendende Korrektur, um den realen Wert zu berechnen. Es wurden jeweils 60 Millionen Ereignisse simuliert, um die hier erforderliche Genauigkeit zu erzielen. Da der Effekt durch den elektrischen Spiegeleffekt (siehe Abschnitt 5.6) modifiziert wird, ist in diesem Abschnitt keine bessere Statistik nötig. Die Verschiebung der Zentren

<sup>19)</sup>siehe Lehrbücher zur Elektrodynamik, z.B. [jac02].

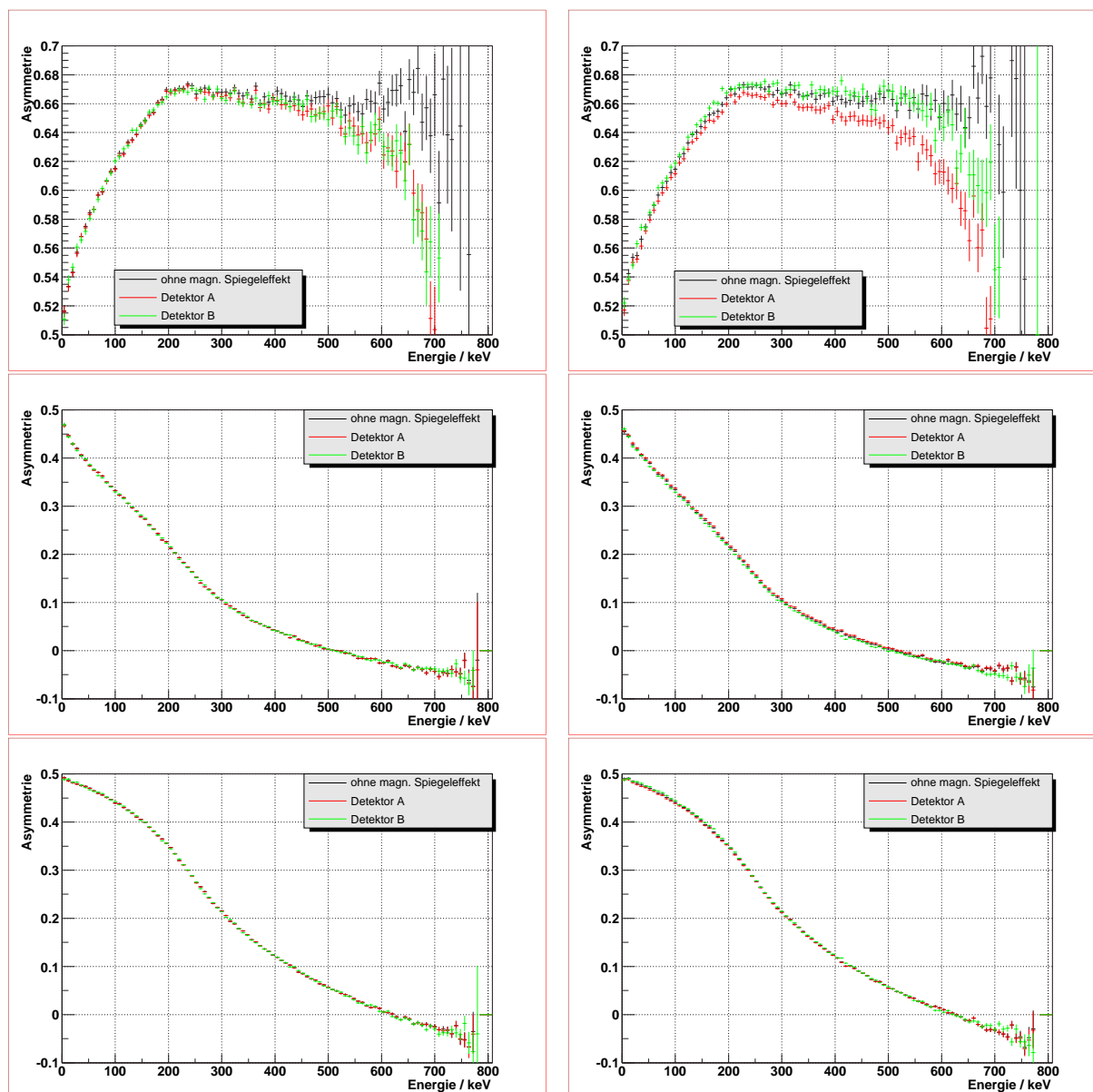


Abbildung 5.9: Die Auswirkungen des magnetischen Spiegeleffekts auf die verschiedenen Asymmetriemessungen. Links jeweils ohne eine Verschiebung von Neutronenstrahl und Mitte des Magnetfeldes, rechts für eine Verschiebung des Neutronenstrahls um 4mm in Richtung auf Detektor A. Ganz oben die Messung von  $B$  für Elektron und Proton im gleichen Halbraum, in der Mitte für entgegengesetzte Halbräume und unten die Spektren in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für eine Messung von  $C$ .

erfolgte so, daß das Zentrum des Neutronenstrahls näher an Detektor A lag als die Mitte des Magnetfeldes. Die angegebenen Änderungen entsprechen den vorzunehmenden Korrekturen auf den eigentlichen Meßwert für den ausgewählten Fitbereich. Ohne Verschiebung der Zentren zueinander entsprechen sich die beiden Detektoren erwartungsgemäß im Rahmen der Statistik. Die Asymmetrien verhalten sich in Bezug auf den magnetischen Spiegeleffekt stark unterschiedlich. Gemeinsam haben sie allerdings, daß sich die Unterschiede, die sich durch eine Verschiebung der Zentren von Strahl und Magnetfeld zueinander in den beiden Detektoren ergeben, bei Zusammenfassung der beiden Detektoren wegmitteln und auf den Endwert nur die Korrektur für den unverschobenen Fall anzuwenden ist. Zusätzlich geht die Änderung der Werte für die Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  für die beiden Methoden in unterschiedliche Richtungen, so daß eine Verschiebung der Werte aufgrund einer schlechten Ausrichtung des Spektrome-

Meßwert	Verschiebung /mm	Detektor A /%	Detektor B /%	Mittlung /%
B, gleicher HR	0	0.48(12)	0.40(12)	0.44(8)
	2	0.91(12)	-0.03(12)	0.44(8)
	4	1.28(12)	-0.40(12)	0.44(8)
B, entgegengesetzter HR	0	-0.33(33)	-0.08(33)	-0.21(23)
	2	-1.24(33)	1.18(34)	-0.03(24)
	4	-2.48(32)	2.56(35)	-0.04(24)
B aus Protonenasymmetrie	0	0.02(17)	0.01(17)	0.02(12)
	2	0.24(17)	-0.18(17)	0.03(12)
	4	0.46(17)	-0.39(17)	0.04(12)
C	0	0.00(18)	0.06(18)	0.03(13)
	2	0.32(18)	-0.26(18)	0.03(13)
	4	0.58(18)	-0.51(18)	0.04(13)

Tabelle 5.4: Die Ergebnisse der Simulationen für den magnetischen Spiegeleffekt. Die angegebenen Zahlen entsprechen der prozentualen Korrektur, die an den jeweiligen Meßwert anzubringen ist, um den realen Wert zu berechnen. Die angegebenen Fehler sind statistisch und beziehen sich auf die idealen Fitbereiche (siehe Abschn. 5.13).

ters identifizierbar wäre. Für die Protonenasymmetrie führt der magnetische Spiegeleffekt nicht zu einer Korrektur, der Effekt hebt sich auf.

## 5.6 Der elektrische Spiegeleffekt

Ähnlich dem magnetischen Spiegeleffekt können Elektron und Proton auch im Potential des elektrischen Feldes ihre Richtung ändern und daher im falschen Halbraum nachgewiesen werden. Anders als beim magnetischen Spiegeleffekt jedoch, ist das Potential der Kohlenstoffolien für Elektronen abstoßend und für Protonen anziehend. Aus Simulationen [bra00] ergibt sich der ungefähre Verlauf des elektrischen Potentials im Inneren des Zerfallsvolumens, der nicht direkt vermessen werden kann. Dieser kann quadratisch approximiert werden:

$$V(x) = \frac{\Delta E}{\left(\frac{d}{2}\right)^2} (x - s)^2 + \Delta E. \quad (5.43)$$

Dabei ist  $\Delta E$  die Potentialdifferenz zwischen dem Scheitelpunkt und einem Punkt, der  $\frac{b}{2}$  davon entfernt ist,  $d$  die gesamte Breite des Zerfallsvolumens (in diesem Experiment also 5cm) und  $s$  die Verschiebung des Scheitelpunktes des Potentials gegenüber dem Zentrum des Neutronenstrahls.  $x$  entspricht dem Zerfallsort des Neutrons. Es genügt auch hier eine eindimensionale Betrachtung des Effekts.

Für das Proton ist die Parabel nach unten geöffnet, es ergibt sich eine Situation, die genau der des magnetischen Spiegeleffektes entspricht: Wird das Proton links vom Mittelpunkt nach rechts emittiert oder umgekehrt, so kann es am elektrischen Potential reflektiert und im falschen Detektor nachgewiesen werden. Wichtig ist dabei die Projektion des Protonenimpulses parallel zu den magnetischen Feldlinien.

Für Elektronen ist die Situation völlig anders. Hier ist die Parabel nach oben geöffnet, und unabhängig von der Emissionsrichtung muß das Elektron gegen ein stärker werdendes elektrisches Feld anlaufen. Wird es irgendwann am elektrischen Potential reflektiert, so erreicht es auch nicht den gegenüberliegenden Detektor, da die Potentialwälle in beide Richtungen dieselbe Höhe haben. Es wird so lange hin- und herreflektiert bis es durch die Erdungsgitter eingefangen wird. Es ist für die Messung verloren. Dieser



Meßwert	Korrektur / %
B, gleicher HR	+0.48(5)
B, entgegengesetzter HR	-0.03(5)
B, aus Protonenasymmetrie	+0.03(5)
C	+0.06(3)
A	+0.0(0)

Tabelle 5.5: Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund des elektromagnetischen Spiegeleffekts für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13).

Effekt ist schwieriger zu modellieren, da hier das bereits beschriebene Drehen des Elektronenimpulses in Richtung auf die Detektoren hin eine wichtige Rolle spielt. Vereinfachend wird die folgende Annahme gemacht: Da die Energie eines nachweisbaren Elektrons um viele Größenordnungen über der maximalen Potentialdifferenz im Inneren des Zerfallsvolumens liegt, kann es das Zerfallsvolumen stets verlassen<sup>20)</sup>. Die einzige Schwelle, an der das Elektron reflektiert werden kann, ist das Gesamtpotential der Kohlenstoffolie. Da an der Position der Folie das magnetische Feld auf ca.  $\frac{3}{4}$  seines Wertes abgesunken ist, wurde ein Teil des Elektronenimpulses bereits in longitudinale Richtung geklappt. An dieser Position wird überprüft, ob sein longitudinaler Impuls ausreicht, die Folie zu durchdringen. Wenn nicht, so gilt das Elektron als nicht nachgewiesen.

Es macht keinen Sinn, den elektrischen Spiegeleffekt ohne den magnetischen (siehe Abschnitt 5.5) zu betrachten, da sich beide Effekte gegenseitig beeinflussen. Beide wirken auf die Elektronen und Protonen, deren Impulse in einem großen Winkel zum Magnetfeld stehen. Der elektrische Spiegeleffekt verstärkt lediglich den magnetischen und erhöht die Asymmetrie zwischen den Detektoren. Die für den magnetischen Spiegeleffekt benutzte Monte-Carlo-Simulation wird also lediglich um den Einfluß des elektrischen Feldes erweitert.

Im Gegensatz zum magnetischen Feld ist nicht bekannt, wie stark das elektrische Feld gegenüber dem Zentrum des Neutronenstrahls verschoben sein kann. Die Verschiebung wird durch die Geometrie und die individuelle Einstellung der Hochspannungen für die beiden Folien bestimmt. Es wurde versucht, beim Einbau der Hochspannungselemente möglichst symmetrische Verhältnisse herzustellen. Eine Vermessung eines elektrischen Feldes in dem erzielten Bereich ist jedoch, wie erwähnt, nicht möglich. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus ist jedoch eine Verschiebung um mehr als einige Millimeter äußerst unwahrscheinlich.

Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 5.5 zusammengefaßt. Da sich hier durch unterschiedliche Kombinationen von Verschiebungen der Zentren von Neutronenstrahl, elektrischem und magnetischem Feld zueinander eine Fülle von Kombinationsmöglichkeiten ergibt, ist nur die Verschiebung des Mittelwertes der beiden Detektoren tabelliert. Analog zum magnetischen Spiegeleffekt mittelt sich ein eventueller Einfluß einer verschobenen Geometrie in erster Näherung heraus. Die Verschiebung der Mittelwerte entspricht fast genau der des magnetischen Spiegeleffekts, weil hauptsächlich dieselben Teilchen (die mit großen Winkeln) am elektrischen Potential gespiegelt werden können. Die Detektoren können deutlich unterschiedliche Werte anzeigen (bis zu einem Prozent Differenz bei Verschiebung des elektrischen Feldes um 4mm). Der Einfluß des Spiegeleffekts auf die Spektren der vier möglichen Kombinationen von Elektronen und Protonen ist für den Fall, daß alle Zentren übereinanderliegen, in die Fitfunktion integriert worden, da der Einfluß der Gitter (siehe Abschnitt 5.7) nur mit dem Spiegeleffekt zusammen betrachten kann. Abb. 5.10 zeigt die Verzerrung der Spektren, wenn alle Zentren übereinander liegen. Der Einbruch bei kleinen Energien liegt an dem Potential der Folie, das niederenergetische Elektronen aus den Spektren entfernt. Die Änderungen der Spektren für hohe Energien sind gegenläufig, da die Ereignisse, die für die eine Methode verlorengehen, in die Spektren der anderen Methode einsortiert

<sup>20)</sup>Der Phasenraum ist in diesem Fall so gering, daß bei  $10^6$  simulierten Ereignissen nicht ein einziges das Zerfallsvolumen nicht verlassen konnte.

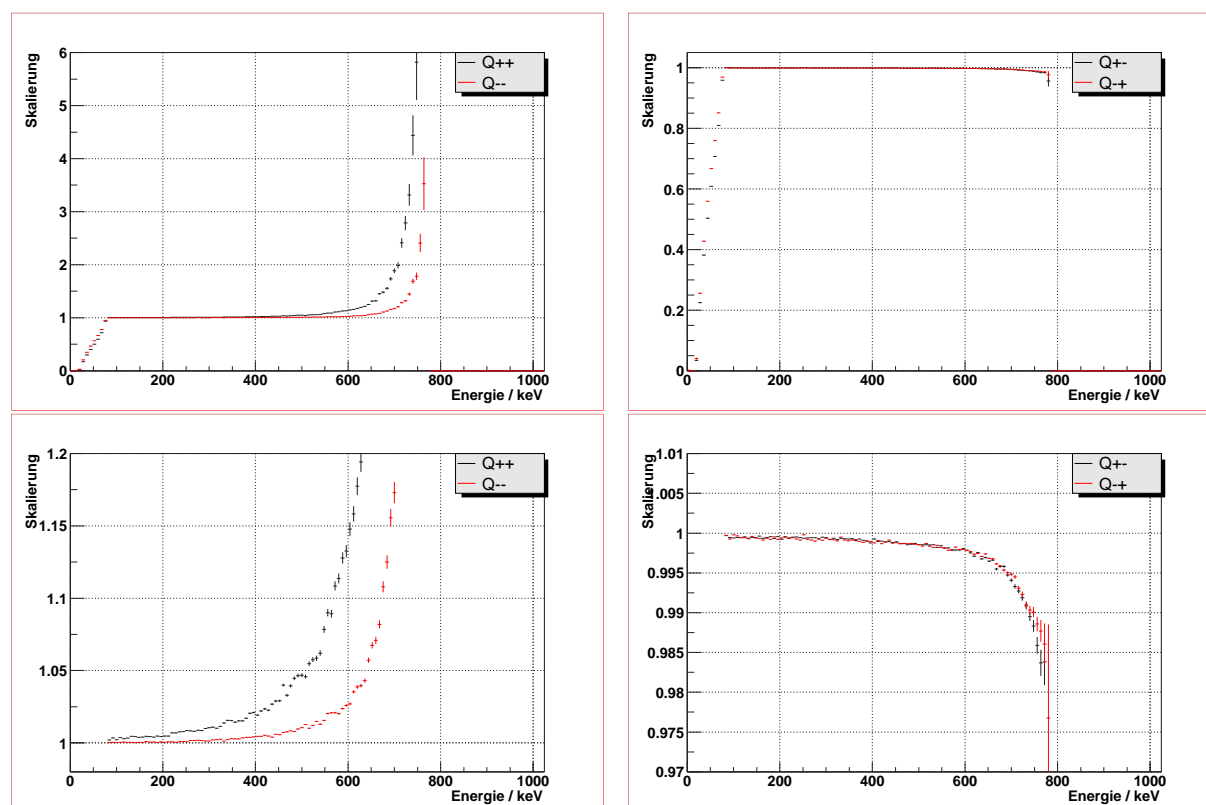


Abbildung 5.10: Korrektur der vier Spektren  $Q_{++}$ ,  $Q_{--}$ ,  $Q_{+-}$  und  $Q_{-+}$  durch den elektro-magnetischen Spiegeleffekt, wenn die Zentren von magnetischem Feld und elektrischem Potential mit dem des Neutronenstrahls zusammenfallen. Oben der gesamte Bereich, unten die gleichen Diagramme mit skaliertem  $y$ -Achse, um die Änderung für den mittleren Energiebereich sichtbar zu machen. Der niederenergetische Bereich wird durch die Unterdrückung der Elektronen durch das elektrische Potential dominiert.

werden.

## 5.7 Der Gittereffekt

Die Kohlenstofffolien der Protonendetektoren lagen während der Messung auf eine Spannung von 20kV. Ein Durchgreifen dieser Spannung auf das Zerfallsvolumen mußte aus zwei Gründen soweit wie möglich verhindert werden:

- Wie in Abschnitt 5.6 beschrieben, darf die elektrische Potentialdifferenz im Inneren des Zerfallsvolumens nicht zu groß sein, weil sonst der elektrische Spiegeleffekt für die Protonen zu groß wird. Um sicherzustellen, daß er die als Grenzwert zugelassenen 100mV nicht überschreitet, muß der absolute Wert des Potentials bereits kleiner als 120mV sein [bra00].
- Ist das Zerfallsvolumen gegenüber den Folien nicht geerdet, so durchlaufen die Protonen nicht die vollen 20kV als Beschleunigungsspannung. Ihre Energie reicht dann nicht aus, um eine ausreichend große Zahl von Sekundärelektronen aus der Folie auszulösen und so nachgewiesen zu werden<sup>21)</sup>.

Die Erdung des Zerfallsvolumens ist schwierig zu realisieren, da die Spannung auf einem Bereich von ca. 20cm um 5 Größenordnungen reduziert werden muß. Um dies zu erreichen, wurde das Zerfallsvolumen gegenüber den Detektoren durch Aluminiumplatten abgeschirmt, in denen lediglich je ein 10cm langer

<sup>21)</sup>In den Laborexperimenten wurden erste Signale bei Beschleunigungsspannungen um die 12 bis 14kV gemessen.

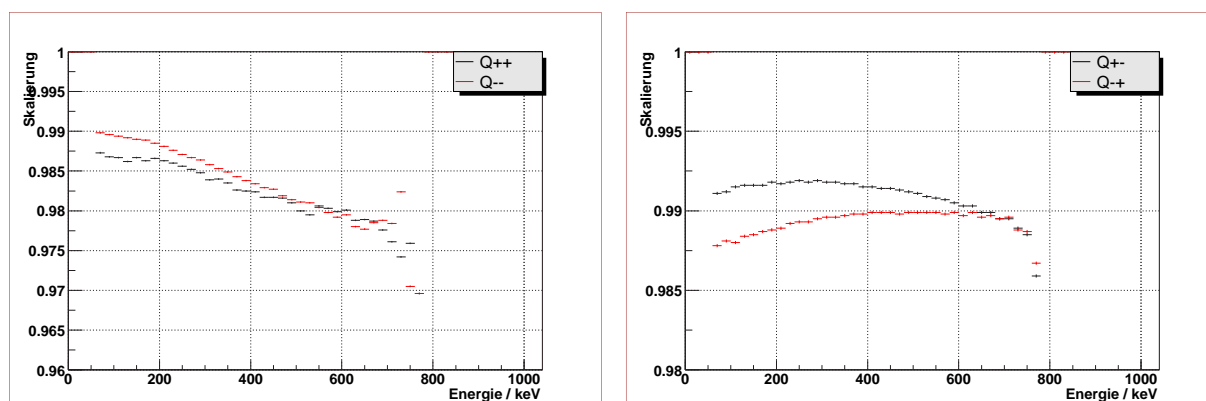


Abbildung 5.11: Der Einfluß des Gitters auf die vier Spektren. Links die beiden Spinrichtungen für Elektron und Proton im gleichen Halbraum, rechts für entgegengesetzte Halbräume. Die eingezeichneten Balken sind nicht die statistischen Fehler, die in meisten Fällen sehr viel kleiner (unsichtbar) sind, sondern dienen nur der Markierung der Werte.

Meßwert	Korrektur / %
B, gleicher HR	-0.05(5)
B, entgegengesetzter HR	-0.8(2)
B, aus Protonenasymmetrie	-0.2(1)
C	-0.2(1)
A	+1.5(4)

Tabelle 5.6: Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13).

Aluminiumtunnel offengelassen wurde, durch den die Elektronen und Protonen zu den Detektoren gelangen konnten. Im Inneren dieser Tunnel wurden je vier lineare Erdungsgitter angebracht, abwechselnd zwei horizontale und zwei vertikale. Die Gitterkonstante betrug 6mm. Die innersten Gitter hatten einen Abstand von ca. 10cm vom Zentrum des Zerfallsvolumens, die nächsten Gitter folgten in Abständen von je 2cm. Da diese Gitter von den Zerfallsteilchen getroffen werden konnten, muß ihr Einfluß auf die gemessene Asymmetrie abgeschätzt werden. Die nötigen Berechnungen wurden von Ferenc Glück durchgeführt. Das dabei benutzte Programm PENELOPE [bar95] erlaubt es, die Bahnen der Teilchen in verschiedenen Materialien zu verfolgen. Ein Proton, das das Gitter trifft, wird von diesem absorbiert, während ein Elektron lediglich gestreut wird, also seine Flugrichtung ändert. Es zeigte sich, daß dünne Gitter mit kleinem  $Z$  die Asymmetrien am wenigsten beeinflussen.

In diesem Experiment wurden Kohlenstoffasern der Dicke  $8\mu\text{m}$  benutzt, die mit einem speziellen, leitenden Kleber an den Rahmen befestigt wurden. Diese Fasern sind so dünn, daß sie mit bloßem Auge nur sehr schwer erkennbar sind, was ihre Verarbeitung deutlich erschwerte. Diese Gitter waren sehr wahrscheinlich für die Instabilität der Hochspannung verantwortlich, da bei diesen kleinen Radien an ihrer Oberfläche sehr hohe Feldstärken entstehen. Der gleiche Effekt wurde bei einem anderen Experiment beobachtet. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit wird gerade ein Teststand in Betrieb genommen, der diese Effekte genauer untersucht und für ein Nachfolgeexperiment die geeigneten Drähte auswählt.

Den Einfluß dieser Gitter auf die vier Spektren (Elektron und Proton im gleichen und in entgegengesetzten Halbräumen für die beiden Spinrichtungen) zeigt Abb. 5.11. Der Einfluß auf die Asymmetrien ist geringer als auf die Spektren, da sich im Asymmetrieterm ein Teil des Einflusses herauskürzt. Für die Fitbereiche sind die Korrekturen und die sich ergebenden Fehler in Tab. 5.6 zusammengestellt. Sie gelten nur für den Fall, daß auf beiden Seiten des Neutronenstrahls Gitter angebracht sind, da sich die Effekte

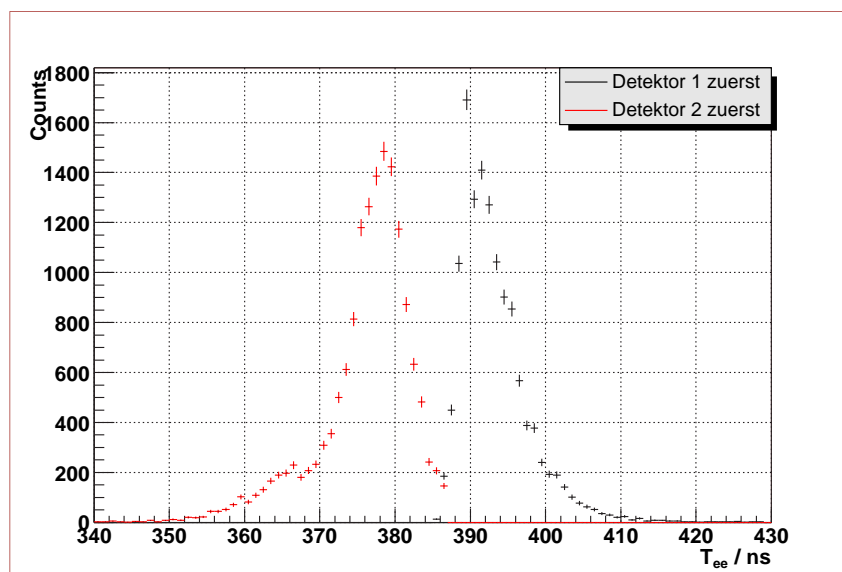


Abbildung 5.12: Das gemessene Flugzeitspektrum der Rückstreueereignisse. Hier sind nur die Ereignisse dargestellt, die beide Detektoren triggern, bei denen also ein Rückstreueignis erkannt wurde.

der Gitter teilweise aufheben.

## 5.8 Rückstreueereignisse

Trifft ein Elektron auf den Szintillator, so wird es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit nur einen Teil seiner Energie deponieren und dann wieder aus dem Szintillator herausgestreut werden<sup>22)</sup>. Aufgrund des elektrischen Feldes, das auch für rückgestreute Elektronen, die einen Teil ihrer Energie bereits im Szintillator deponiert haben, eine Potentialbarriere darstellt, und dem zum Zentrum hin stärker werdenden Magnetfeld werden viele dieser Elektronen wieder in den Szintillator zurückgelenkt und deponieren dort auch noch die restliche Energie. Die Elektronen, die über eine ausreichende Energie und einen genügend kleinen Winkel zum Magnetfeld verfügen, werden durch das magnetische Feld zum gegenüberliegenden Detektor geführt und deponieren dort ihre restliche Energie. Da stets die Summe beider Detektoren in der Analyse betrachtet wird, wird dies automatisch richtig mit berücksichtigt. Sekundärelektronen aus Protonenereignissen können nicht in den gegenüberliegenden Szintillator gestreut werden, da sie nach der Streuung auf jeden Fall zu wenig Energie besitzen, um die Potentialbarriere der Folie zu durchdringen<sup>23)</sup>. Insgesamt triggerten in diesem Experiment ca. 3.2(1)% aller Ereignisse beide Detektoren.

Um Rückstreueereignisse, die beide Detektoren triggern, dem richtigen Detektor zuordnen zu können, wurde bei jedem Ereignis ermittelt, welcher Detektor zuerst angesprochen hat. Da die Flugzeiten der nachweisbaren Elektronen nur wenige Nanosekunden betragen, ist das richtige Timing sehr wichtig. Zur Kontrolle werden die Signale der beiden Detektoren zueinander verzögert und ihre zeitliche Abfolge mit einem TDC<sup>24)</sup> gemessen. Aus technischen Gründen stand dieser TDC allerdings nur für vier der in der Analyse verwendeten Tage zur Verfügung. Das Flugzeitspektrum für die Rückstreueereignisse ist in Abb. 5.12 dargestellt. Detektor 1 startet den TDC, Detektor 2 stoppt ihn. Spricht Detektor 1 nicht an, so enthält der TDC die Null, spricht Detektor 2 nicht an, so enthält er den maximalen Wert. Die beiden

<sup>22)</sup> Aufgrund früherer Messungen ist bekannt, daß dieser Anteil im Energiebereich der Elektronen aus dem Neutronenzerfall bei bis zu 10% liegt.

<sup>23)</sup> In der Messung werden auch tatsächlich kaum Ereignisse beobachtet, bei denen beim Stoppsignal beide Detektoren angesprochen haben. Selbst die zufällige Koinzidenz der beiden Detektoren ist stark unterdrückt, da lediglich das Integrationsfenster der QDCs von 300ns das Zeitfenster definiert.

<sup>24)</sup> TDC = Time to digital converter.

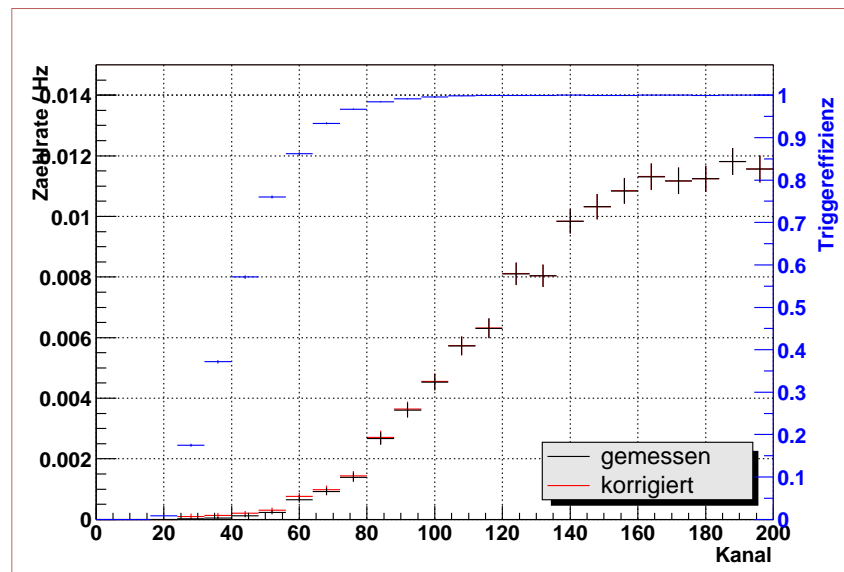


Abbildung 5.13: Bestimmung des Anteils der Rückstreueignisse, die Detektor 1 zuerst erreichen, jedoch Detektor 2 zugeordnet werden. Dazu wird das Spektrum der Rückstreueignisse (schwarz) durch die Triggerfunktion (blau, rechte Achse) geteilt. Der Unterschied zwischen dem so erhaltenen Spektrum (rot) und dem ursprünglichen Spektrum liefert einen oberen Schätzwert für die falsch zugeordneten Ereignisse. In den Bereich, in dem die Triggerfunktion Null ist, wird dabei eine Extrapolation durchgeführt. Der Anteil der falsch zugeordneten Ereignisse liegt (für alle Spektren) bei 0.2(1)%.

Peaks im Flugzeitspektrum sind nicht klar getrennt, jedoch liegt die elektronische Unterscheidung, ob ein Ereignis zuerst in Detektor 1 oder 2 erfolgte, sehr gut im Minimum zwischen beiden Verteilungen.

Die gemessenen Asymmetrien können durch Rückstreueignisse beeinflusst werden, die den Detektor, den sie als erstes erreichen, nicht triggern, aber den zweiten. Sie werden dann dem falschen Halbraum zugeordnet und verändert die Meßwerte. Dieser Effekt führt zu einer Korrektur der Meßwerte, die im folgenden abgeschätzt werden soll. Dabei werden die Spektren durch zwei Effekte modifiziert:

- Nicht erkannte Rückstreueignisse im betrachteten Detektor gehen verloren.
- Nicht erkannte Rückstreueignisse des gegenüberliegenden Detektors werden hinzugefügt.

Die beiden Effekte sind entgegengesetzt gerichtet und heben sich teilweise auf. Da das Proton nicht rückgestreut wird, können jeweils nur solche Ereignisse hinzukommen, die das Proton bereits im entsprechenden Halbraum deponieren. Wird also ein Spektrum, bei dem Elektron und Proton in den gleichen Halbraum emittiert werden, betrachtet, so werden vom gegenüberliegenden Detektor nur Ereignisse in dieses Spektrum „hineingestreut“, bei denen eigentlich Elektron und Proton in entgegengesetzte Halbräume emittiert werden. Da die Zählraten der einzelnen Spektren aus Monte-Carlo-Simulationen bekannt sind, können diese Unterschiede näherungsweise durch diese Relationen ausgleichen werden. Da es bei der Protonenasymmetrie egal ist, in welchem Halbraum das Elektron nachgewiesen wird, führt die Rückstreuung in diesem Fall nicht zu einer Korrektur des Meßwertes.

Im folgenden wird die Berechnung der Änderung für ein Spektrum beispielhaft durchgeführt. Eine analoge Betrachtung gilt für alle anderen Spektren. Im folgenden wird sich bei der Betrachtung auf die Ereignisse beschränkt, deren Elektronenenergie<sup>25)</sup> im Fitbereich der entsprechenden Asymmetrie liegt und bei denen das Proton in Detektor 1 nachgewiesen wird. Dann ist

<sup>25)</sup>Hier ist es wichtig, daran zu erinnern, daß für alle Ereignisse die Energien beider Detektoren addiert werden.

- $N$  Die Anzahl der Ereignisse, die zuerst Detektor 1 treffen, unabhängig davon, ob Rückstreuung eintritt oder nicht.
- $\tilde{N}$  Die Anzahl der Ereignisse, die Detektor 1 so zugeordnet werden, als ob sie Detektor 1 zuerst getroffen hätten.
- $\epsilon$  Der Anteil der Rückstreueereignisse an den Detektor 1 zuerst treffenden Ereignissen.
- $\alpha$  Der Anteil der von Detektor 1 zurückgestreuten Ereignisse, die Detektor 1 nicht triggern.
- $\epsilon'$  Der Anteil der der Rückstreueereignisse an den Detektor 2 zuerst treffenden Ereignissen.
- $\alpha'$  Der Anteil der von Detektor 2 zurückgestreuten Ereignisse, die Detektor 2 nicht triggern.
- $\eta'$  Ein Faktor, der die unterschiedliche Kinematik berücksichtigt (In dem betrachteten Fall sind z.B. Elektron und Proton in Detektor 1. Für die gestrichelten Beiträge ist dann der Fall Elektron in Detektor 2 und Proton in Detektor 1 zu betrachten.).

Mit diesen Definitionen gilt:

$$\tilde{N} = N (1 - \epsilon\alpha + \epsilon'\alpha'\eta') \quad (5.44)$$

$\epsilon\alpha$  ist dabei der Anteil der Ereignisse, die Detektor 1 zuerst erreichen, aber Detektor 2 zugeordnet werden. Die hier verwandte Aufteilung in zwei separate Anteile folgt daraus, daß beide Anteile einzeln bestimmt werden.

Die Anteile der Rückstreueereignisse an allen Ereignissen ( $\epsilon$ ,  $\epsilon'$ ) sind einfach zu bestimmen: Einfaches Zählen aller Ereignisse, die Detektor 1 zuerst erreichen, und aller Rückstreueereignisse darunter liefert diese Anteile. Der Anteil der falsch zugeordneten Ereignisse ( $\alpha$ ,  $\alpha'$ ) ist schwieriger zu bestimmen. Hierzu wird das Spektrum der Rückstreueereignisse durch die Triggerfunktion geteilt. Der Unterschied zwischen diesem Quotienten und dem Spektrum der Rückstreueereignisse liefert einen guten (oberen) Schätzwert für den Anteil der dem falschen Detektor zugeordneten Ereignisse<sup>26)</sup>. Abb. 5.13 zeigt das Verfahren zum Ermitteln dieses Anteils  $\alpha$  ( $\alpha'$ ). In dem Bereich, in dem die Triggerfunktion Null ist, wird eine Extrapolation durchgeführt. Der Ausgleichsfaktor  $\eta'$  kann aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden. Die verschiedenen Detektoreffizienzen sind nur kleine Modifikationen dieser Faktoren und können vernachlässigt werden. Typische Werte für den Anteil der Rückstreueereignisse  $\eta'$  liegen zwischen 4 und 8%. Dieser Anteil schwankt, da für die verschiedenen Spektren die Auftreffwinkel der Elektronen in den betrachteten Fitbereichen variieren und die Rückstreuungswahrscheinlichkeit von diesem Winkel abhängt<sup>27)</sup>. Der Anteil  $\alpha$  der nicht dem richtigen Detektor zugeordneten Rückstreueereignisse liegt stets bei 0.2(1)%. Der Faktor zum Ausgleich der unterschiedlichen Zählraten ist im Maximalfall 14 bzw. 1/14. Die Änderung der Asymmetrie läßt sich nun abschätzen, indem der Asymmetriequotient mit den geänderten Zählraten gebildet wird. Die erwarteten Zählraten  $N$  können dabei Monte-Carlo-Simulationen entnommen werden:

$$\tilde{Asym} = \frac{N'_{\text{off}} - N'_{\text{on}}}{N'_{\text{off}} + N'_{\text{on}}} \quad (5.45)$$

Die maximale Änderung der Asymmetrie liegt im Bereich 0.01%. Der Effekt durch falsch einsortierte Rückstreueereignisse ist also vernachlässigbar klein.

<sup>26)</sup>Dies ist eine obere Abschätzung, weil nicht alle diese Rückstreueereignisse den anderen Detektor triggern.

<sup>27)</sup>Über das gesamte Spektrum ergibt sich nur ein Anteil von 3.2(1)%, wie bereits weiter oben erwähnt wurde.

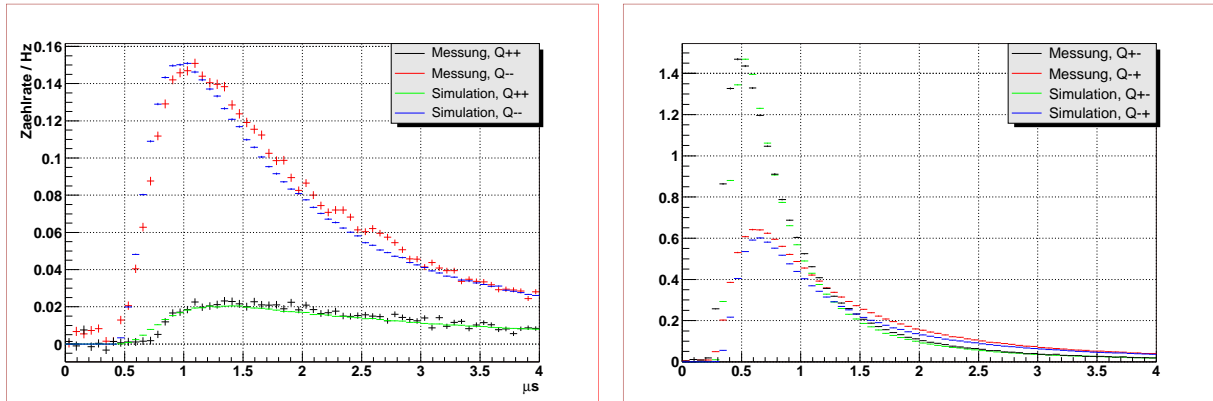


Abbildung 5.14: Vergleich zwischen den gemessenen und den simulierten Flugzeitspektren für Elektron und Proton im gleichen Halbraum (links) und in entgegengesetzten Halbräumen (rechts) für die ersten  $4\mu\text{s}$ . Die Form der Spektren wird in beiden Fällen gut wiedergegeben. Simuliert wurden  $10^7$  Ereignisse.

## 5.9 Protonenflugzeit

Die Flugzeitspektren der Rückstreueereignisse (siehe Abschnitt 5.8) zeigen, daß Elektronen aus dem Zerfallsvolumen die Detektoren innerhalb weniger Nanosekunden erreichen. Protonen, deren Masse fast 1900mal größer ist, brauchen sehr viel länger, um die Strecke zu durchfliegen, da die Impulse der beiden Teilchen von der gleichen Größenordnung und daher ihre Geschwindigkeiten stark unterschiedlich sind. Die zurückzulegende Wegstrecke wird dabei durch das Gyrieren um die magnetischen Feldlinien gegenüber der direkten Flugbahn um ein Vielfaches verlängert. Typische Protonenflugzeiten liegen im Bereich einiger  $\mu\text{s}$ , also erwartungsgemäß drei Größenordnungen über denen der nachweisbaren Elektronen<sup>28)</sup>. Die gemessenen Flugzeitspektren bis  $4\mu\text{s}$  für die beiden Fälle gleicher und entgegengesetzter Halbraum zeigt Abb. 5.14 links<sup>29)</sup>. Es fällt auf, daß die Protonen eine gewisse Mindestflugzeit benötigen, um den Detektor zu erreichen. Sie entspricht der Emission der Protonen parallel zum Magnetfeld bei maximaler Energie.

Um Untersuchungen zum Einfluß der Flugzeit und auch zur Unterdrückung von Ereignissen (siehe Abschnitt 5.10.3.5) machen zu können, muß eine Monte-Carlo-Simulation möglichst gut an die Daten angepaßt werden. Dazu müssen das Klappen der Impulse durch das Magnetfeld sowie der Einfluß des elektrischen Feldes berücksichtigt werden.

Anstelle des komplizierten Verlaufs des elektrischen Feldes über mehrere Beschleunigungsstrecken zwischen den Gittern, die unterschiedlich stark gegen das elektrische Potential abgeschirmt sind, wird eine völlig abgeschirmte Flugstrecke von 13cm angenommen, in der die Protonen nur durch das Magnetfeld beeinflusst werden<sup>30)</sup>. Im Anschluß daran beschleunigt das gesamte elektrische Feld die Protonen, ihre Flugzeit in diesem Teil ist vernachlässigbar klein (wenige ns).

Die Flugzeit eines geladenen Teilchens in dem magnetischen Feld von PERKEO berechnet sich über eine effektive Flugstrecke  $d_{\text{eff}}$ , die von der Position  $x$  des zerfallenden Neutrons im Zerfallsvolumen, von der Distanz  $d = 13\text{cm}$  des Zentrums des Zerfallsvolumens bis zum angenommenen Beginn des elektrischen Potentials, von der Geschwindigkeit  $v = c\beta$  des geladenen Teilchens und dem Winkel  $\theta$  zwischen

<sup>28)</sup>Beim Neutronenzerfall entstehen auch sehr niederenergetische Elektronen, die beliebig lange Flugzeiten benötigen. Diese Elektronen erreichen jedoch erstens durch das Potential der Folie gar nicht den Detektor und liegen zweitens unterhalb der Nachweisschwelle. Die detektierten Elektronen besitzen alle relativistische Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , ihre Flugzeit ist gegenüber der Flugzeit der Protonen vernachlässigbar klein.

<sup>29)</sup>Die Spektren wurden bereits soweit möglich untergrundbereinigt. Die Methoden hierzu werden im Abschnitt 5.10 beschrieben.

<sup>30)</sup>Das erste Erdungsgitter befindet sich in einem Abstand von ca. 8cm vom Zentrum des Zerfallsvolumens, das letzte bei ca. 14cm.

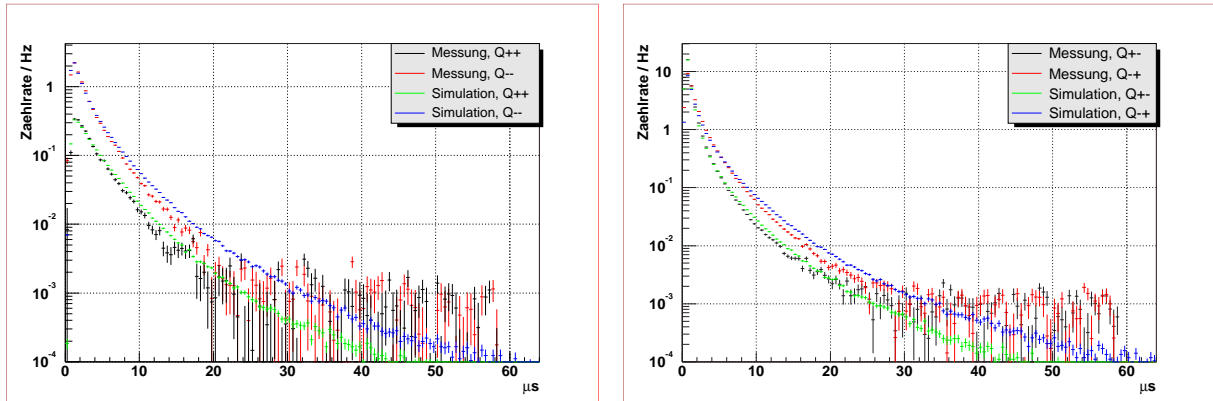


Abbildung 5.15: Der simulierte und der gemessene asymptotische Verlauf der Protonenflugzeitspektren für die komplette Länge des Koinzidenzfensters von  $58\mu\text{s}$  für die beiden Meßmethoden. Der Verlauf wird annäherungsweise korrekt wiedergegeben. Es ist deutlich erkennbar, daß die mittlere Flugzeit der Protonen im Fall Elektron und Proton im gleichen Halbraum deutlich höher ist als in dem anderen Fall. Dies entspricht den Erwartungen, da bei dieser Methode große Emissionswinkel gegenüber dem magnetischen Feld bevorzugt werden.

seinem Impuls und der geraden Richtung abhängt:

$$t(x, d, v, \theta) = \frac{d_{\text{eff}}(x, d, \theta)}{v}. \quad (5.46)$$

Die Flugstrecke kann analytisch exakt berechnet werden, wenn die bereits in Gl. 5.42 angegebene Parametrisierung des Magnetfeldes mit Hilfe des Parameters  $l$  benutzt wird. Es ergibt sich [rei99]:

$$d_{\text{eff}} = \frac{l}{w} \ln \frac{\frac{wd}{l} + \sqrt{1 - w^2 + \left(\frac{wd}{l}\right)^2}}{\left|\frac{wx}{l} + \cos \theta\right|}, \quad (5.47)$$

wobei für  $w$  gilt:

$$w = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{l}\right)^2}}. \quad (5.48)$$

Die Ergebnisse der Simulationen für die Flugzeit der Protonen sind in Abb. 5.14 rechts dargestellt. Der Vergleich mit den gemessenen Spektren zeigt, daß die Simulation die reale Situation gut beschreibt. Für einen einfachen Vergleich genügt es dabei schon, die Breite des Zerfallsvolumens zu vernachlässigen. Wird diese Ausdehnung mitberücksichtigt, so verbreitern sich die simulierten Spektren. Diese Verbreiterung wurde in den gezeigten Spektren berücksichtigt. Ein direkter Einfluß auf die Asymmetrie ergibt sich, wenn das Koinzidenzfenster zu klein gewählt wird und zu viele Protonen nicht mehr nachgewiesen werden können. Um dies zu testen, wurde mit Hilfe der Simulation ermittelt, ab welcher Größe des Zeitfensters der Einfluß auf die verschiedenen Asymmetrien kleiner als 0.1% wird. Dies ist ab ca.  $30\mu\text{s}$  erfüllt. Da das gesamte Koinzidenzfenster, das bei der Messung verwendet wurde, mit  $58\mu\text{s}$  fast doppelt so lang ist, kann ein Einfluß auf die Asymmetrien durch ein zu kurzes Fenster ausgeschlossen werden. Außerdem kann der Untergrund anhand des asymptotischen Verlaufs der Spektren untersucht werden, da gegen Ende des Koinzidenzfensters nur noch sehr wenige Protonen erwartet werden, wie Abb. 5.15 für die beiden Fälle zeigt. Der direkte Vergleich mit den gemessenen Spektren ist hier schwierig, weil der asymptotische Bereich der Flugzeitspektren statistisch nach Abzug des Untergrundes aus zufälligen Koinzidenzen nur sehr ungenau bekannt ist. Bis  $20\mu\text{s}$  entspricht jedoch die Simulation in guter Näherung der experimentellen Messung. Die gemessenen Spektren wurden, soweit möglich, nach den Methoden, die in Kapitel 5.10 vorgestellt werden, von allen Untergrundeinflüssen befreit.



## 5.10 Der Untergrund

In der Spektroskopie ist die Bestimmung des Untergrundes, also die Bestimmung der Ereignisse, die zwar Signale im Detektor auslösen, aber nichts mit dem eigentlichen Meßsignal zu tun haben von entscheidender Bedeutung. Findet die Messung in Koinzidenz statt, d.h. besteht das Meßsignal aus zwei Einzelsignalen, die in einer festen zeitlichen Korrelation zueinander erfolgen, so gibt es i.a. nur eine einzige Art von Untergrund: zufällige Koinzidenzen. Das bedeutet, daß nach einem Startsignal in dem Zeitfenster, in dem auf das zweite Signal gewartet wird, zufällig wieder ein Signal auftritt. Die Rate dieser Signale beträgt, wenn keine echten Koinzidenzen auftreten [leo94]:

$$R = N_1 N_2 \Delta t, \quad (5.49)$$

wobei  $N_1$  bzw.  $N_2$  die Zählraten der Detektoren für Start- bzw. Stoppsignal und  $\Delta t$  die Länge des Zeitfensters sind. Da in dem hier vorgestellten Experiment Start und Stop durch denselben Detektor erfolgen, vereinfacht sich die Formel zu

$$R = N^2 \Delta t \quad (5.50)$$

mit der Zählrate  $N$  im Detektor. Der Untergrund, den diese zufälligen Koinzidenzen erzeugen, kann während der Messung mitgemessen werden, indem regelmäßig<sup>31)</sup> nach Aufzeichnung eines Ereignisses in großem Abstand vom Startsignal<sup>32)</sup> erneut das Zeitfenster geöffnet wird und alle koinzidenten Ereignisse registriert werden. Bei einer solchen Messung sind keine Shutter nötig, die den Strahl unterbrechen und eine Messung ohne Signal ermöglichen. Der direkte, strahlbedingte Untergrund wird gleichzeitig mit der Messung mitgemessen. Der Untergrund ist damit vollständig und ohne zeitliche Versetzung zur Messung bestimmt. Die Methode wird detailliert in Abschnitt 5.10.3.4 beschrieben.

In dem hier vorgestellten Experiment traten neben den zufälligen Koinzidenzen noch Untergründereignisse auf, die eine ähnliche zeitliche Korrelation wie die Elektron-Proton-Signale aufwiesen. Zu ihrer Bestimmung wurde ein Shutter eingesetzt. Zusätzlich wurden die Signale der beiden Detektoren durch Nachpulsseffekte unterdrückt, die eine besondere Behandlung bei der Datenanalyse erforderten. Instabilitäten in der Hochspannung erforderten eine strenge Vorsortierung der erhaltenen Daten.

Im folgenden werden die verschiedenen Untergrundarten und ihre Behandlung in der Messung nacheinander beschrieben und analysiert.

### 5.10.1 Stabilität der Hochspannung

Werden Teile einer Meßapparatur auf Hochspannung gelegt, während andere Teile geerdet sind, so entstehen große elektrische Felder, die eine Vielzahl verschiedener Effekte auslösen können, die zu Signalen im Detektor führen:

- *Funkenschläge*, die den Detektor direkt durch Lichterzeugung oder indirekt durch die Erzeugung geladener Teilchen auslösen. Während der Messung wurde nur ein einziger Überschlag registriert.
- *Spontane Emission von Elektronen*, z.B. aus Spitzen oder dünnen Drähten (Feldemission). Dies ist die Hauptquelle des hier beschriebenen Untergrundes. Für zukünftige Messungen ist es daher sinnvoll, die Drähte durch dickere Drähte zu ersetzen.
- Beschleunigung von *Ionen des Restgases*, die anschließend analog zu Protonen detektiert werden.
- *Leuchterscheinungen*. Da die Szintillatoren derart verspiegelt waren, daß mehr als 99% des Lichtes reflektiert wurde, wurde dieser Untergrund stark unterdrückt und spielt für die Messung keine Rolle.

<sup>31)</sup>In diesem Experiment bei jedem zehnten Ereignis.

<sup>32)</sup>Groß gegenüber der Zeit zwischen Startsignal und Signal des korrelierten Ereignisses.

Im beschriebenen Experiment stellt die Hochspannung den größten Teil des Untergrunds dar. Das Verhältnis der Untergrundzählraten<sup>33)</sup> des Startsignals von Detektor 1 ohne Koinzidenz mit und ohne Hochspannung oberhalb der Triggerschwelle beträgt:

$$\frac{U_{\text{Halle, Strahl, HV}}}{U_{\text{Halle, Strahl}}} = \frac{54.70 (3) \text{ Hz}}{24.98 (8) \text{ Hz}} = 2.27 (1). \quad (5.51)$$

Bei einer Messung mit Koinzidenz erhöht sich dieses Verhältnis auf<sup>34)</sup>:

$$\frac{U_{\text{Halle, Strahl, HV}}^{\text{koinz}}}{U_{\text{Halle, Strahl}}^{\text{koinz}}} = \frac{11.80 (2) \text{ Hz}}{0.089 (4) \text{ Hz}} = 132.58 (27). \quad (5.52)$$

Es ist also für diese Messung sehr wichtig, die Stabilität der Hochspannung über die gesamte Meßzeit gewährleisten zu können, da sie insbesondere bei der koinzidenten Messung dominant ist. In der Analyse der Daten muß ausgeschlossen werden, daß Instabilitäten in der Hochspannung nicht erkannt und daher auch nicht berücksichtigt werden.

Um dieses Ziel zu erreichen, wird ein mehrstufiges Verfahren benutzt, um „schlechte“ Daten aus dem Datensatz auszusortieren. Es führte dazu, daß zu Beginn der Meßzeit an einem Tag ca. 5%, gegen Ende wegen der zunehmenden Instabilität ca. 15 – 20% der Daten aussortiert wurden. Das Verfahren beruht auf der Einteilung der Daten in kleine Meßeinheiten und benutzt die Anzahl der realen Trigger der Meßapparatur. Zu diesem Zweck wurde ein zusätzlicher Zähler installiert, der unabhängig vom Zustand der Elektronik<sup>35)</sup> die Anzahl der Trigger bestimmte.

Als kleinste Unterteilung des Datensatzes stehen die 10-Sekunden-Intervalle der Spinflipperschaltung zur Verfügung, die für den ersten Schritt der Datenreinigung benutzt werden. Diese Zeit wurde bei der Messung gewählt, da in diesem Fall

- die Intervalle klein genug sind, um kurze Überschlüge und kleine Effekte noch erkennen zu können.
- die Statistik in einem Intervall ausreicht.
- die Totzeit des Experiments nicht unnötig erhöht wurde (Nach jedem Schalten des Flippers wurde eine halbe Sekunde gewartet, damit der Flipper mit voller Effizienz arbeitete. Bei einem 10s-Intervall zwischen zwei Flipperschaltungen ergibt sich allein hierdurch eine Totzeit von 5%).

Schwankungen der Hochspannung werden nach einer automatischen Methode aussortiert: weicht die Triggerrate in einem 10s-Intervall um mehr als drei Standardabweichungen vom Mittelwert aller Intervalle eines Flipperzustandes dieses Files<sup>36)</sup> ab, so werden dieses Intervall sowie das Intervall davor und das danach aus dem Datensatz entfernt. Bleibt ein Intervall stehen, dessen Vorgänger und dessen Nachfolger aussortiert wurden, so wird es ebenfalls aussortiert<sup>37)</sup>. Bleiben in einem File weniger als fünf Intervalle übrig, so wird das gesamte File aus der Analyse entfernt<sup>38)</sup>.

Die Auswirkungen dieser Prozedur zeigt Abb. 5.16 am Beispiel zweier Files. Die linke Abbildung zeigt

<sup>33)</sup>Gemessen mit Hilfe des Shutters in der Kasematte.

<sup>34)</sup>Die zugehörigen Zählraten bei der Messung mit Neutronenstrahl sind in Tab. 5.7 zusammengestellt.

<sup>35)</sup>Während der Bearbeitung eines Ereignisses wurde die Elektronik für weitere Ereignisse gesperrt. Da diese Totzeit jedoch mehr als 130µs betrug (siehe Abschnitt 4.5), wurde der Triggerzähler so installiert, daß er auch während dieser Zeit die Ereignisse zählte.

<sup>36)</sup>Ein File entspricht i.a. 40 Intervallen, also 400s. Die Standardabweichung bezieht sich auf die Zahl der Trigger in einem Intervall, wurde jedoch zur Vereinfachung als Wurzel der Mittelwerte bestimmt. Dies ist zulässig, da alle Intervalle gleich lang sind. Die beiden Spinrichtungen werden getrennt betrachtet.

<sup>37)</sup>Liegt das Intervall am Rand, so genügt es, wenn nur der Nachfolger bzw. Vorgänger aussortiert wurde.

<sup>38)</sup>Diese Grenze ist willkürlich gewählt, hat sich aber als ausreichend erwiesen.

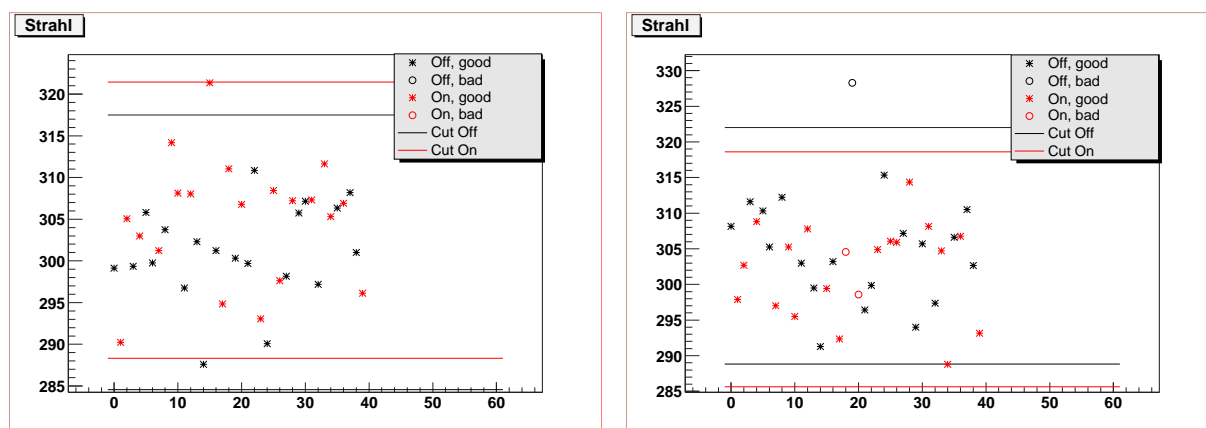


Abbildung 5.16: Zwei Beispielfiles zur Aussortierung der Flipperintervalle. Die  $x$ -Achse entspricht einer Zeitachse, jeder Punkt entspricht 10s Meßzeit. Links ein File, das vollständig für die Analyse akzeptiert wurde. Alle auftretenden Schwankungen sind statistisch erklärbar. Rechts ein File, bei dem eine Entladung der Hochspannung in Intervall 19 erfolgte. Das Intervall und seine beiden Nachbarn werden aussortiert und nicht für die Analyse verwendet.

ein File, das vollständig akzeptiert wurde. Obwohl ein Intervall am Rande des statistisch wahrscheinlichen Bereichs liegt, sind alle Schwankungen statistisch erklärbar und akzeptabel<sup>39)</sup>. Rechts ist ein File mit einer kurzen Entladung in Intervall 19 dargestellt. Obwohl die Zählrate sich allem Anschein nach noch im gleichen Intervall stabilisiert, werden die beiden benachbarten Intervalle aus Sicherheitsgründen ebenfalls aussortiert. Die Cutoff-Grenzen werden für beide Spinflipperzustände separat betrachtet, da bei eingeschaltetem Strahl die Zählraten aufgrund der unterschiedlichen Triggereffizienzen der beiden Detektoren leicht variieren.

Um kurzfristige<sup>40)</sup> Drifts der Hochspannung zu unterdrücken, wurde ein bei Hochspannungsexperimenten übliches Schaltschema für den Spinflipper eingeführt, das auch in Abb. 5.16 an der Symbolfolge erkennbar ist. Statt der einfachen Flipperfolge

aus an aus an

wurde der Flipper wie folgt geschaltet:

aus an an aus an aus an an.

So werden Drifts bis zur zweiten Ordnung automatisch korrigiert. Durch das Aussortieren einzelner Intervalle wird die Wirkung dieses Prinzips reduziert, aber aus statistischen Gründen wurde nicht jedesmal ein kompletter Satz von acht Intervallen aus dem Datensatz entfernt.

Um die langfristigen Drifts der Zählraten in erster Näherung zu unterdrücken, wurde analog zur Schaltung des Spinflippers innerhalb einzelner Meßfiles ein an das Problem angepaßtes Meßschema für die Meßmodi benutzt. Ist S eine Messung mit Neutronenstrahl, U eine Messung mit Shutter Up und Q eine Messung mit der Bi-Quelle, so wurde in der folgenden Reihenfolge gemessen:

SUUSQUSSUQ.

Bei Mitbenutzung des Shutter Down, D<sup>41)</sup>, wurde aus diesem Schema:

<sup>39)</sup>Die  $y$ -Achse gibt die Zählrate an. Um die mittlere Schwankung zu berechnen, muß die Intervalllänge von 10s mitberücksichtigt werden.

<sup>40)</sup>Kurzfristig bedeutet hier immer noch groß gegenüber einem kompletten Durchlauf der Meßschleife von 80s. Der Begriff wurde im Gegensatz zu „langfristigen“ Drifts verwendet, deren Konstante im Bereich eines ganzen Tages liegt.

<sup>41)</sup>In der Zeit, in der die Stabilität der Hochspannung ausreichend gut war, wurde aufgrund von technischen Problemen nur an zwei Tagen mit beiden Shuttern gemessen. Dies ist mehr als ausreichend, da der durch die Umgebung bestimmte Untergrund – wie gesehen – nur eine sehr untergeordnete Rolle spielt. Prinzipiell hätte ein einzelner Shutter ausgereicht, im Idealfall wäre überhaupt kein Shutter nötig gewesen.

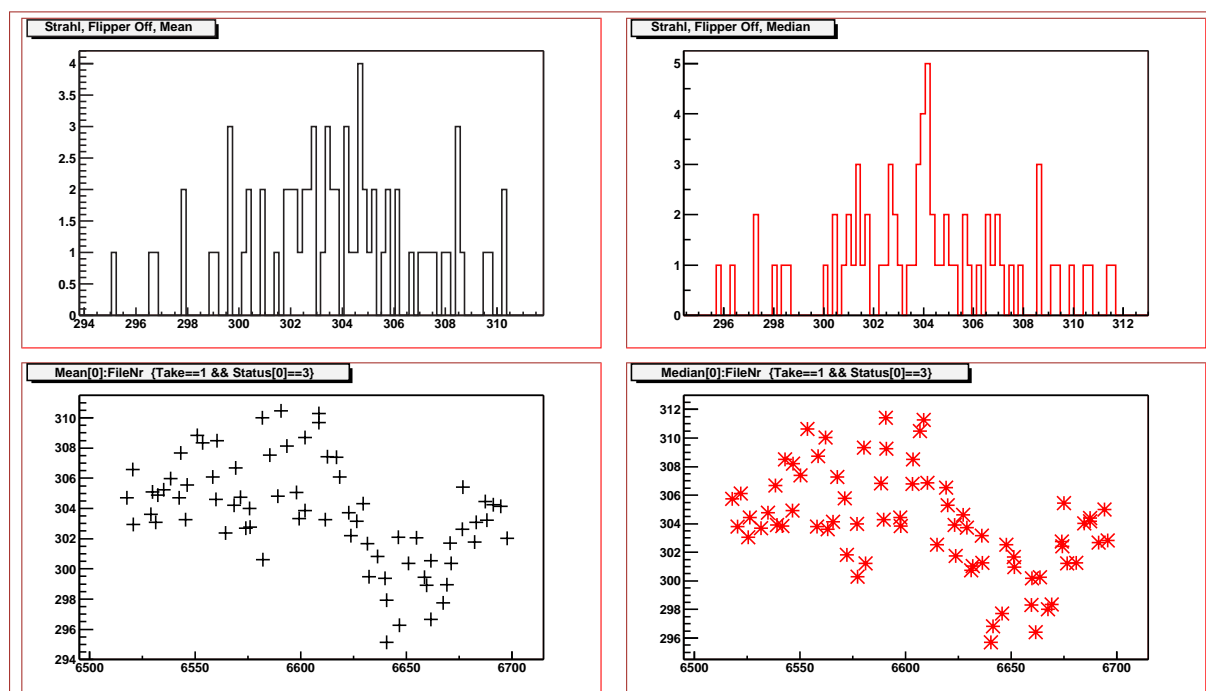


Abbildung 5.17: Überblick über den Meßmodus „Neutronenstrahl“ für einen Tag Meßzeit. Die  $x$ -Achse entspricht der Filenummer des gemessenen Files (jeweils ca. 170s). Oben: Histogramme für einen Datensatz zur Auswahl der Schnittbedingungen für Daten, links die Mittelwerte, rechts die Medianwerte. Unten: Zeitliche Entwicklung der mittleren Zählraten. Deutlich erkennbar gibt es einen Sprung bei File 6630, den die Mittel- und Medianwerte nach unten machen. Die Files umfassen eine Meßzeit von 24h. Aussortiert wurden die Files in dem Bereich, in dem der Sprung nach unten in der Triggerrate auftrat.

### SUDSQDSSUQ.

Der zweite Schritt der Datenauswahl erfolgt mit Hilfe der übrig gebliebenen Spinintervalle: Für diese Intervalle werden der Mittel- und Medianwert sowie der RMS-Wert<sup>42)</sup> bestimmt, erneut getrennt nach ein- und ausgeschaltetem Flipper. Der Median-Wert hat dabei gegenüber dem Mittelwert den Vorteil, daß einzelne Ausbrecher – nach der ersten Aussortierung noch vorhanden – den Wert nicht stark nach oben oder unten verändern. Der Unterschied zwischen den beiden Werten gibt also einen zusätzlichen Hinweis auf die Qualität des Datensatzes.

Ein kompletter Datensatz<sup>43)</sup>, bestehend aus vielen solcher Files gleicher Art, wird nun in einem Histogramm zusammengefaßt. Von Hand werden dann Schnittbedingungen festgelegt, die die für die Analyse geeigneten Files erhalten. Prinzipiell ist dieses Verfahren automatisierbar, führt in diesem Fall jedoch wegen der langfristigen Drifts der Hochspannung zu deutlichen Statistikeinbußen. Ein Beispiel für einen solchen Datensatz zeigt Abb. 5.17. Bei File 6630 ist ein deutlicher Sprung von Mittelwert und Median erkennbar. Hier hat entweder kurz zuvor eine Entladung stattgefunden und anschließend hat sich das Triggerniveau auf einem niedrigeren Wert stabilisiert, um dann wieder langsam anzusteigen, oder es erfolgte eine Änderung des Hallenuntergrunds durch externe Quellen. Eine solche externe Quelle war z.B. der Geschwindigkeitsselektor des Instruments IN11, der sich nur wenige Meter von dem Detektorsystem entfernt befindet. Bei unklaren Verhältnissen wurde zugunsten eines besseren Datensatzes lieber auf Statistik verzichtet und Files aussortiert.

<sup>42)</sup>Der RMS-Wert (root mean square) ist ein Maß für die mittlere Schwankung und errechnet sich aus

$$\text{RMS} = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}.$$

<sup>43)</sup>Ein Datensatz umfaßt i.a. einen kompletten Tag der Meßzeit.

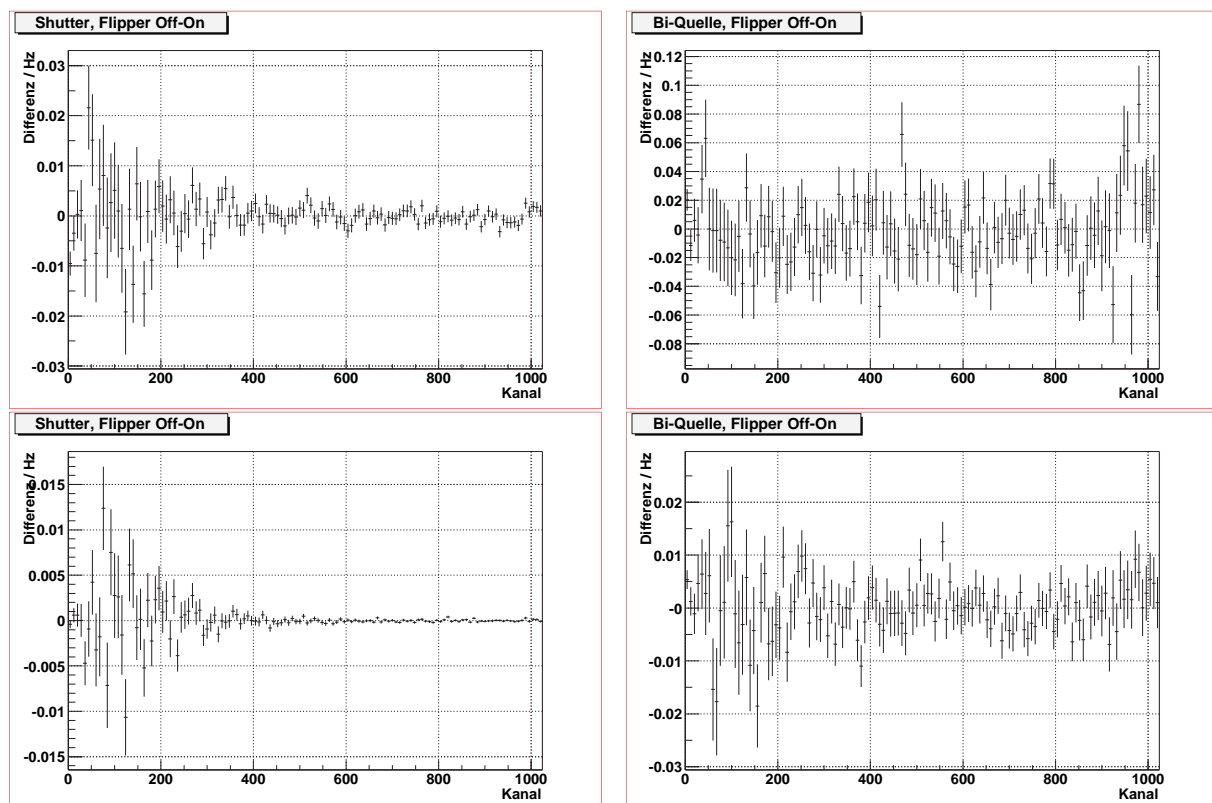


Abbildung 5.18: Überprüfung der Unterdrückung der kurzfristigen Schwankungen. Oben die Differenz der beiden Flipperstellungen für den Shutter und die Bi-Quelle. Unten die gleichen Differenzen unter der Koinzidenzbedingung, daß Start- und Stoppsignal im gleichen Halbraum (Detektor) aufgetreten sind. In beiden Fällen wird keine Spinabhängigkeit gemessen, d.h. die Differenz ist im Rahmen der Statistik Null ( $1\sigma$ -Umgebung).

Die hier vorgestellten Methoden zur Bereinigung des Datensatzes wurden empirisch gefunden. Die Überprüfung der Wirksamkeit dieser Methoden kann auf zwei Arten erfolgen:

- Die Unterdrückung kurzfristiger Schwankungen kann durch Vergleich von Datensätzen aus nicht spinabhängigen Messungen überprüft werden. Sowohl für die Shutter als auch für die Eichmessungen mit der Bi-Quelle muß die Differenz der beiden Spinflipperzustände in einem festen Zeitraum Null ergeben. Dies ist in Abb. 5.18 gezeigt. Hiermit wird gleichzeitig die Unabhängigkeit der Energieeichung vom Zustand des Spinflippers getestet, da sonst die Verschiebung der steilen Flanken der Bi-Peaks gegeneinander in den Differenzen erkennbar wäre. Gezeigt wird das Ergebnis für Detektor 1 unter Berücksichtigung der vollen Statistik.
- Die Unterdrückung langfristiger Schwankungen ist sehr viel schwieriger zu belegen. Hier müssen untergrundbereinigte Spektren verschiedener Tage miteinander verglichen werden. Es wurde im Rahmen der Statistik keine Abhängigkeit der Spektren von den Meßtagen gefunden. Durch das Meßschema werden langfristige Schwankungen außerdem unterdrückt. Gezeigt wird dies z.B. in Abb. 5.20. Hier wird die Differenz Shutter Down minus Shutter Up für die bereinigten Datensätze mit und ohne Hochspannung verglichen. Differenzen der Untergrundspektren zwischen verschiedenen Tagen erwiesen sich ebenfalls als identisch.

Insgesamt war die Hochspannung zu Beginn des Experiments stabil und wurde zum Ende des Experiments hin immer instabiler. Während der letzten Meßtage vor Ausschalten der Hochspannung wurden durch die angegebenen Prozeduren mehr als zwei Drittel aller Daten aussortiert. Aus diesen Gründen wurden diese Tage nicht zur Analyse der Asymmetrien herangezogen. An den Tagen, die in der Analyse verwendet wurden, konnte kein Einfluß der Hochspannungsschwankungen mehr festgestellt werden.

Bei Betrachtung der aussortierten Daten ergeben sich z.B. Abweichungen von der Spinunabhängigkeit des Untergrunds, das Auswahlverfahren ist also notwendig. An den in der Analyse verwendeten Tagen wurde insgesamt ein Anteil von 10 bis 20% der Daten aussortiert. Insgesamt konnte etwas mehr als die Hälfte aller genommenen Daten nicht verwendet werden. Die verwendete Statistik wurde in folgender Meßzeit gewonnen<sup>44)</sup>:

Meßmodus	Flipper aus [s]	Flipper an [s]
Neutronenstrahl	60252.1	59590.8
Shutter Up (Kasematte)	56267.0	56048.3
Shutter Down (nur 2 Tage)	3436.0	3484.4
Bi-Quelle	14037.9	13906.8

Die Meßzeit mit ausgeschaltetem Flipper ist dabei i.a. länger, da das jeweils letzte Intervall (immer Flipper an) in einem File aus Softwaregründen kürzer als die übrigen Intervalle gemessen wurde. Bei einer Koinzidenzzählrate von ca. 45Hz pro Detektor<sup>45)</sup> wurden also insgesamt ca. 5.4 Millionen Ereignisse aufgezeichnet. Theoretisch erwartet wird daher eine statistische Sensitivität von 0.2%. Durch den koinzidenten Untergrund (siehe Abschnitt 5.10.3.2) und die zufälligen Koinzidenzen wird die Sensitivität allerdings ungefähr um den Faktor 4 reduziert. Durch Hinzunahme der nicht in der Analyse berücksichtigten Tage könnte die Statistik ungefähr verdoppelt werden. Das Risiko, zusätzliche Effekte durch die Instabilität der Hochspannung zu erhalten, überwiegt aber bei weitem die Vorteile einer etwas verbesserten Statistik.

### 5.10.2 Untergrund bei Messung ohne Koinzidenz

Da in der Messung jedes Ereignis abgespeichert wird, unabhängig davon, ob ein koinzidentes Signal auftritt oder nicht, ist es möglich, sich auf die Betrachtung der Startsignale zu beschränken. Dadurch entsteht ein Detektor, der analog zu dem der A-Messung mit PERKEO II von 1997 [rei99] funktioniert. Zusätzlich werden allerdings bei eingeschalteter Hochspannung im Elektrodendetektor auch Protonen nachgewiesen, die eine zusätzliche nicht abziehbare Untergrundquelle darstellen. Ein großer Teil des restlichen Untergrunds kann dennoch näherungsweise durch die beiden verfügbaren Shutter bestimmt werden.

Die gemessenen Energiespektren ohne Koinzidenz zeigt Abb. 5.19, und zwar mit und ohne Hochspannung. Als erstes fällt auf, daß bei eingeschalteter Hochspannung der Untergrund erwartungsgemäß deutlich höher liegt als ohne Hochspannung. Die absoluten Untergrundraten in dem Kanalbereich oberhalb von Kanal 200, der nicht mehr durch die Triggerfunktionen verzerrt wird, zeigen, daß beide Detektoren ungefähr gleich gut gegen den Umgebungs- und Polarisatoruntergrund abgeschirmt waren (Zählrate bei beiden ca. 0.25Hz in Kanal 200), jedoch die Hochspannung an der Folie vor Detektor 1 deutlich mehr Untergrund produzierte als die vor Detektor 2 (0.8Hz bzw. 0.4Hz in Kanal 200). Insgesamt liegt das Verhältnis von Signal zu abgezogenem Untergrund im Fitbereich der Asymmetrien maximal bei 7, sowohl mit als auch ohne Hochspannung. Für eine Messung mit Koinzidenz ist dies ausreichend, da dabei der nicht koinzidente Untergrund um ca. zwei Größenordnungen unterdrückt wird (siehe die Nenner der Gl. 5.51 und 5.52).

Um die Frage zu untersuchen, wie gut die Hochspannung abziehbar ist (vergleiche auch Abschnitt 5.10.1, kann die Differenz Shutter Down minus Shutter Up<sup>46)</sup> gebildet werden. Diese Differenz beschreibt den zwischen den Shuttern erzeugten, strahlbedingten Untergrund. Zieht die Hochspannung sich ab, so müssen diese Differenzspektren mit und ohne Hochspannung übereinstimmen. Abb. 5.20

<sup>44)</sup>Meßzeit bedeutet hier Bereitzeit, in der in dem jeweiligen Modus gemessen wurde.

<sup>45)</sup>Diese Zahl wurde aus den untergrundbereinigten Spektren gewonnen und beinhaltet alle als Elektron-Proton-Ereignis erkannten Ereignisse.

<sup>46)</sup>Shutter Up ist der Shutter in der Kasematte, Shutter Down der Shutter ca. 1.5m vor dem Zerfallsvolumen. Shutter Down überschätzt den Untergrund, Shutter Up unterschätzt ihn, die Differenz ist positiv.

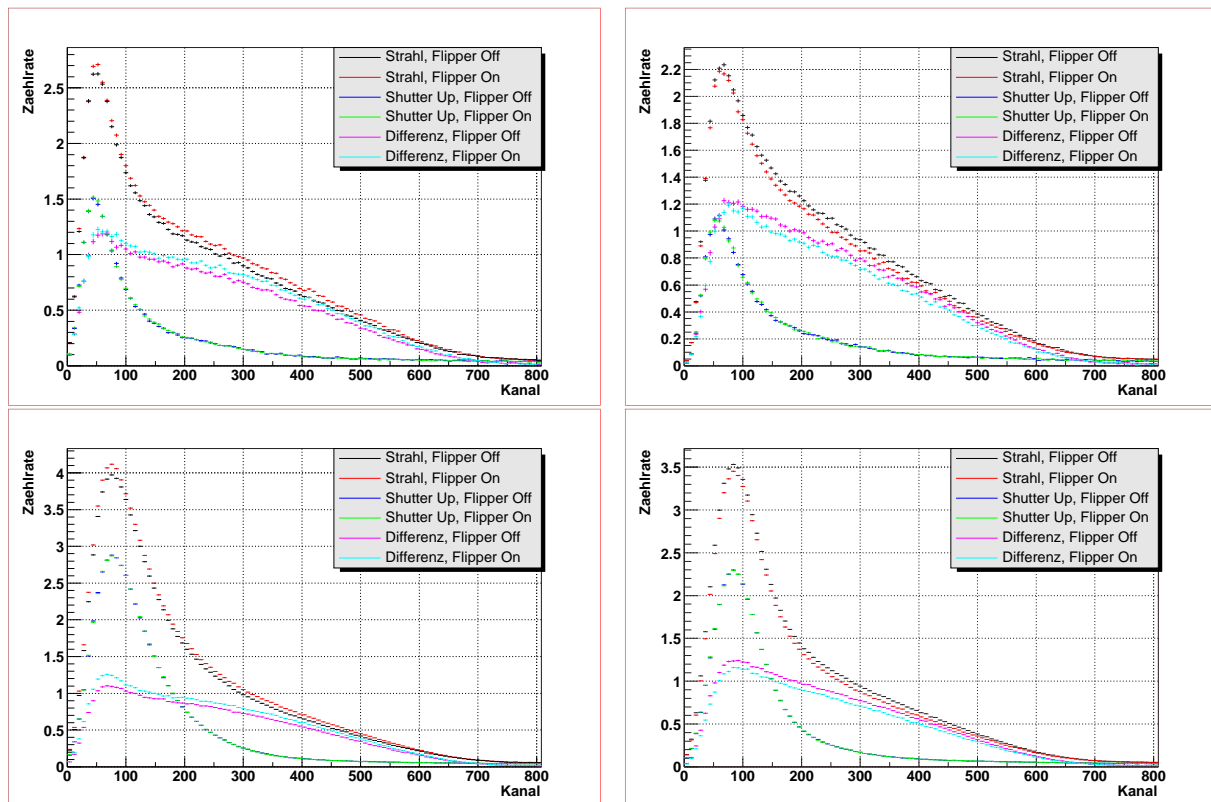


Abbildung 5.19: Die gemessenen Untergrundverhältnisse für die beiden Detektoren ohne Koinzidenz. Oben ohne Hochspannung, unten mit eingeschalteter Hochspannung. Links für Detektor 1 und rechts für Detektor 2.

zeigt das Ergebnis. Für Detektor 2 ist im gesamten Energiebereich eine gute Übereinstimmung zu sehen, für Detektor 1 erst ungefähr ab Kanal 130. Der Unterschied entsteht vermutlich aus einer Änderung der Triggerfunktion, da die Grenzen für das Ansprechen der einzelnen Diskriminatoren für diesen Detektor gegen Ende der Strahlzeit neu geregelt wurden. Im Fitbereich für die Asymmetrien von Kanal 200 bis 600 (alle Fälle) wird die Hochspannung im Rahmen der Statistik exakt subtrahiert. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß hier Spektren ohne Koinzidenz betrachtet werden. Bei Betrachtung der Koinzidenz werden die Schwankungen nochmal stark unterdrückt.

Aufgrund des hohen Untergrundes und der dadurch implizierten schlechten Statistik lohnt es sich für diese Arbeit nicht, diese Spektren detailliert zu untersuchen. Eine rudimentäre Untergrundkorrektur ist aber dennoch sinnvoll, da die Spektren dann ebenfalls Hinweise auf eventuell zusätzlich vorhanden Untergrund liefern. Eine einfache Möglichkeit ist, den Unterschied zwischen den beiden Shutttern als Modell für den strahlbedingten Untergrund anzunehmen [rei99] und so skaliert zu subtrahieren, daß die Spektren oberhalb der höchsten Elektronenenergie Null sind. Den Vergleich für beide Detektoren zeigt Abb. 5.21. Im hohen Energiebereich ab ca. Kanal 200 entsprechen sich die Spektren mit und ohne Hochspannung für beide Detektoren, unterhalb scheint in den Spektren mit Hochspannung ein zusätzlicher Untergrund vorhanden zu sein. Ein großer Teil kommt wahrscheinlich durch Protonen zustande, die als Startsignale erkannt werden. Bei der letzten Messung der Betaasymmetrie  $A$  von 1997 [rei99] wurde ein ähnliches Verfahren benutzt, um den strahlbedingten Untergrund zu subtrahieren. Die beiden Situationen sind allerdings nicht direkt vergleichbar. Bei dieser Messung von  $B$  wurde, da die Messung in Koinzidenz erfolgt, die Abschirmung nur soweit optimiert, daß der restliche Untergrund durch die Hochspannung dominiert wird (siehe Gl. 5.51). Ab diesem Moment kann der Untergrund für die Messung nicht mehr signifikant reduziert werden. Bei der  $A$ -Messung wurde die Abschirmung hingegen mit großem Aufwand weiter optimiert, um die Korrektur durch strahlbedingten und nicht direkt meßbaren Untergrund möglichst weit zu reduzieren. Außerdem wurden systematische Tests mit

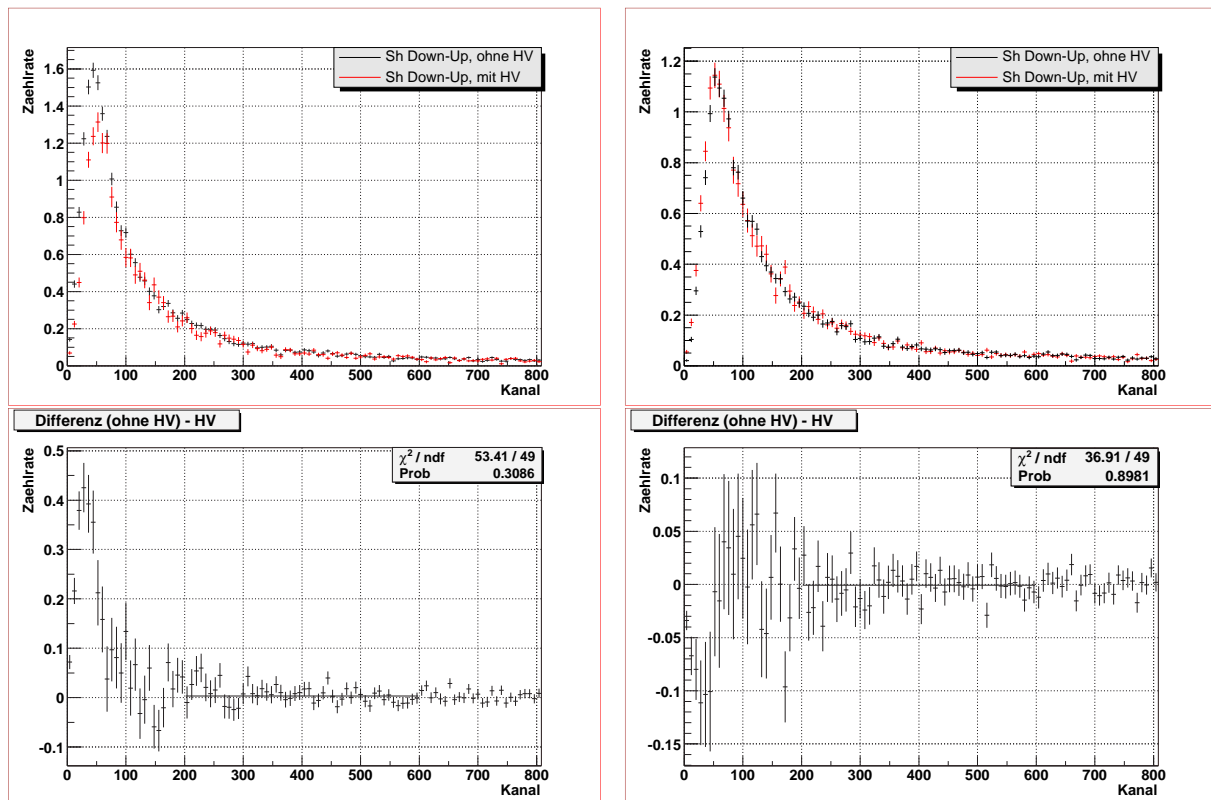


Abbildung 5.20: Die Differenz Shutter Down - Shutter Up für die beiden Detektoren mit und ohne Hochspannung. Links Detektor 1 und rechts Detektor 2. Oben der direkte Vergleich, unten die Differenz der beiden Spektren. Im Fitbereich ist die Differenz im Rahmen der Statistik mit Null verträglich.

zusätzlichen Untergrundquellen an verschiedenen Stellen des Strahlgangs gemacht, um die Auswirkungen dieses Untergrundes genauer zu untersuchen. Bei der  $B$ -Messung ist dies nicht nötig, da durch die Methode der verzögerten Koinzidenzen der strahlbedingte, nicht abzählbare Untergrund mitgemessen wird.

Abb. 5.22 zeigt, daß sich eine genauere Untersuchung dieses Untergrundes bei diesem Untergrundniveau nicht lohnt. Hier sind die Differenzspektren der beiden Spinstellungen mit und ohne Hochspannung gezeigt. Diese sind per Definition untergrundfrei, in dem Sinn, daß jeder nicht spinabhängige Untergrund automatisch abgezogen wird. Dennoch sind diese Spektren nur bedingt fitbar. Bei eingeschalteter Hochspannung ergibt sich wieder der zusätzliche Untergrund, der als Protonensignale interpretiert wird und damit spinabhängig ist.

### 5.10.3 Der Untergrund bei der Messung mit Koinzidenz

Bei einer Messung von koinzidenten Ereignissen stehen eine ganze Reihe von Möglichkeiten für die Untergrundbehandlung zur Verfügung. Der Untergrund bei der Messung mit Koinzidenz kann in vier Kategorien eingeteilt werden:

- *Nicht strahlbedingte Untergründereignisse, die echte Koinzidenzen nach sich ziehen.* Da diese Ereignisse unabhängig vom Neutronenstrahl sind, können sie mit Hilfe eines Shutters gemessen und von den Daten subtrahiert werden. Sie werden in Abschnitt 5.10.3.2 behandelt.
- *Zufällige Koinzidenzen.* Mit einer gewisse Wahrscheinlichkeit erfolgt zufällig in der Zeit, in der auf ein koinzidentes Signal gewartet wird, ein neues, nicht mit dem Startsignal korreliertes Signal, das das Ereignis stoppt. Zufällige Koinzidenzen können mit Hilfe der Methode der verzögerten Koin-



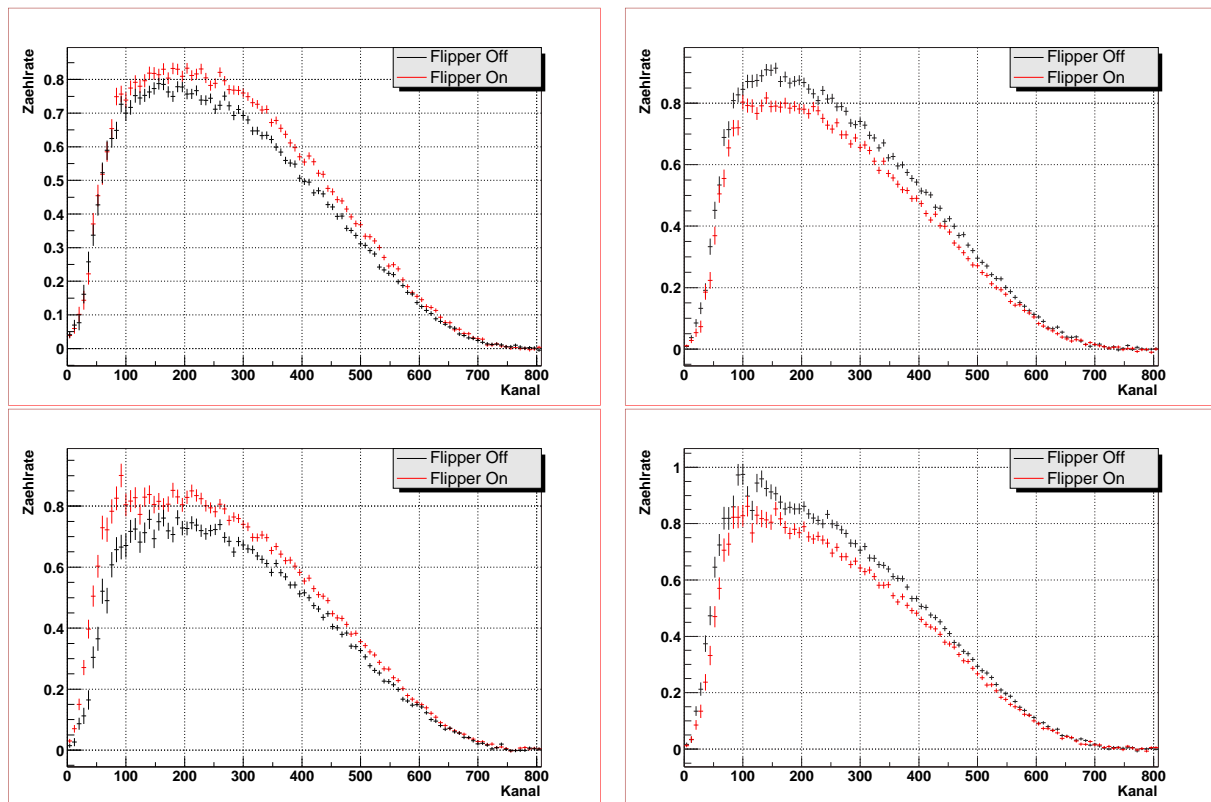


Abbildung 5.21: Die Spektren für Flipper Off und Flipper On nach der Korrektur auf strahlbedingten Untergrund. Links für Detektor 1, rechts für Detektor 2, oben ohne und unten mit Hochspannung.

zidenz gemessen und korrigiert werden. Die detaillierte Beschreibung dieser Ereignisse erfolgt in Abschnitt 5.10.3.4.

- *Strahlbedingte koinzidente Ereignisse.* Löst ein gewisser Teil der erwünschten Startsignale koinzidente Ereignisse aus, die zwar echt korreliert sind, aber nichts mit dem Neutronenereignis zu tun haben, so werden die Spektren ebenfalls verändert. Solche Ereignisse können nur korrigiert werden, wenn sie identifiziert und von „echten“ Koinzidenzen unterschieden werden können. Dies wird in den Abschnitten 5.10.3.1 und 5.10.3.5 beschrieben.
- *Strahlbedingte Untergrundereignisse, die echte Koinzidenzen nach sich ziehen.* Diese Ereignisse würden eine Messung verhindern, da sie nicht korrigiert werden können. Es muß daher sichergestellt werden, daß solche Ereignisse nicht auftreten. Mit Hilfe der Eichquelle und der Spektren konnten diese Ereignisse in dem beschriebenen Experiment ausgeschlossen werden.

In der vorgestellten Messung treten die ersten drei Kategorien auf, die im folgenden genauer untersucht werden sollen. Die genaue Kenntnis des Untergrunds ist für Asymmetriemessungen sehr wichtig, da ein nicht richtig behandelter Untergrund einen kleinen Einfluß auf die erhaltenen Spektren haben kann, die Asymmetrie jedoch i.a. stark beeinflusst.

### 5.10.3.1 Das Nachpulsen

Wie bereits in Abschnitt 4.5 beschrieben, wurde für die Dauer der Messung die Bedingung „mindestens 2 der 6 Photomultiplier eines Detektors müssen gleichzeitig triggern“ für die Stoppsignale aufgehoben. Damit wurde die Effizienz der Protonendetektion erhöht. Bei der Datenanalyse ergab sich dadurch die Situation, die in Abb. 5.23 dargestellt ist. Die beiden Bilder haben zwei unerwünschte Eigenschaften:

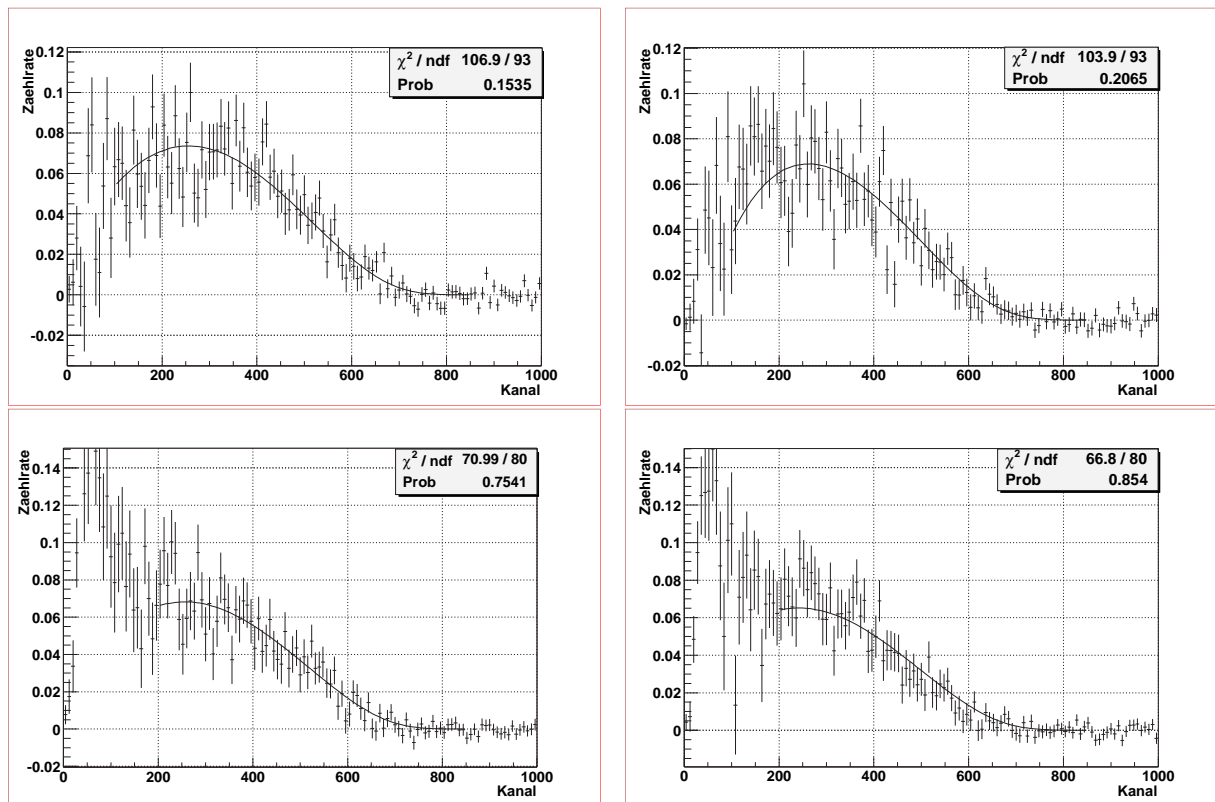


Abbildung 5.22: Die nichtkoinzidenten Zählerpektren. Links wieder Detektor 1, rechts Detektor 2, oben ohne und unten mit Hochspannung. Bei eingeschalteter Hochspannung ergibt sich unterhalb von Kanal 200 ein zusätzlicher Untergrund, der vermutlich durch Protonen entsteht, die als Startsignale erkannt werden.

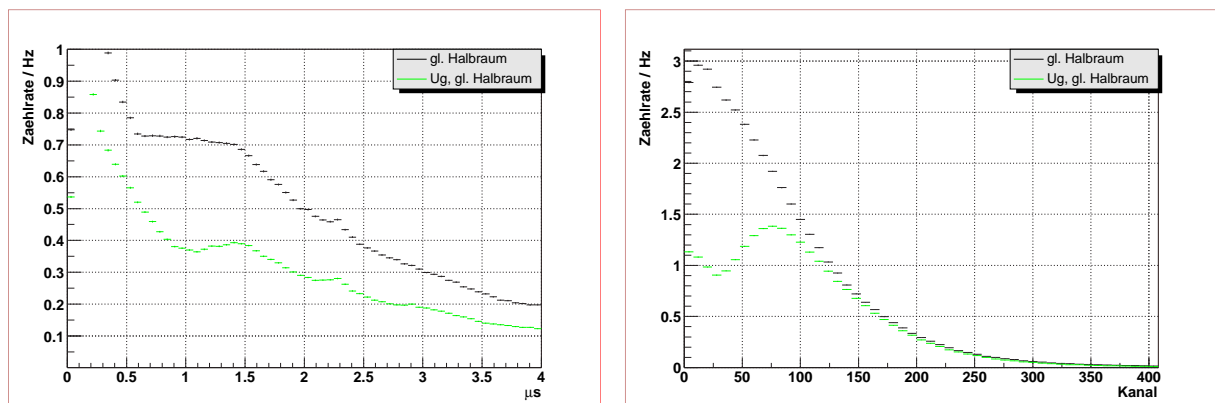


Abbildung 5.23: Links die Herausvergrößerung des Flugzeitspektrums für die ersten  $4\mu\text{s}$  für Start- und Stoppsignal im gleichen Halbraum. Rechts die Spektren der Stoppsignale für den Fall gleicher Halbraum. Die Peaks im Untergrund sind hochspannungsbedingt und abziehbar.

1. Im *Flugzeitspektrum* (links) beginnt das Protonensignal erwartungsgemäß nicht sofort, sondern erst mit einiger Verzögerung ab ca.  $0.5\mu\text{s}$ . Im vorderen Bereich des Spektrums existiert ein deutlicher Untergrund, der sich unterhalb des Signals fortsetzt und der nicht vollständig durch den Shutter abgezogen wird.
2. Im *Spektrum der Stoppsignale* (rechts) wird das Energiesignal zu kleinen Kanälen hin nicht durch eine Triggerfunktion unterdrückt, sondern steigt im Gegenteil stark an.

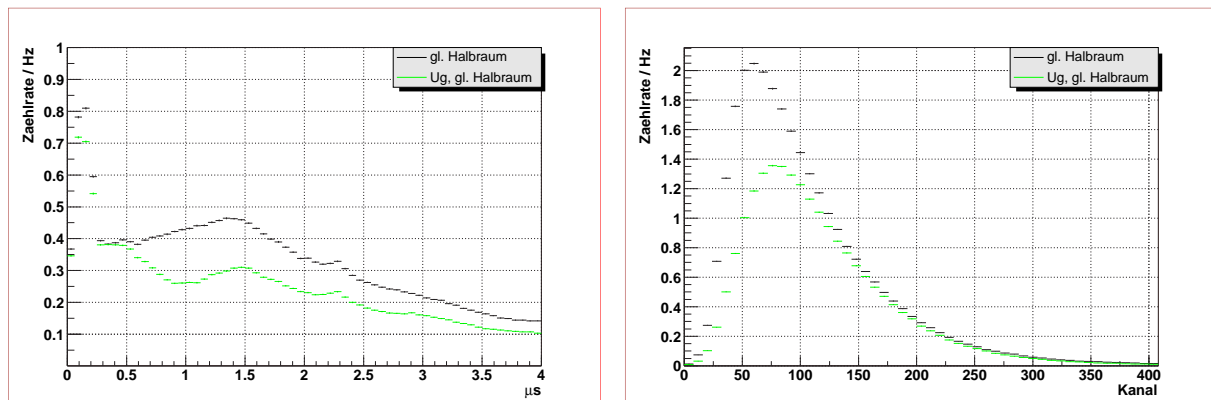


Abbildung 5.24: Den Beginn des Flugzeitspektrums und das Spektrum der Stoppsignale für Start- und Stop im gleichen Halbraum bei Anwendung der Anti-Nachpuls-Bedingung, also der Bedingung, daß beim Stoppen mindestens zwei Photomultiplier im Detektor eine Energie von 15keV enthalten.

Die Triggerfunktion wurde zwar verbessert<sup>47)</sup>, es entstanden jedoch bei der Messung im gleichen Halbraum zusätzliche Effekte, die die Messung stark beeinflussen<sup>48)</sup>. Diese Effekte können anhand von zwei verschiedenen Effekten erklärt werden:

- *Nachpuls*en eines einzelnen Photomultipliers<sup>49)</sup>.
- *Szintillatoranregung*. Durch die Elektronen werden einige Moleküle des Szintillators angeregt. Sie zerfallen mit einer typischen Lebensdauer von ca.  $1\mu\text{s}$  unter Emission eines einzelnen Photons.

Da die Stoppsignale aufgrund von Nachpulsen über alle Photomultiplier eines Detektors verteilt sind, ist die zweite Alternative die wahrscheinlichere.

Um die Nachpuls-Signale auszusortieren, wurde in der Analyse eine neue Bedingung eingeführt: Damit ein Stoppsignal als echtes Stoppsignal und nicht als Nachpuls identifiziert wird, müssen mindestens zwei Photomultiplier im ansprechenden Detektor eine Mindestenergie von je 15keV aufweisen, sonst wird das Ereignis als Nachpuls angesehen und aus dem Datensatz entfernt. Bei Anwendung dieser Bedingung, die im folgenden als "**Anti-Nachpuls-Bedingung**" bezeichnet wird, ergibt sich die Situation in Abb. 5.24. Der Untergrund zu Beginn des Flugzeitspektrums ist drastisch reduziert und fällt mit dem mit dem Shutter gemessenen Untergrund zusammen. Auf diese Art kann dieser Untergrund also identifiziert und beseitigt werden. Es werden allerdings auch echte, niederenergetische Signale aus der Analyse entfernt. Der Einfluß der Nachpulse auf die Asymmetrien wird in Abschnitt 5.10.3.5 genauer untersucht. Die Nachpulswahrscheinlichkeit erwies sich als energieabhängig und beeinflusste die Messung stark. Die spezifischen Eigenschaften der Nachpulse sowie ihr Einfluß auf die Messung der Asymmetrien wird in Abschn. 5.10.3.5 detailliert behandelt.

Die veränderte Triggerbedingung hat noch eine weitere unerwünschte Nebenwirkung: die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen wird erhöht, da die Stopzählrate des Detektors ansteigt. Diese Korrektur wird also ebenfalls vergrößert. Die zufälligen Koinzidenzen werden dennoch richtig gemessen, da auch im verzögerten Zeitfenster die Triggerbedingung auf einen Photomultiplier reduziert war.

Eine hardwareseitige Bedingung „2 aus 6“ unterdrückt die Nachpulse sehr stark, da ein gleichzeitiges

<sup>47)</sup> Da es bei den Stoppsignalen keine Rückstreueereignisse gibt (siehe Abschnitt 5.8) kann die Triggerfunktion hier nicht direkt bestimmt werden.

<sup>48)</sup> Die Messung wird auch, wie in Abschnitt 5.10.3.5 gezeigt wird, bei Messung in entgegengesetzten Halbräumen beeinflusst. Der Nachpulseneffekt tritt hier jedoch nur stark unterdrückt (siehe Abschnitt 5.10.3.4) auf.

<sup>49)</sup> Nach Entdeckung dieses Effekts wurde die Triggerbedingung für Stoppsignale während der Messung geändert und auch hier „2 aus 6“ gefordert. Die Instabilität der Hochspannung an diesen Tagen macht jedoch eine Auswertung dieser Daten unmöglich. Bei der Messung ohne Hochspannung wurde ebenfalls die schärfere Bedingung gefordert, weshalb auch dort auch keine Nachpulse beobachtet werden.

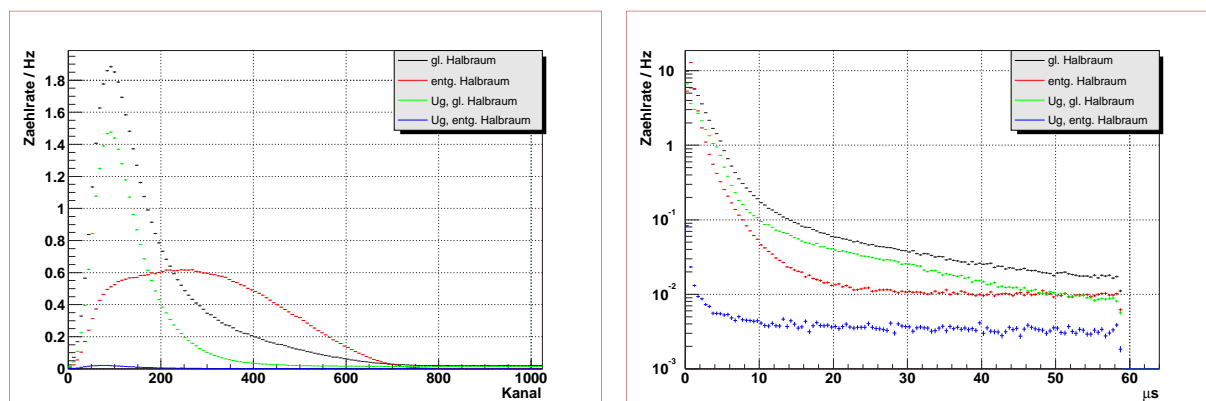


Abbildung 5.25: Links die gemessenen Spektren der Startsignale, bei denen ein Stoppsignal registriert wurde, bei einer Messung mit Neutronenstrahl (schwarz, rot) und bei geschlossenen Shutter (grün, blau), rechts die zugehörigen Flugzeitspektren in den gleichen Farben für die beiden Meßmethoden. Für die Spektren im gleichen Halbraum wurde die Anti-Nachpuls-Bedingung angewandt. Ug steht für Untergrund und meint die Spektren aus der Messung mit Shutter. Der koinzidente Untergrund tritt nur bei der Messung im gleichen Halbraum auf.

Nachpulsen zweier Photomultiplier innerhalb von weniger als 20ns erfolgen muß, damit sie von der elektronischen Koinzidenzeinheit als gleichzeitig angesehen werden. Bei der Implementierung über die Softwareschnitte ist diese Unterdrückung geringer, da das Integrationsintervall der QDCs 300ns beträgt.

### 5.10.3.2 Abziehbarer koinzidenter Untergrund

Ein koinzidenter Untergrund bedeutet, daß es eine gewisse Zahl von Ereignissen gibt, die nicht aus dem Neutronenzerfall stammen und die in einer ähnlichen Zeitstruktur wie ein Neutronenzerfallsereignis zwei koinzidente Signale erzeugen. Dies ist in dem hier vorgestellten Experiment der Fall, wie eine einfache Abschätzung zeigt: Bei einer Rate von ca.  $f_{ug} = 150\text{Hz}$ , wie sie in diesem Experiment vorliegt, wenn der Strahl durch einen Shutter gestoppt wird, und einem Koinzidenzfenster von  $\Delta t = 58\mu\text{s}$  beträgt die zufällige Koinzidenzzählrate (vergleiche Gl. 5.49):

$$f_{th} = f_{ug}^2 \times \Delta t \approx 1.3\text{Hz}. \quad (5.53)$$

Real betrug die koinzidente Untergrundrate jedoch ca.

$$f_{ex} \approx 15\text{Hz}. \quad (5.54)$$

Dies liegt eine ganze Größenordnung zu hoch. Die Situation, die sich dadurch im Experiment ergibt, zeigt Abb. 5.25. Die Zählrate im Elektronenspektrum ist bis zu Kanal 400 bei geschlossenem Shutter deutlich von Null verschieden. Bei getrennter Betrachtung der Untergrundereignisse, bei denen die Koinzidenz im gleichen Halbraum gefunden wurde, und jener, bei denen die Koinzidenz in entgegengesetzten Halbräumen auftrat, fällt auf, daß nahezu alle korrelierten Ereignisse im gleichen Halbraum stattgefunden haben. Die zeitliche Struktur, die rechts für das gesamte Koinzidenzfenster von  $58\mu\text{s}$  zu sehen ist, zeigt, daß die zeitliche Korrelation über das gesamte Zeitfenster hinweg anhält. Es handelt sich also um einen langsamen physikalischen Prozeß. Es gibt mehrere Ansätze, diesen Effekt zu erklären:

- $\gamma$ -Quanten des Polarisators im Zerfallsvolumen<sup>50)</sup>, die paarweise Ionen durch Dissoziation und Ionisation erzeugen. Aufgrund des Entstehungsortes sollte in diesem Fall der Effekt auch in entgegengesetzten Halbräumen auftreten. Er kann daher mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

<sup>50)</sup>Der Polarisator ist eine starke  $\gamma$ -Quelle. Entlang der Flugstrecke der Neutronen ist er nur sehr schwer abschirmbar.

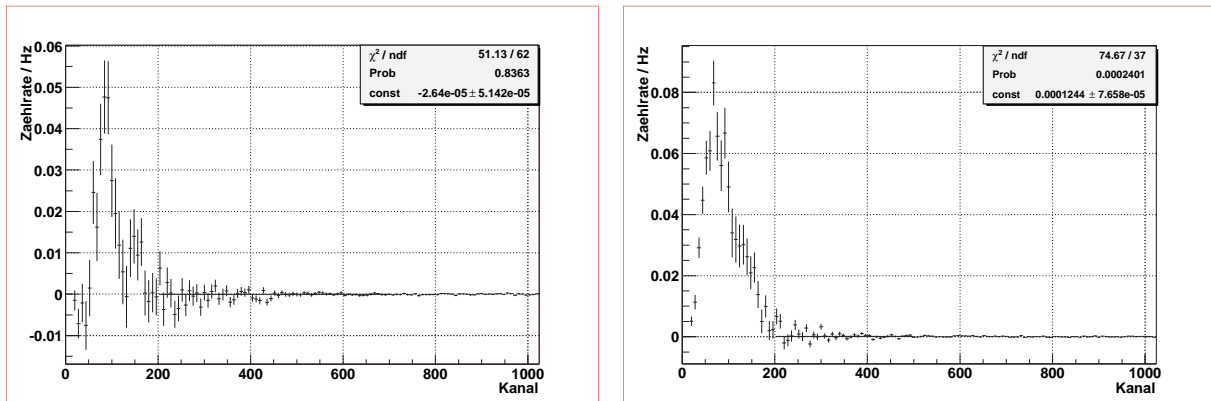


Abbildung 5.26: Die Differenz der Energiespektren der Startsignale für die Messung mit Shutter für verschiedene Tage. Links Detektor 1, rechts Detektor 2. Die Differenz ist im Fitbereich vollständig mit Null verträglich, der koinzidente Untergrund ist also fehlerfrei abziehbar.

- *Hohe Feldstärken im Bereich der C-Drähte des äußersten Gitters.* Die Feldstärke ist an dem der Folie zugewandten Gitter am größten. Hier können paarweise Ionen entstehen, die dann im gleichen Halbraum nachgewiesen würden. Dieser Effekt ist nicht strahlbedingt und kann durch Shutter abgezogen werden.
- *Folienanregung.* Es ist denkbar, daß die Folie nach Durchgang eines Teilchens angeregt ist und ein koinzidentes Signal liefert. Die Anregung kann erfolgen durch
  - *Elektronen.* Dies wurde anhand der Bi-Spektren untersucht. Nach Anwendung der Anti-Nachpuls-Bedingung wurden keine zusätzlichen Koinzidenzen im Bereich der Elektronenpeaks gefunden.
  - *Protonen.* Dies wäre ein für die Messung sehr störender Untergrund, da er nicht mit Hilfe des Shutters abgezogen werden kann und spinabhängig ist. Ungefähr 15% der Protonen können Startsignale verursachen, da das zugehörige Elektron unterhalb der Triggerschwelle liegt. In den später bestimmten Elektronenspektren gibt es jedoch keinen Hinweis auf diese Protonensignale. Zudem liegt die durch Protonen im Detektor deponierte Energie unterhalb des Fitbereichs, so daß dieser Effekt vernachlässigt werden kann.
  - *Ionen.* Dies kann nicht ausgeschlossen werden und die Energie der Ionen läge auch im Fitbereich der Asymmetrien. Dieser Effekt wäre allerdings nicht strahlbedingt und kann durch den Shutter abgezogen werden.
- *Nicht erkannter Effekt.*

Lediglich im Fall von Folienanregung durch Elektronen oder im letzten Fall können eventuell langsamere Protonen unterdrückt werden und die Messung der Asymmetrie beeinflußt werden. Die Elektronen konnten ausgeschlossen werden (siehe oben) und in den Spektren war kein zusätzlicher Effekt erkennbar. Die Symptome des Effekts lassen sich am besten mit den an Drähten entstehenden Ionenpaaren erklären. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit wurde gerade ein Teststand aufgebaut, an dem diese Effekte genauer untersucht und für eine künftige Messung optimiert werden.

Unabhängig von dem auftretenden Effekt ist der koinzidente Untergrund abziehbar. Dies zeigt Abb. 5.26. Hier wurde die Differenz der Spektren der Startsignale bei der Messung mit geschlossenem Shutter für verschiedene Tage voneinander subtrahiert. Im Fitbereich sind die Spektren trotz der Hochspannungsdrifts identisch abziehbar. Ein eventueller Fehler beim Abzug des koinzidenten Untergrundes ist damit im Rahmen der Statistik in den Endergebnissen enthalten.

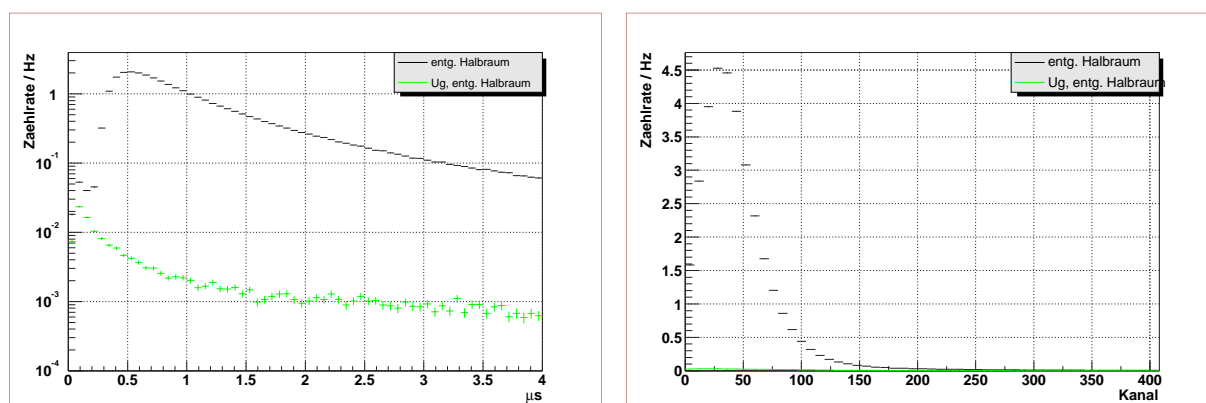


Abbildung 5.27: Der Beginn des Flugzeitspektrums und das Spektrum der Stoppsignale für die Messung in entgegengesetzten Halbräumen. Die Anti-Nachpuls-Bedingung wurde nicht angewandt, da in entgegengesetzten Halbräumen keine Nachpulse auftreten.

Die detaillierte Betrachtung der zeitlichen Struktur des Untergrundes für Start- und Stoppsignal im gleichen Halbraum (siehe Abb. 5.24) in den ersten  $\mu\text{s}$  zeigt, daß der Untergrund nicht homogen ist, sondern eine Struktur aus mehreren Peaks aufweist. Dies könnte ein Hinweis sein, daß Ionen, die in verschiedenen Gitterbereichen gleichzeitig entstehen, der Auslöser dieses Untergrundes sind, da dann eine peakartige Verteilung erwartet würde. Da die Protonen in Bezug auf Energie und Winkel kontinuierlich verteilt sind und sie alle im Zerfallsvolumen entstehen, ist eine solche Struktur in ihrem Fall nicht zu erwarten. Wird das Shutterspektrum abgezogen, so verschwinden im Rahmen der Statistik die Peaks vollständig (siehe Abb. 5.29). In dem Bild der Ionen, die in verschiedenen Gittergebieten entstehen, kann auch erklärt werden, warum der koinzidente Untergrund nur Ereignisse in den gleichen Halbraum liefert: die Iondriftzeiten durch das geerdete Zerfallsvolumen sind so lang, daß keine Korrelation mehr erkennbar ist. Diese ergibt sich nur, wenn das zweite Ion innerhalb der erforderlichen Zeit in den Einfluß des elektrischen Potentials der Folie driften kann.

Im rechten Bild der Abb. 5.24 sind die Spektren der Stoppsignale für den Fall gleicher Halbräume gezeigt. Es fällt auf, daß oberhalb von Kanal 200 die Spektren von Strahl und Shutter nahezu identisch sind, hier also nur noch Untergrundsignale aufgezeichnet werden. Auch dies kann in dem Bild der Ionen verstanden werden: Im Gegensatz zu Protonen sind die im Restgas entstehenden Ionen größer, haben eine größere Masse<sup>51)</sup> und können mehrfach positiv geladen sein. Im Mittel lösen sie daher mehr Elektronen aus der Folie aus und das Energiesignal erstreckt sich zu höheren Kanälen. Für die Auswertung der Daten bedeutet dies, daß das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert werden kann, indem die Ereignisse aus der Analyse entfernt werden, deren Stoppsignale in hohe Kanäle einsortiert werden. Auch ohne einen Schnitt auf die Energie der Stoppsignale würden diese Ereignisse abgezogen werden, jedoch verbessert es die Statistik, wenn die beiden subtrahierenden Spektren möglichst nahe an ihrer Differenz liegen.

In Abb. 5.27 sind der Beginn des Flugzeitspektrums zwischen Elektron und Proton sowie die Spektren der Stoppsignale für die Messung mit entgegengesetztem Halbraum gezeigt. Die Anti-Nachpuls-Bedingung wurde hier nicht angewandt, da sie lediglich zu einer Reduzierung der Statistik führt. Bei entgegengesetzten Halbräumen startet das Protonensignal früher als bei gleichen. Hier treten im Schnitt kleinere Winkel zwischen den Protonenimpulsen und dem Magnetfeld bei höheren Protonenenergien auf. Das Energiespektrum der Stoppsignale endet bei Kanal 200. Der Untergrund besteht im wesentlichen aus zufälligen Koinzidenzen. Der Abfall des Flugzeitspektrums folgt trotzdem nicht dem dann erwarteten exponentiellen Verlauf, da die zufälligen Koinzidenzen durch Nachpulse im Detektor des Startsignals unterdrückt werden.

<sup>51)</sup>Das Restgas in der Kammer besteht hauptsächlich aus Stickstoff, Wasserstoff, Wasser und Sauerstoff.

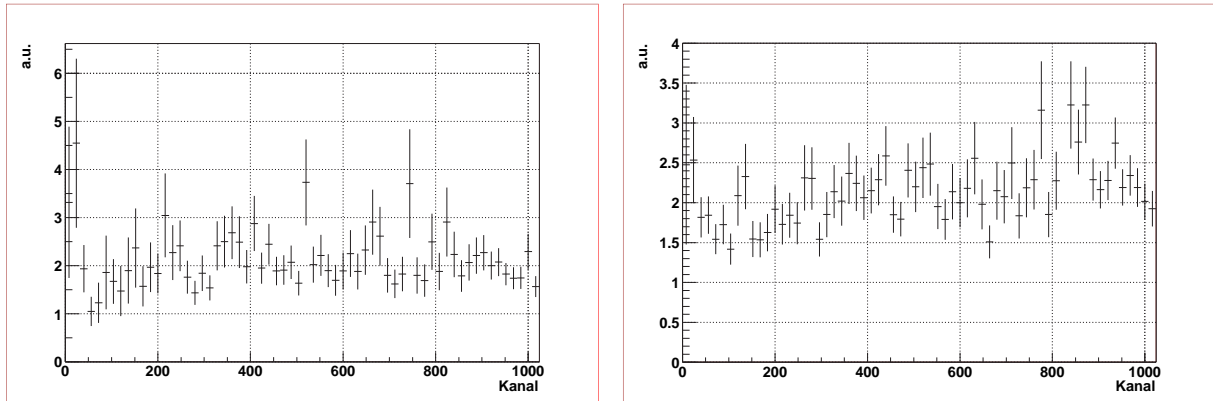


Abbildung 5.28: Der Quotient aus direkten und zufälligen Koinzidenzen nach Abzug des Shutters, links für den gleichen Halbraum, rechts für entgegengesetzte Halbräume. Die Konstanz des Quotienten ab Kanal 100 zeigt, daß der Untergrund im Fitbereich der Asymmetrien korrekt abgezogen wird.

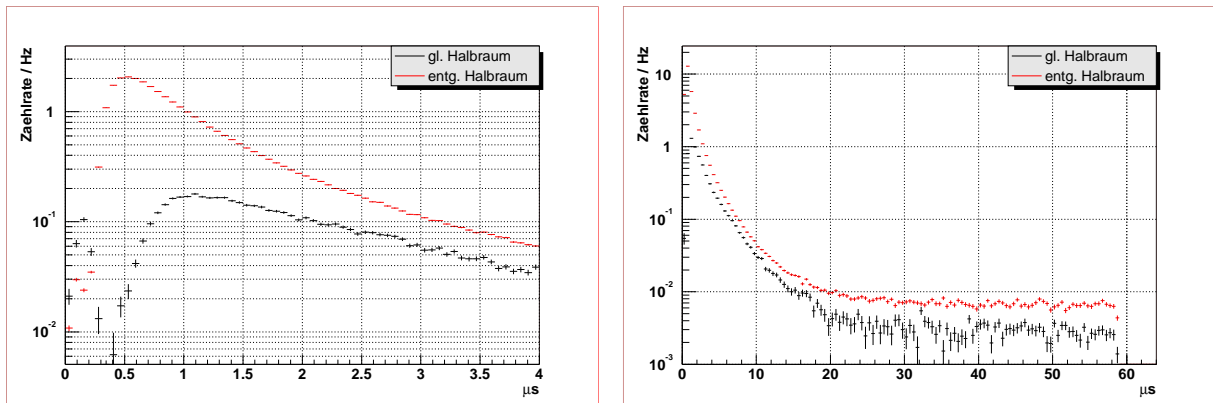


Abbildung 5.29: Die Differenz der Flugzeitspektren für den Neutronenstrahl und den Shutter. Die Peakstruktur des Untergrunds ist in der Differenz nicht mehr erkennbar.

Zusammenfassend können die folgenden Schnitte für die beiden Fälle definiert werden, um die Qualität des Datensatzes zu verbessern:

	gleicher Halbraum	entgegengesetzter Halbraum
Anti-Nachpuls-Bedingung	ja	nein
Flugzeit zwischen $e^-$ und $p^+$	$> 0.4\mu s$	$> 0.15\mu s$
Energie Startsignal	$< \text{Kanal } 1000$	$< \text{Kanal } 1000$
Energie Stoppsignal	$< \text{Kanal } 150$	$< \text{Kanal } 150$

Die ersten beiden Forderungen entfernen zusätzlichen Untergrund aus dem Datensatz, die letzte verbessert lediglich das Verhältnis von Signal zu Untergrund, da sie hauptsächlich Untergrundereignisse aus der Analyse entfernen. Der Schnitt auf die Energie der Startereignisse dient lediglich dazu, Events aus der Analyse zu entfernen, die nichts mit dem Neutronenzerfall zu tun haben können.

Zum Abschluß dieses Abschnitts soll noch gezeigt werden, daß der durch den Shutter gemessene Untergrund tatsächlich abziehbar ist. Da der Untergrund aus echt koinzidenten Ereignissen besteht, kommen diese in den verzögert gemessenen Koinzidenzen nicht vor, da diese rein zufällig sind (siehe Abschnitt 5.10.3.4). Für ein Spektrum  $S$ , in dem außer den echten Koinzidenzen des Untergrunds  $S_{\text{Shutter}}$  keine weiteren koinzidenten Ereignisse auftreten (d.h. daß es aus Einzelereignissen besteht), gilt, sofern der Untergrund abziehbar ist:

$$q = \frac{S_{\text{Koinz}} - S_{\text{Shutter, Koinz}}}{S_{\text{zuf. Koinz}} - S_{\text{Shutter, zuf. Koinz}}} \approx \text{const} \tag{5.55}$$

Die Konstanz muß nur in guter Näherung erfüllt sein, da die zufälligen Koinzidenzen nicht einfach subtrahiert werden können<sup>52)</sup>. Ein solches, nicht koinzidentes Spektrum ist das Eichspektrum der Bi-Quelle. Zu Kalibrationszwecken wurden über die gesamte Meßzeit Daten genommen, auf die dieser Test angewandt werden kann. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.28 für die beiden möglichen Kombinationen von Start- und Stoppsignal. Beide sind ab Kanal 100 gut mit einer konstanten Funktion vereinbar. Die statistischen Fehler sind groß, da die zufälligen Koinzidenzen nur bei jedem zehnten Ereignis mitgemessen wurden. Der Quotient ist nicht 1, da das Zeitfenster, in dem auf zufällige Koinzidenzen gewartet wird, gegenüber dem normalen Koinzidenzfenster um mehr als einen Faktor 2 verkürzt wurde.

Ein weiterer Hinweis auf die Abziehbarkeit der echten Koinzidenzen im Untergrund liefert das Flugzeitpektrum. Wird die Differenz der Flugzeitpektren mit Strahl mit den Spektren aus den Messungen mit Shutter gebildet, so verschwindet die Peakstruktur, die in den reinen Spektren (vergleiche Abb. 5.24) beobachtet wird. Dies zeigt Abb. 5.29 links für Detektor 1. In der Differenz sind keine Stufen mehr erkennbar. Rechts in der gleichen Abbildung wird der asymptotische Verlauf des Flugzeitpektrums zum Ende des Koinzidenzfensters hin gezeigt. Erwartet wird asymptotisch ein exponentieller Abfall mit einer sehr kleinen Zerfallskonstanten, da das Spektrum im Bereich später Kanäle durch die zufälligen Koinzidenzen, die hier noch nicht abgezogen sind, dominiert wird. In erster Näherung wird ein konstanter Verlauf des Spektrums erwartet, was in Abb. 5.28 rechts bestätigt wird. Der koinzidente Untergrund hat eine sehr viel längere Zeitkonstante (vergleiche Abb. 5.25).

### 5.10.3.3 Unterdrückung von Spektren

Gibt es nach einem Startsignal mehrere Prozesse, die zu einem koinzidenten Stoppsignal führen können, und wird jeweils nur das erste auftretende Stoppsignal registriert, so werden Stoppsignale systematisch unterdrückt. Die Größe des Effekts ist dabei abhängig von den jeweiligen Zeitstrukturen der Effekte und von den relativen Zählraten. Die Auswirkungen der Unterdrückung auf ein Spektrum können kanalweise exakt berechnet werden.

Dazu müssen bekannt sein

- das Flugzeitpektrum  $S_i$  (Inhalt des  $i$ -ten Bins) des unterdrückenden Signals,
- die Gesamtzählrate  $N_{\text{alle Starts}}$  aller Startsignale,
- das Zeitspektrum des nicht unterdrückten Signals  $T_i$  bzw. die Flugzeit  $\tau$  eines einzelnen Signals.

Die empirische Wahrscheinlichkeit  $P_i$ , daß im Bin  $i$  ein Stoppsignal erfolgt, ist dann

$$P_i = \frac{S_i}{N_{\text{alle Starts}}}. \quad (5.56)$$

Die Zählrate des unterdrückten Spektrums im Kanal  $j$  des Flugzeitpektrums wird die mit der Wahrscheinlichkeit  $\sum_{i=1}^{j-1} P_i$  auftretenden Stoppsignale in den Bins 1 bis  $j-1$  reduziert:

$$T_j^{\text{reduziert}} = T_j \left( 1 - \sum_{i=1}^{j-1} P_i \right) \quad (5.57)$$

$$= T_j \left( 1 - \sum_{i=1}^{j-1} \frac{S_i}{N_{\text{alle Starts}}} \right). \quad (5.58)$$

<sup>52)</sup>Wie bereits mehrfach erwähnt, skalieren sie mit dem Quadrat der Zählrate, während hier der Abzug linear erfolgt.



Für ein einzelnes Proton mit der Flugzeit  $\tau$ , das in das  $j$ -te Bin des Flugzeitspektrums einsortiert werden würde, gilt dementsprechend für die Unterdrückungswahrscheinlichkeit  $P(j)$ , also die Wahrscheinlichkeit, daß bereits vorher ein Signal auftritt

$$P(j) = \sum_{i=1}^{j-1} P_i \quad (5.59)$$

$$= \sum_{i=1}^{j-1} \frac{S_i}{N_{\text{alle Starts}}}. \quad (5.60)$$

Mit Hilfe dieser Formeln<sup>53)</sup> können die gesuchten unterdrückten Flugzeitspektren direkt ausgerechnet werden (wie im Fall der zufälligen Koinzidenzen) bzw. mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen die geänderten Spektren der Startsignale bestimmt werden (wie im Fall der Nachpulse).

Würden alle und nicht nur das erste Stoppsignal registriert, so würden die Spektren nicht unterdrückt werden. Die Behandlung des Untergrundes und der zufälligen Koinzidenzen würde sich dadurch erheblich vereinfachen. Für eine erneute Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  mit PERKEO II wird eine Elektronik benutzt werden, die mindestens drei Stoppsignale innerhalb des Koinzidenzfensters registrieren und die Energie aller Stoppsignale bestimmen kann. Dies ist vollkommen ausreichend, um Einflüsse aufgrund der Unterdrückung der Signale auszuschließen. Zusätzlich ermöglicht diese neue Elektronik Untersuchungen der Korrelation zwischen erstem und zweitem Stoppsignal. Dies erlaubt Untersuchungen der Auswirkungen von Protonen auf die gesamte Meßanordnung.

### 5.10.3.4 Zufällige Koinzidenzen

#### 5.10.3.4.1 Messung und Behandlung der zufälligen Koinzidenzen

Wie bereits zu Beginn des Abschnitts 5.10 erwähnt, treten bei Messungen zweier koinzidenter Ereignisse immer zufällige Koinzidenzen als Untergrund auf. Zufällig heißt dabei, daß nach einem Startsignal im erwarteten Zeitraum ein Stoppsignal registriert wird, das nicht mit dem Startsignal korreliert ist.

Zufällige Koinzidenzen können direkt gemessen werden. Dazu werden in ausreichendem zeitlichen Abstand, also einem Abstand, der lang gegenüber der Zeitkonstante der zeitlichen Korrelation zwischen Start- und Stoppsignal ist, nach dem Startsignal das Koinzidenzfenster erneut geöffnet und die auftretenden Stops registriert. Da die Korrelation nicht mehr besteht, sind alle Koinzidenzen rein zufällig. Das zugehörige Spektrum der Startsignale ist eine direkte Messung des nicht koinzidenten Untergrundes, dessen Skalierung jedoch noch bestimmt werden muß. Der große Vorteil einer Messung mit Koinzidenz gegenüber einer Messung ohne Koinzidenz ist, daß der Untergrund parallel zur Messung unter denselben Bedingungen wie die Messung selbst gemessen wird. Ohne Koinzidenz ist eine Messung stets durch die Qualität der Untergrundmodelle limitiert.

Problematisch bei der richtigen Bestimmung des zufälligen Untergrundes ist jedoch die Skalierung. Bei einer Messung mit Koinzidenz unterdrücken die koinzidenten Signale die zufälligen. Dies ist mit einer einfachen Überlegung zu verstehen: ein zufälliges Signal gegen Ende des Koinzidenzfensters besitzt eine hohe Wahrscheinlichkeit, nicht registriert zu werden, weil bereits ein echtes Signal vorher erfolgte. In diesem Experiment wird aus technischen Gründen jeweils nur das erste Stoppsignal registriert. Werden alle Stops im Koinzidenzfenster berücksichtigt, so tritt dieser Effekt nicht auf, die Zählrate der zufälligen Koinzidenzen ist dann zeitlich konstant. Umgekehrt kann natürlich auch ein zufälliges Signal, das vor dem echten Signal erfolgt, dieses unterdrücken. Die Auswirkungen dieses Mechanismus auf die Asymmetrien werden in Abschnitt 5.10.3.5 untersucht. Die Schwierigkeit beim Abzug der zufälligen Koinzidenzen besteht darin, ihre genaue Zählrate unter den echten Koinzidenzen zu ermitteln.

In Koinzidenzmessungen mit einer engen zeitlichen Korrelation zwischen Start- und Stoppsignal wird die richtige Skalierung der zufälligen Koinzidenzen bestimmt, indem das Zeitfenster eine gewisse Zeit vor

<sup>53)</sup>Es soll nochmal betont werden, daß diese Formeln nur gelten, wenn nur das erste Stoppsignal registriert wird.

dem frühestmöglichen echt koinzidenten Stoppsignal gestartet wird – z.B. durch eine Verzögerung des Stoppsignals – und eine gewisse Zeit nach dem spätestmöglichen Stoppsignal endet. Aus dem Vergleich des dann rein zufälligen Untergrunds vor und nach dem Koinzidenzpeak kann der Untergrund unter dem Peak bestimmt werden. Diese Methode wird beispielsweise bei dem Experiment TRINE [sol01] angewandt. In dem hier vorgestellten Experiment ist dies jedoch aus zwei Gründen nicht möglich:

- Start- und Stoppsignal können vom selben Detektor geliefert werden. Es ist daher nicht möglich, das Stoppsignal zu verzögern und so Informationen über den Untergrund vor dem Signal zu erhalten. Da die Protonen eine gewisse Mindestflugzeit haben, wäre im Prinzip ein kleines Zeitfenster von wenigen hundert Nanosekunden zu Beginn des Flugzeitspektrums verfügbar. Aufgrund der Nachpulse (vergleiche Abschnitt 5.10.3.1) ist dieser Teil des Spektrums jedoch nicht verwendbar. Durch die oben beschriebene Methode der verzögerten Koinzidenzen kann dieses Problem umgangen werden.
- Aufgrund des Magnetfeldes ergibt sich keine enge zeitliche Korrelation der Signale von Elektron und Proton aus dem Neutronenzerfall und damit kein scharfer Koinzidenzpeak. Die koinzidenten Stoppsignale sind über einen großen Teil des Zeitfensters verteilt, theoretisch kann das Stoppsignal beliebig lange nach dem Start erfolgen. Auch im asymptotischen Teil des Koinzidenzfensters treten daher noch echte Koinzidenzen auf. Abb. 5.15 in Abschnitt 5.9 zeigt den erwarteten asymptotischen Verlauf des koinzidenten Spektrums für das gesamte Koinzidenzfenster.

In diesem Experiment muß die Berechnung der Zählrate mit Hilfe der verzögerten Koinzidenzen erfolgen. Die genaue Zählrate der zufälligen Koinzidenzen unterhalb des Spektrums muß dann kanalweise berechnet werden, damit dieser Untergrund richtig abgezogen werden kann.

#### 5.10.3.4.2 Mathematische Beschreibung des Flugzeitspektrums zufälliger Koinzidenzen

In diesem Abschnitt werden in einem ersten Schritt nur die Flugzeitspektren der verzögerten Koinzidenzen betrachtet. Hier treten keine echte Korrelationen auf, alle Ereignisse sind rein zufällig. Der zeitliche Verlauf der Wahrscheinlichkeit  $w(t)dt$ , daß im Zeitintervall  $(t, t + dt)$  nach einem Startsignal ein Stoppsignal durch eine zufällige Koinzidenz erfolgt, wird durch die folgende Integralgleichung beschrieben:

$$w(t) = N_{\text{Stop}} \left( 1 - \int_0^t w(t') dt' \right). \quad (5.61)$$

Anschaulich bedeutet diese Gleichung, daß die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen zur Zeit  $t$  gleich der Zählrate aller Stops ist, reduziert um die Wahrscheinlichkeit, daß bereits vorher ein Stop erfolgt ist<sup>54</sup>). Sie gilt nur in dem Fall, in dem nur zufällige Koinzidenzen auftreten, die sich gegenseitig unterdrücken. Damit beschreibt sie also den Verlauf der zufälligen Koinzidenzen in der verzögerten Messung. In einem ersten Schritt werden bedingte Wahrscheinlichkeiten betrachtet, d.h. es ist bereits ein Start erfolgt. Eine Ableitung nach der Zeit liefert die Differentialgleichung

$$\dot{w}(t) = -N_{\text{Stop}} w(t). \quad (5.62)$$

Der allgemeine Lösungsansatz für diese Gleichung ist

$$w(t) = a_1 e^{-kt} + a_2 e^{kt} \quad (5.63)$$

mit  $k > 0$ . Zur Bestimmung der Parameter stehen zwei Randbedingungen zur Verfügung.

$$w(0) = N_{\text{Stop}} \quad (5.64)$$

<sup>54</sup>) Dies ist nichts anderes als die kontinuierliche Formulierung der Gl. 5.58.

ergibt sich direkt aus der Integralgleichung 5.61, da für  $t = 0$  das Integral verschwindet. Ohne jede Unterdrückung durch andere Stoppsignale entspricht  $W(0)$  der Stopzählrate. Die zweite Bedingung ergibt sich aus dem Grenzwert

$$\int_0^{\infty} w(t') dt' = 1. \quad (5.65)$$

Dies gilt, da jeweils höchstens ein Stoppsignal pro Startsignal registriert wird, für  $t \rightarrow \infty$  jedoch beliebig viele Stoppsignale auftreten. Damit ergibt sich die Lösung

$$w(t) = N_{\text{Stop}} e^{-N_{\text{Stop}} t}. \quad (5.66)$$

Zur Umordnung auf Kanäle wird eine Variablentransformation  $t \rightarrow \tau k$  mit der Binlänge  $\tau$  durchgeführt. Der Übergang von Wahrscheinlichkeit  $W(t)$  auf Zählrate  $U(t)$  erfolgt durch die Multiplikation mit der Startzählrate  $N_{\text{Start}}$ . Es ergibt sich

$$u(t) = N_{\text{Start}} N_{\text{Stop}} \tau e^{-N_{\text{Stop}} \tau k}. \quad (5.67)$$

Dabei ist  $N_{\text{Start}}$  die Rate der Startsignale, für die keine Schnitte auf das Stoppsignal erfolgt sind. Insbesondere sind auch alle Startsignale zu zählen, bei denen aufgrund des beschränkten Zeitfensters kein Stoppsignal gemessen wurde. Schnitte auf das Startsignal sind jedoch zulässig. So können z.B. nur die Startereignisse zwischen den Kanälen 200 und 400 betrachtet werden. Deren Rate bestimmt dann  $N_{\text{Start}}$ . Außerdem können die Startsignale von Detektor 1 und 2 separat betrachtet werden. Die Stoppsignale werden dabei jedoch von beiden Detektoren geliefert.

Werden nun auch Schnitte auf die Stoppsignale zugelassen, so wird zwar die Rate der detektierten Ereignisse auf  $N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$  reduziert, die unterdrückende Stopzählrate jedoch nicht geändert. Die Integralgleichung wird dadurch modifiziert und es ergibt sich

$$W(t) = N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}} \left( 1 - \int_0^t w(t') dt' \right) \quad (5.68)$$

mit der Lösung

$$W(t) = N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}} e^{-N_{\text{Stop}} t}. \quad (5.69)$$

Für die Zählrate  $U(t)$  bedeutet dies

$$U(t) = N_{\text{Start}} N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}} \tau e^{-N_{\text{Stop}} \tau k}. \quad (5.70)$$

Es soll nochmals betont werden, welche Bedeutung die einzelnen Zählraten dabei haben:

- Die Rate  $N_{\text{Start}}$  ist die Startzählrate aller betrachteten Startereignisse. Hier sind nur Schnitte auf Startbedingungen zugelassen (z.B. Energie des Startereignisses, Auswahl des Startdetektors).
- Die Rate  $N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$  ist die Stopzählrate, wobei Schnitte auf die Stopbedingung angewandt werden dürfen (z.B. Energie des Stoppsignals, Anti-Nachpuls-Bedingung, Auswahl des Stopdetektors).
- Die Rate  $N_{\text{Stop}}$  ist die Stopzählrate ohne jeglichen Schnitt. Sie beschreibt die Unterdrückung der zufälligen Koinzidenzen durch sich selbst und erscheint deshalb im Exponenten.

Mit Hilfe der in diesem Abschnitt angegebenen Formeln, können nun die gesuchten Start- und Stopzählraten für die zufälligen Koinzidenzen bestimmt werden.

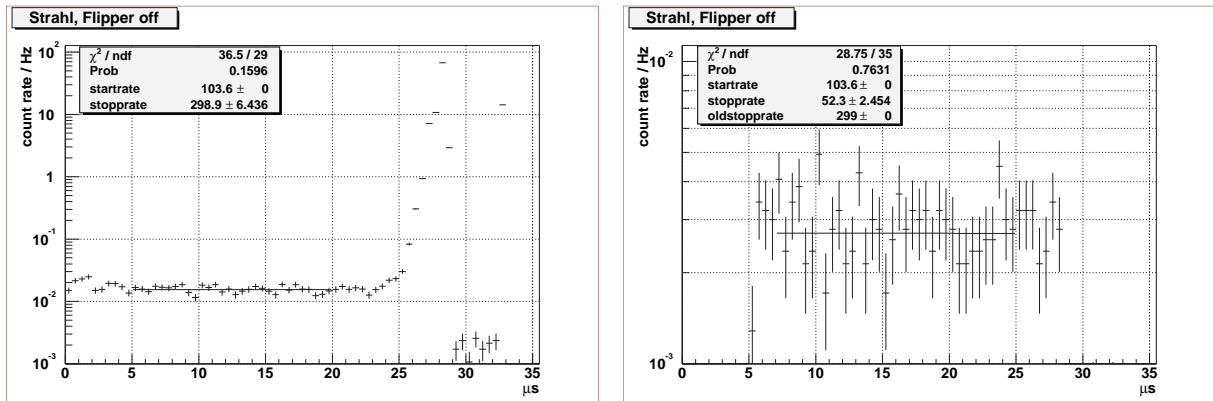


Abbildung 5.30: Das Flugzeitspektrum der verzögerten Koinzidenzen für Detektor 1 bei eingeschaltetem Neutronenstrahl und ausgeschaltetem Flipper. Links die Situation ohne Schnitte auf die Stoppsignale zur Bestimmung des Exponenten. Rechts das Flugzeitspektrum bei Anwendung aller Schnitte zur Bestimmung der zugehörigen Stopzählrate. Der vordere Teil des Spektrums ( $< 5 \mu\text{s}$ ) konnte aufgrund eines Timingproblems nicht für die Analyse verwendet werden. Der Anstieg am Ende des Spektrums liegt an einer schwankenden Länge des Zeitfensters (an dessen Ende automatisch ein Stoppsignal von der Elektronik geliefert wird). Der Fitbereich wird jeweils zwischen diesen beiden Effekten gewählt.

#### 5.10.3.4.3 Bestimmung der Start- und Stopraten

Die Startzählraten  $N_{\text{Start}}$  sind sehr einfach zu bestimmen: Eine Integration über den betrachteten Teil des Spektrums ohne Schnitte auf die Stoppsignale liefert das gewünschte Ergebnis. Um eine möglichst gute Statistik zu erhalten, werden in diesem Abschnitt alle Startereignisse unterhalb einer Energie von 1000keV betrachtet.

Die Werte  $N_{\text{Stop}}$  und  $N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$  werden in zwei Schritten bestimmt:

1. Anhand eines Fits an das Flugzeitspektrum der verzögerten Koinzidenzen ohne jegliche Schnitte auf das Stoppsignal mit Gl. 5.67 wird die Zählrate  $N_{\text{Stop}}$  bestimmt. Da die Startzählrate der betrachteten Ereignisse bekannt ist, ist die Stopzählrate der einzige Fitparameter (siehe Abb. 5.30 links).
2. Anhand eines Fits an das Flugzeitspektrum der verzögerten Koinzidenzen mit allen Schnitten auf die Stopereignisse (Energie, Anti-Nachpuls-Bedingung, Stopdetektor, ...) mit Gl. 5.70 wird die reduzierte Stopzählrate  $N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$  bestimmt. Da die Gesamtstopzählrate und die Startrate bekannt sind, ist dies erneut ein Fit mit einem Parameter (siehe Abb. 5.30 rechts).

Da die Binlänge bekannt ist, kann unter Verwendung von  $N_{\text{Start}}$  und  $N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$  die Rate der zufälligen Stops zum Zeitpunkt  $t = 0\text{s}$   $U(0)$  direkt ausgerechnet werden. Die Stopraten sind dabei unabhängig von der verwendeten Startrate und können daher für beliebige Bereiche des Energiespektrums der Startsignale benutzt werden.

Um eine Vorstellung der Größenordnung der gemessenen Zählraten zu bekommen, sind die Start- und Stopzählraten in Tab. 5.7 und Tab. 5.8 tabelliert. Der Unterschied in den Startzählraten  $N_{\text{Start}}$  bei einer Messung mit Neutronen für die beiden Flipperstellungen ist nur durch die Betaasymmetrie  $A$  gegeben. Da diese sehr klein ist, sind auch die Zählraten nahezu gleich groß. Die entsprechenden Raten für die Messung mit geschlossenem Shutter stimmen jeweils überein. Die Stopzählraten  $N_{\text{Stop}}$  ohne jeden Schnitt liegen erwartungsgemäß signifikant über den Startzählraten, da die Triggerbedingung für diese Signale geändert wurde, um eine höhere Zählrate zu erreichen. Da  $\tau$  im Bereich  $10^{-6}$  liegt (in den Abbildungen ist  $\tau = 0.5 \mu\text{s}$ ), ist die Zeitkonstante des Abfalls der Zählrate der zufälligen Koinzidenz sehr viel größer als das betrachtete Zeitfenster. Die Funktion ist daher nahezu konstant und in guter Näherung unabhängig vom Exponenten, was zu den angegebenen großen Fehlern auf diese Größe führt. Die Stopzählraten mit allen Schnitten  $N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$  sind erwartungsgemäß deutlich kleiner als die ohne Schnitte. Den

Detektor	Analyseteil	Modus	Flipper	$N_{\text{Start}}$ [Hz]	$N_{\text{Stop}}$ [Hz]
1	1. Teil	Strahl	off	103.61(5)	299(6)
			on	108.49(5)	302(6)
	Shutter	off	54.22(3)	172(7)	
		on	54.20(3)	168(6)	
2	2. Teil	Strahl	off	104.36(9)	336(12)
			on	109.25(9)	308(12)
	Shutter	off	54.06(8)	159(14)	
		on	54.15(8)	151(14)	
2	1. Teil	Strahl	off	88.61(4)	323(7)
			on	84.45(4)	326(7)
	Shutter	off	37.62(3)	200(8)	
		on	37.65(3)	208(9)	
	2. Teil	Strahl	off	101.31(9)	346(13)
			on	96.76(8)	335(13)
Shutter	off	47.46(7)	229(18)		
	on	47.51(7)	218(18)		

Tabelle 5.7: Die Zählraten für die Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen ohne Schnitt auf die Stopereignisse für die Messung mit Neutronenstrahl und mit Shutter. Die Fehler sind rein statistisch. Die Betrachtung muß dabei in zwei Teile aufgespalten werden, da nach einigen Tagen die Hochspannung an einem Photomultiplier signifikant geändert wurde und daher auch der Nachpulseneffekt (und damit die Unterdrückung) signifikant anders war (vergleiche Abschnitt 5.1.1). Die tabellierten Zählraten sind im Text ausführlich erläutert.

Detektor	Halbraum	Modus	Flipper	$N_{\text{Stop}}^{\text{kontr.}}$ [Hz]	$N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$ [Hz]	$U(0)$ [ $10^3$ Hz]
1	gl. HR	Strahl	off	51.38(3)	52(3)	2.71(13)
			on	53.17(3)	57(3)	3.11(15)
	Shutter	off	35.76(3)	41(3)	1.12(9)	
		on	35.73(3)	43(3)	1.17(9)	
2	entg. HR	Strahl	off	41.35(3)	47(3)	2.44(13)
			on	40.05(3)	45(2)	2.42(13)
	Shutter	off	25.25(2)	30(3)	0.82(14)	
		on	25.26(2)	24(2)	0.82(14)	
2	gl. HR	Strahl	off	41.35(3)	61(3)	2.70(13)
			on	40.05(3)	60(3)	2.54(13)
	Shutter	off	25.25(2)	52(4)	0.98(8)	
		on	25.26(2)	55(4)	1.04(8)	
	entg. HR	Strahl	off	51.38(3)	54(3)	2.38(13)
			on	53.17(3)	54(3)	2.30(12)
Shutter	off	35.76(3)	26(3)	0.49(6)		
	on	35.73(3)	30(3)	0.56(7)		

Tabelle 5.8: Die bestimmten und abgeschätzten Zählraten für die zufälligen Koinzidenzen mit Schnitt auf die Stopereignisse. Die Fehler sind rein statistisch. Die tabellierten Zählraten sind im Text ausführlich erläutert. Alle Werte beziehen sich auf den ersten Analyseteil. Die Zahlen für den zweiten Teil wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mittabelliert.

größten Einfluß hat hier die Anti-Nachpuls-Bedingung. Diese Bedingung simuliert die Hardwarebedingung „2 aus 6 Photomultipliern“, die für die Startsignale angewandt wurde. Da Start- und Stoppsignale mit den gleichen Detektoren und ähnlicher Elektronik gemessen werden, läßt sich die Zählrate  $N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$  auch aus den Startspektren abschätzen, falls die für die Stoppsignale verwendete Anti-Nachpuls-Bedingung äquivalent zur für die Startsignale gültigen Hardwarebedingung ist. Hierzu werden die Startspektren über den für die Stoppsignale verwendeten Energiebereich integriert. Die entsprechenden Zählraten  $N_{\text{Stop}}^{\text{kontr.}}$  sind in Tab. 5.8 den aus dem Fit bestimmten und im folgenden verwendeten Werten für  $N_{\text{Stop}}^{\text{Cut}}$  gegenübergestellt<sup>55)</sup>. Die ungefähre Übereinstimmung dieser beiden Raten zeigt, daß die Hardwarebedingung bei Detektor 1 gut simuliert wurde. Für Detektor 2 ist die Entsprechung nicht so gut, jedoch ist die Übereinstimmung immer noch zufriedenstellend.

Mit der bisher beschriebenen Methode ist es also möglich, den Aufpunkt der zufälligen Koinzidenzen unter dem Flugzeitspektrum der Protonen zu berechnen. Der Aufwand zur Bestimmung dieser Größe ist bereits beträchtlich. Er kann deutlich reduziert werden, indem innerhalb des Koinzidenzfensters jedes Stoppsignal registriert wird, da in diesem Fall die Zählrate der zufälligen Koinzidenzen konstant ist (da sie sich nicht gegenseitig selbst unterdrücken). Mit dem Aufpunkt ist jedoch noch nicht der genaue Verlauf der zufälligen Koinzidenzen unterhalb der betrachteten Spektren bekannt. Die Berechnung desselben erfolgt im nächsten Abschnitt.

#### 5.10.3.4 Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen unter dem Elektron-Proton-Signal

##### Bestimmung des Flugzeitspektrums der zufälligen Koinzidenzen

Bis hierher wurde nur der Fall betrachtet, daß nur zufällige Koinzidenzen auftreten, also nur die Messung mit einem verzögerten Zeitfenster. Treten zufällige und echte Koinzidenzen gleichzeitig auf, so werden die zufälligen Koinzidenzen gemäß der Gl. 5.58 unterdrückt. Zur exakten Berechnung des zeitlichen Verlaufs der zufälligen Koinzidenzen müssen nun die Spektren  $S_i$  und  $T_i$  sowie die Zählrate  $N_{\text{alle Starts}}$  bestimmt werden:

- Alle Signale, die im Bin  $i$  des Flugzeitspektrums der direkten Koinzidenzen auftreten, unterdrücken später erfolgende zufällige Signale. Die  $S_i$  ergeben sich daher einfach als die Spektren aller Stoppsignale im Bin  $i$ . In Abb. 5.31 sind diese Stoppsignale für Detektor 1 und ausgeschalteten Flipper dargestellt.
- Die Startzählrate  $N_{\text{alle Starts}}$  ergibt sich durch Integration des zugehörigen Spektrums der Startsignale. Dabei ist zu beachten, daß keine Schnitte auf Stoppsignale erfolgen dürfen.

<sup>55)</sup>Im allgemeinen ist es möglich, den Aufpunkt  $U(0)$  des verzögerten Spektrums direkt aus der Startzählrate auszurechnen. Da die Stops für den Fall völlig unkorrelierter Spektren ebenfalls durch die Startsignale erfolgen, ist ihre Rate  $U(0)$  im ersten Bin des Flugzeitspektrums berechenbar durch

$$U_0 = N_1 N_2 \tau. \quad (5.71)$$

Dabei ist  $N_1$  die Startzählrate in dem Detektor, in dem der Start erfolgen soll, unter den Schnittbedingungen, die für die Startereignisse gelten.  $N_2$  ist die Startzählrate des Detektors, in dem das Stop erwartet wird, unter den Bedingungen, die für die Stopereignisse gelten (Energieschnitte auf das Spektrum der Stoppsignale müssen hier auf die Startsignale angewandt werden).  $\tau$  ist die Länge eines Bins. Betrachtet man z.B. die zufälligen Koinzidenzen mit Start in Detektor 1, Stop in Detektor 2 und den Bedingungen  $E_{\text{Start}} < 1000$ . und  $E_{\text{Stop}} < 160$ ., dann ist die erste Bedingung auf alle Startereignisse von Detektor 1 anzuwenden, um  $N_1$  zu erhalten. Die zweite Bedingung wird als  $E_{\text{Start}} < 160$ . auf alle Starts von Detektor 2 angewandt, um  $N_2$  zu erhalten. Die Binlänge darf nicht zu groß gewählt sein, um keinen Fehler durch die Unterdrückung der zufälligen Koinzidenzen durch sich selbst zu machen. Diese Berechnung ist sehr exakt möglich, da die Zählraten sehr gut bekannt sind. In diesem Experiment kann dieser Weg leider nicht beschritten werden, da die Triggerbedingung für die Stoppsignale hardwaremäßig geändert wurde. Daher sind die Startzählraten für die zufälligen Stops nicht ad hoc bekannt. Wie in Tab. 5.8 gezeigt wurde, stimmen sie dennoch recht gut überein. Im Idealfall kann allerdings über diese Berechnung und die Ausrechnung der Unterdrückung sogar auf eine direkte Messung der zufälligen Koinzidenzen verzichtet werden bzw. diese Messung erfolgt nur zur Kontrolle der berechneten Werte.

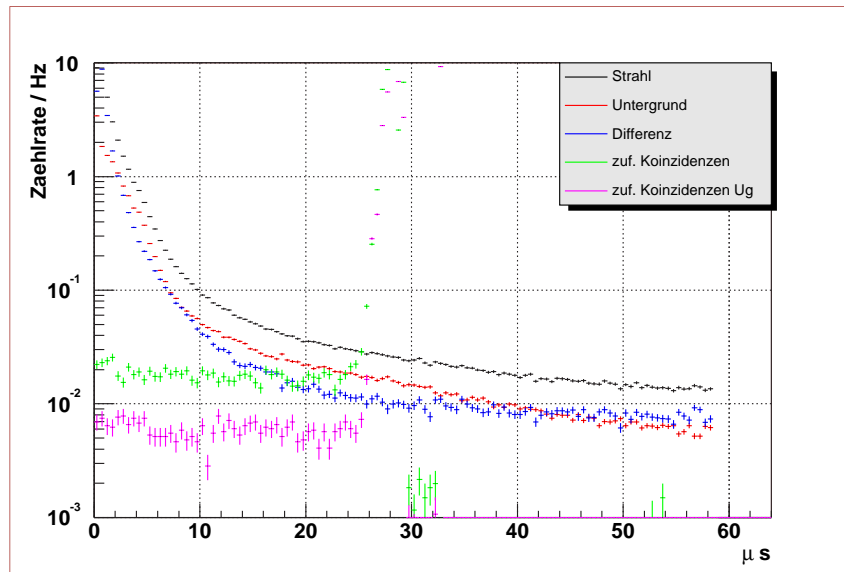


Abbildung 5.31: Die Flugzeitspektren für Startsignal in Detektor 1 bei ausgeschaltetem Spinflipper. Gezeigt sind jeweils alle auftretenden Stoppsignale (also beide Halbräume) für eine Messung mit Neutronenstrahl (schwarz) und mit Shutter (rot) bei direkter Messung und bei verzögerter Koinzidenz (Strahl: grün, Shutter: magenta). Die Differenz Strahl minus Shutter für die direkte Messung ist blau markiert.

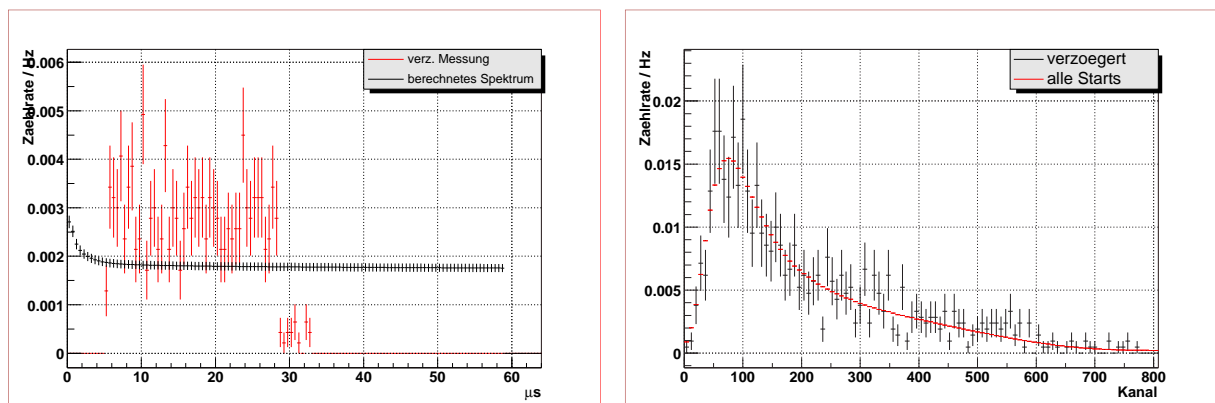


Abbildung 5.32: Links ein berechnetes Flugzeitspektrum zufälliger Koinzidenzen unter den echten Koinzidenzen. Betrachtet wurde der Fall Start- und Stoppsignal im gleichen Halbraum für Detektor 1 bei ausgeschaltetem Flipper. Zum Vergleich ist das direkt gemessene Flugzeitspektrum der zufälligen Koinzidenzen mit denselben Schnitten eingezeichnet. Rechts das Spektrum der Startsignale für die Messung mit Neutronen im gleichen Halbraum und eingeschaltetem Flipper. Dieses Spektrum entspricht dem Spektrum der Startsignale zufälliger Koinzidenzen (die beiden Kurven wurden auf gleiche Zählrate in den Kanälen 0 bis 200 skaliert).

- Das Zeitspektrum  $T_i$  der zufälligen Koinzidenzen ohne jede Unterdrückung ist ebenfalls bekannt: Findet keine Unterdrückung statt (auch nicht durch andere zufällige Koinzidenzen), so gilt  $T_i = U(0)$  für alle  $i$ . Die  $U(0)$  wurden aber bereits im vorangegangenen Abschnitt bestimmt.

Damit sind alle benötigten Größen bekannt und das Flugzeitspektrum kann binweise berechnet werden. Abb. 5.32 links zeigt das Ergebnis einer solchen Berechnung für ein Spektrum von Detektor 1 mit Neutronenstrahl und ausgeschaltetem Flipper im Vergleich mit dem gemessenen Flugzeitspektrum in verzögerter Koinzidenz. Es liegt unterhalb des gemessenen Spektrums, da die Unterdrückung durch die echten Koinzidenzen stärker ist als nur die zufälligen. Das unterdrückende Spektrum ist in Abb. 5.31 in schwarz dargestellt.

Damit wurde das korrekte Flugzeitspektrum der zufälligen Koinzidenzen unter den echten Koinzidenzen

vollständig bestimmt. Es liefert die Information über die Zählrate  $Z$  der zufälligen Koinzidenzen, die von den Spektren der Startsignale abgezogen werden muß. In einem nächsten Schritt muß jetzt das Spektrum bestimmt werden, also die Aufteilung der Zählrate auf die verschiedenen Energiekanäle.

### Bestimmung des Energiespektrums der zufälligen Koinzidenzen

Die im vorangegangenen Abschnitt bestimmte Zählrate  $Z$  in dem berechneten Flugzeitspektrum entspricht der Zählrate der zufälligen Koinzidenzen unter den echten Koinzidenzen. Zur Bestimmung des zugehörigen Energiespektrums gibt es zwei Möglichkeiten:

- Das Spektrum aller Startsignale, die bei der Messung mit verzögerter Koinzidenz ein zufälliges koinzidentes Signal erhalten, entspricht dem gesuchten Spektrum.
- Das Spektrum aller Startsignale, unabhängig vom auftreten eines koinzidenten Signals, entspricht ebenfalls dem gesuchten Spektrum, da auch die Startsignale zufällig verteilt sind.

Die beiden Spektren sind in Abb. 5.32 rechts im Vergleich dargestellt. Erwartungsgemäß besitzen beide Spektren denselben Verlauf. Da die Statistik für das Spektrum aller Startsignale wesentlich besser ist, wurde in diesem Experiment diese Variante gewählt. Das Spektrum muß dann nur noch so skaliert werden, daß die integrierte Zählrate der berechneten Zählrate  $Z$  entspricht. Das so erhaltene Spektrum ist das Spektrum der zufälligen Koinzidenzen, das von dem Energiespektrum der Startsignale subtrahiert werden muß.

### Energieabhängigkeit der Unterdrückung der zufälligen Koinzidenzen

Der hier beschriebene Formalismus funktioniert sehr gut und ermöglicht die exakte Berechnung des Spektrums der zufälligen Koinzidenzen unter echten Koinzidenzen. Bisher wurde allerdings vorausgesetzt, daß das Flugzeitspektrum der unterdrückenden Signale unabhängig von der Energie der Startsignale ist. Dies ist aus zwei Gründen in dem vorgestellten Experiment nicht der Fall:

- Die *Flugzeitspektren der Protonen* hängen von der Energie des Zerfallselektrons ab. Insbesondere für die Betrachtung von Ereignissen im gleichen Halbraum werden für große Elektronenenergien kleine Protonenenergien und große Winkel gegenüber dem magnetischen Feld bevorzugt, was zu längeren Protonenflugzeiten führt.
- Die *Nachpulse* sind in hohem Maße abhängig von der Energie des Startsignals. Je höher diese ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, ein Nachpulseignis zu erhalten.

Um dennoch eine Aussage über die zufälligen Koinzidenzen in einem bestimmten Bereich des Startspektrums machen zu können, muß der betrachtete Energiebereich für die Startsignale stark eingeschränkt werden. Wird die Energieskala in viele kleine Teilbereiche aufgeteilt, so kann mit Hilfe des beschriebenen Formalismus für jeden dieser Teilbereiche das (ebenfalls auf diesen Teilbereich beschränkte) Spektrum der zufälligen Koinzidenzen bestimmt und abgezogen werden. Da die Stopzählrate von der Wahl des Energiebereichs für die Startereignisse unabhängig ist, muß die Stopzählrate nicht jedesmal neu bestimmt werden. Die Startzählrate sowie die unterdrückenden Flugzeitspektren ändern sich jedoch je nach gewähltem Energiebereich.

Die Bereiche müssen dabei so klein gewählt werden, daß kein Einfluß der Bereichsgröße auf die gemessene Asymmetrie mehr besteht, und so groß sein, daß eine statistische Betrachtung des Gesamtsystems noch sinnvoll ist. Abb. 5.33 zeigt das Spektrum der zufälligen Koinzidenzen für Detektor 1 für die Messung mit Neutronen und bei eingeschaltetem Flipper. Die Einschränkung der Energiebereiche auf 32keV ist ein sinnvoller Kompromiß zwischen Statistik und Genauigkeit: der Wert der Asymmetrien ändert sich im Vergleich zu 64keV nicht signifikant. Bei einer weiteren Verkleinerung des Bereichs steigt der induzierte statistische Fehler auf die Asymmetrie jedoch stark an, ohne daß sich der Mittelwert ändert.



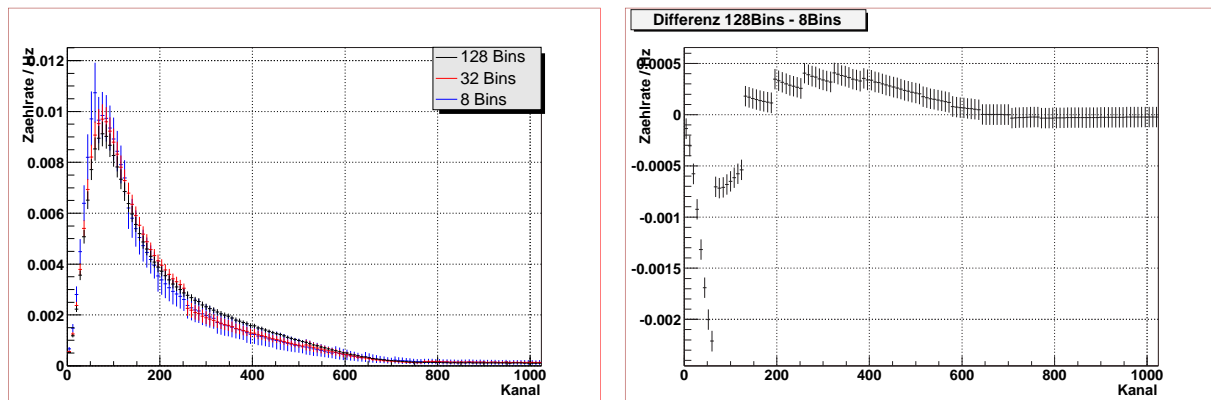


Abbildung 5.33: Links die berechneten Energiespektren der zufälligen Koinzidenzen für verschieden große Energiebereiche für Detektor 1 bei eingeschaltetem Flipper. Ein Bin entspricht dabei 8keV. Rechts die Differenz zwischen den Spektren ohne Unterteilung minus eine Unterteilung in Bereich von 64keV. Innerhalb der Fitbereiche wird der Untergrund ohne Berücksichtigung der Energieabhängigkeit um 25% überschätzt.

Auch bei Beachtung der Energieabhängigkeit des Effekts wird bei der Bestimmung der Zählrate der zufälligen Koinzidenzen noch ein Fehler gemacht, der nicht einfach korrigiert werden kann. Die Flugzeitspektren hängen nämlich auch noch davon ab, welches Signal das Starterereignis ausgelöst hat. So kann nach einem Start durch ein Zerfallselektron das Stoppsignal durch ein Proton, einen Nachpuls oder durch eine zufällige Koinzidenz erfolgen. Ist das Starterereignis ein Untergrundereignis, so sind als Stop ein dazu koinzidentes Untergrundereignis, ein Nachpuls oder eine zufällige Koinzidenz denkbar. Bei einem Start durch ein Proton oder ein Gamma hingegen sind nur Nachpulse oder zufällige Koinzidenzen möglich. Die unterdrückenden Flugzeitspektren können sich stark unterscheiden und sind nicht trennbar. Die ursprüngliche Idee, den Untergrund vor der Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen abzuziehen, scheitert an der Durchmischung der Spektren durch die zufälligen Koinzidenzen. Dadurch können die Flugzeitspektren in verzögerter Koinzidenz nicht einfach voneinander abgezogen werden. Der genaue Skalierungsfaktor ist nur schwer und nicht exakt bestimmbar. Die Untersuchung dieses Effekts mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen war zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen. Dennoch kann ein Schätzwert für den erwarteten Fehler angegeben werden: dieser entspricht im schlimmsten Fall dem Verhältnis der Zählraten für Elektron-Proton-Ereignisse zu Untergrundereignissen, also in guter Näherung eins zu sechs. Als Fehler auf den Abzug der zufälligen Koinzidenzen wird daher ein Sechstel des erreichten Korrekturwertes angenommen. Damit ist der Fehler in jedem Fall konservativ abgeschätzt.

Alle diese diskutierten Effekte verschwinden, wenn innerhalb des betrachteten Koinzidenzfensters alle Stops aufgezeichnet werden. Für künftige Experimente mit PERKEO in Koinzidenz sollte daher auf jeden Fall diese Option gewählt werden.

#### 5.10.3.4.5 Zusammenfassung und Kontrolle der Ergebnisse

Aufgrund der hohen Komplexität des Formalismus zur Bestimmung der Spektren der zufälligen Koinzidenzen, wird hier das Verfahren nochmal kurz zusammengefaßt:

- Als erstes müssen die Stopzählraten für die zufälligen Koinzidenzen bestimmt werden. Diese sind unabhängig vom gewählten Energiebereich der Startsignale und sollten daher mit maximaler Statistik bestimmt werden. Sie ergeben sich aus den Messungen der Flugzeitspektren mit verzögerter Koinzidenz.
- Für einen Energieteilbereich des Startspektrums muß die Startzählrate (durch Integration) und die zugehörigen Flugzeitspektren bestimmt werden, die die zufälligen Koinzidenzen unterdrücken.

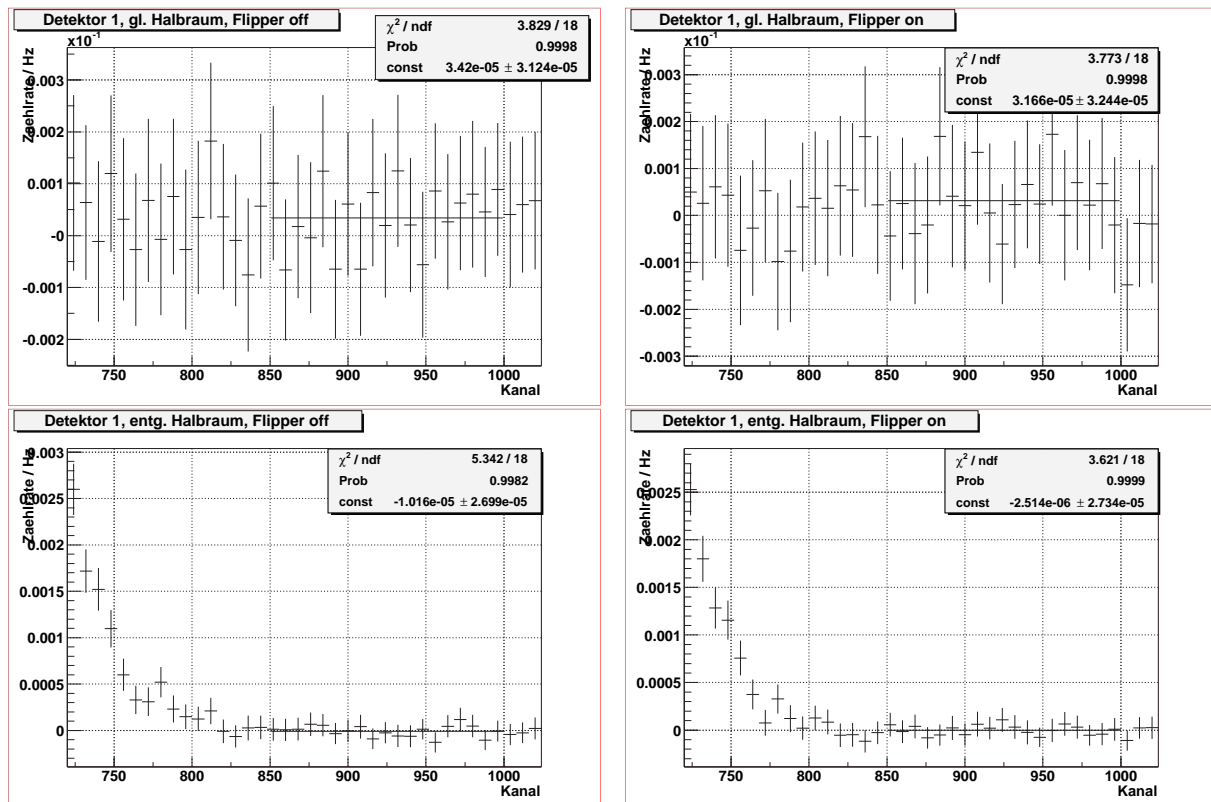


Abbildung 5.34: Der Inhalt der Energiespektren der Startsignale oberhalb der höchsten Elektronenenergie für Detektor 1 für alle vier Spektren. Im Rahmen der Statistik sind keine Ereignisse mehr vorhanden, der Untergrund wird also richtig bestimmt und abgezogen.

- Durch die bekannten Start- und Stopzählraten kann der Aufpunkt des Flugzeitspektrums der zufälligen Koinzidenzen berechnet werden. Ohne Unterdrückung wäre dieses Spektrum konstant.
- Mit Hilfe von Gl. 5.58 kann dann das Flugzeitspektrum der unterdrückten zufälligen Koinzidenzen berechnet und daraus die Zählrate  $Z$  des Spektrums dieser zufälligen Koinzidenzen bestimmt werden.
- Das auf diese Zählrate  $Z$  skalierte Energiespektrum der betrachteten Startsignale ist das gesuchte Spektrum der zufälligen Koinzidenzen. Es kann direkt vom Energiespektrum der betrachteten Asymmetrie subtrahiert werden.

Zur Überprüfung des Modells wird der Inhalt der Spektren oberhalb der Elektronen betrachtet. Bei korrektem Abzug des koinzidenten Untergrundes und der zufälligen Koinzidenzen befinden sich oberhalb der Elektronenspektren keine Ereignisse mehr. In Abb. 5.34 ist das Ergebnis für Detektor 1 und beide Meßverfahren (gleicher und entgegengesetzter Halbraum) dargestellt. Alle Spektren verschwinden oberhalb der der höchsten Elektronenenergie im Rahmen einer  $1\sigma$ -Statistik. Eventuelle Fehler beim Abzug der Spektren sind daher im statistischen Fehler des Gesamtergebnisses enthalten. Die Fehler werden daher nicht separat betrachtet.

Die Größe der Korrektur auf die Meßwerte der Asymmetrien ist in Tab. 5.9 tabelliert. Da die Fehler ausschließlich in den statistischen Fehler des Gesamtergebnisses eingehen, sind hier nur die Korrekturwerte angegeben. Sie ergeben sich durch Vergleich der Ergebnisse für die Asymmetrien mit und ohne Abzug der zufälligen Koinzidenzen.

Meßwert	Korrektur / %	
	Detektor 1	Detektor 2
B, gleicher HR	+3.0(5)	+3.5(6)
B, entgegengesetzter HR	+0.30(5)	+0.40(5)
B, aus Protonenasymmetrie	+0.7(1)	+0.80(15)
C	+0.7(1)	+1.10(15)

Tabelle 5.9: Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund der zufälligen Koinzidenzen für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13).

### 5.10.3.5 Unterdrückung des Protonsignals

Bei der Bestimmung der Spektren der zufälligen Koinzidenzen mußten Untergrundereignisse aus den Spektren entfernt werden. In diesem Abschnitt geht es jetzt um den umgekehrten Fall: Elektron-Proton-Ereignisse, die hätten registriert werden müssen, werden aus den Spektren entfernt, weil zwischen Elektron- und Protonensignal ein anderes Signal auftrat. Gerade bei der Bestimmung von Asymmetrien, bei denen die beiden Spinstellungen stark unterschiedliche Flugzeitspektren besitzen, kann die Messung leicht verfälscht werden.

In dem hier vorgestellten Experiment gibt es zwei Arten von Signalen, die Protonenereignisse unterdrücken können:

- *zufällige Koinzidenzen*, die zeitlich zwischen Elektron- und Protonensignal erfolgen.
- *Nachpulse*, die durch die Elektronen ausgelöst werden und die vor dem Protonensignal erfolgen.

Der koinzidente Untergrund kann keine Protonen direkt unterdrücken, da die koinzidenten Untergrunderereignisse ein Untergrundereignis als Start voraussetzen und kein Zerfallselektron. Umgekehrt können natürlich auch keine Protonen die koinzidenten Untergrundsignale unterdrücken.

Der Einfluß der Unterdrückung auf die Spektren kann am einfachsten durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden. Die Flugzeitspektren können zwar entsprechend der Gl. 5.58 ausgerechnet werden, jedoch ist die Verbindung zwischen Flugzeitspektrum und dem gesuchten Energiespektrum der Startsignale nicht trivial wie im Fall der zufälligen Koinzidenzen.

#### 5.10.3.5.1 Unterdrückung der Protonen durch zufällige Koinzidenzen

Da die zufälligen Koinzidenzen sehr einfach zu beschreiben sind, wird bei der Untersuchung ihres Einflusses auf die Spektren auf eine einfachere Art als nach Gl. 5.58 vorgegangen: Die Flugzeit  $t_P$  eines Zerfallsprotons kann in guter Näherung in einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden (vergleiche Abschnitt 5.9). Die Wahrscheinlichkeit  $P$ , daß vor diesem Ereignis ein zufälliges Ereignis eintritt, ist dann

$$P = N_{\text{Stop}} t_P \quad \text{für } N_{\text{Stop}} t_P \ll 1, \quad (5.72)$$

wobei  $N_{\text{Stop}}$  die Zählrate aller Stopereignisse in beiden Detektoren ohne Schnitte auf die Stopereignisse ist. Sie ist in Tab. 5.7 in Abschn. 5.10.3.4.3 tabelliert und nimmt je nach Meßmodus Werte bis zu mehr als 300Hz an.

Die Unterdrückungswahrscheinlichkeit durch zufällige Koinzidenzen skaliert linear mit der Flugzeit der Protonen. Die maximal akzeptierte Protonenflugzeit entspricht der Länge des Koinzidenzfensters von  $58\mu\text{s}$ . Zur Abschätzung der maximalen Unterdrückungswahrscheinlichkeit wird eine Stopzählrate von 300Hz aus der Tabelle abgelesen:

$$P_{\text{max}} \approx 300\text{Hz} \times 58\mu\text{s} \approx 0.017. \quad (5.73)$$

Spektrum	mittlere Flugzeit [ $\mu\text{s}$ ]	90%-Zeit [ $\mu\text{s}$ ]
$Q_{++}$	4.2	9
$Q_{--}$	3.2	7
$Q_{+-}$	1.3	2.5
$Q_{-+}$	2.2	5

Tabelle 5.10: Die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmten Werte für die mittlere Flugzeit der Protonen und die Zeit, nach der 90% der Protonen den Detektor erreicht haben.

Die meisten Protonen besitzen jedoch eine deutlich kürzere Flugzeit. Die aus der Monte-Carlo-Simulation gewonnenen Werte für die mittlere Protonenflugzeit und die Zeit, nach der 90% der Protonen den Detektor erreichen, sind in Tab. 5.10 zusammengestellt. Sie liegen im Bereich weniger Mikrosekunden, der größte Teil der Protonen erreicht den Detektor also zu Beginn des Koinzidenzfensters. Die realen Unterdrückungswahrscheinlichkeiten durch zufällige Koinzidenzen liegen daher deutlich niedriger als der abgeschätzte Maximalwert.

Die entsprechenden Monte-Carlo-Simulationen sind sehr einfach zu implementieren. Es ergab sich kein meßbarer Effekt auf die Spektren und Asymmetrien<sup>56)</sup>.

### 5.10.3.5.2 Unterdrückung der Protonen durch Nachpulse

Der Einfluß der Nachpulse auf die Meßwerte ist deutlich schwieriger zu erfassen, da die funktionalen Zusammenhänge hier nur experimentell bestimmbar sind. Die Auswirkungen auf die Meßwerte können unter Verwendung von Gl. 5.60 mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht werden. Dazu werden die Flugzeit  $\tau$  eines jeden Protons, die Startzählrate  $N_{\text{alle Starts}}$  sowie das Flugzeitspektrum der Nachpulse benötigt. Die ersten beiden Größen sind einfach zu bestimmen: die Flugzeit eines Protons kann in der Simulation ausgerechnet werden (siehe Abschn. 5.9), die Startzählrate kann durch Integration des Energiespektrums der Startsignale (ohne Schnitte auf die Stoppsignale) bestimmt werden. Das Zeitspektrum der Nachpulse ist jedoch nur sehr schwer exakt bestimmbar.

Im folgenden wird die Extraktion dieses Spektrums Schritt für Schritt durchgeführt. Zuerst wird die Form der Zeitspektren bestimmt, anschließend wird ihre Energieabhängigkeit untersucht und ein Modell entwickelt, den Effekt in Monte-Carlo-Simulationen zu beschreiben. Am Ende dieses Abschnitts werden dann die Auswirkungen der Nachpulse auf die Asymmetrien untersucht.

#### Bestimmung des Flugzeitspektrums der Nachpulse

Die Nachpulse werden mit Hilfe der Anti-Nachpuls-Bedingung identifiziert (siehe Abschn. 5.10.3.1) und aus den betrachteten Datensätzen entfernt. Um das Flugzeitspektrum der Nachpulsereignisse zu bestimmen, werden nun die Flugzeitspektren betrachtet, die durch die Anti-Nachpuls-Bedingung aussortiert werden. Diese enthalten jedoch nicht nur Nachpulse, sondern bestehen aus den folgenden vier Anteilen:

- *Nachpulsereignisse*, die in allen drei Meßmodi (Messung mit Neutronen, Messung mit Shutter, Messung mit Bi-Quelle) auftreten.

<sup>56)</sup>Um i.a. die Unterdrückung der Protonensignale durch zufällige Koinzidenzen zu reduzieren, muß die Stopzählrate  $N_{\text{Stop}}$  reduziert werden. Der einfachste Schritt in diesem Experiment ist dabei, die hardwaremäßige Triggerbedingung „2 aus 6 Photomultiplier haben angesprochen“ für die Stoppsignale zu fordern. Wird dies gemacht, so wird die Stopzählrate in diesem Experiment zu ca. 50% durch den Untergrund und zu 50% durch das eigentliche Meßsignal bestimmt. Eine deutlich höhere Zählrate des eigentlichen Meßsignals kann dazu führen, daß die Unterdrückung durch zufällige Koinzidenzen bei der Messung berücksichtigt werden muß. Daher ist es wichtig, diesen Effekt mit der ungefähren Zählrate im Vorfeld einer Messung abzuschätzen. Die Hälfte des Untergrunds wird durch die Hochspannung verursacht. Diese ist gegenüber den Detektoren nicht abschirmbar, sondern wird durch die Materialien im Inneren der Detektorkammer bestimmt. Eine zusätzliche Abschirmung des Restuntergrunds (strahlbedingter Untergrund und Hallenuntergrund) hätte die Unterdrückungswahrscheinlichkeit also nur wenig reduziert.

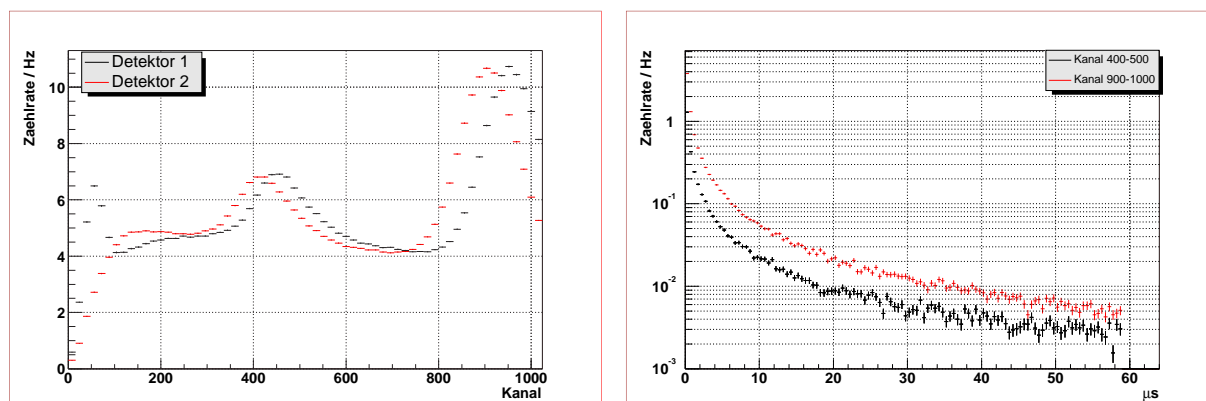


Abbildung 5.35: Links die Spektren aller Startereignisse für die Messung mit der Bi-Quelle für die beiden Detektoren. Rechts die Flugzeitspektren für die Messung mit der Bi-Quelle mit Detektor 1 für die beiden Energiebereiche Kanal 400 bis 500 und Kanal 900 bis 1000. Diese Bereiche entsprechen den beiden Elektronenlinien der Quelle. Die Hochspannung wurde in beiden Plots bereits abgezogen.

- *Koinzidente Untergrundereignisse*, die nur sehr wenig Energie im Stoppsignal besitzen und daher von der Anti-Nachpuls-Bedingung mit aussortiert werden. Sie treten in allen drei Meßmodi auf.
- *Zufällige Koinzidenzen*, die nur sehr wenig Energie im Stoppsignal besitzen und daher von der Anti-Nachpuls-Bedingung aussortiert werden. Sie sind in allen drei Meßmodi vorhanden.
- *Echte Protonensignale aus dem Neutronenzerfall*, die nur bei der Messung mit Neutronen auftreten und so wenig Energie im Stoppsignal besitzen, daß sie durch die Anti-Nachpuls-Bedingung aussortiert werden.

Die koinzidenten Untergrundereignisse und die echten Protonensignale unterdrücken keine Protonensignale, besitzen aber einen signifikanten niederenergetischen Anteil, der von der Anti-Nachpuls-Bedingung als Nachpuls erkannt wird<sup>57)</sup>. Diese Ereignisse verfälschen das gesuchte Zeitspektrum.

Da die Protonen nicht separat gemessen und abgezogen werden können, können die gesuchten Zeitspektren nicht aus den Messungen mit Neutronen gewonnen werden. Der koinzidente Untergrund hingegen wird direkt durch den Shutter gemessen und kann abgezogen werden. Damit bleibt nur eine Möglichkeit, die gesuchten Flugzeitspektren zu extrahieren: die Messungen mit der Bi-Quelle, von denen der koinzidente Untergrund subtrahiert wird<sup>58)</sup>.

Systematisch ist die Bestimmung der Nachpulse aus diesen Spektren problematisch, da aufgrund des Magnetfeldes ein großer Teil der Ereignisse (alle Elektronen) in der Mitte des Szintillators auftreffen und nicht über die gesamte Detektorfläche und damit alle Photomultiplier in gleicher Wichtung gemittelt wird. Die  $\gamma$ -Quanten unterliegen zwar nicht dem Einfluß des Magnetfeldes, jedoch ist ihre Verteilung über die Detektorfläche nicht bekannt. Da die Nachpulswahrscheinlichkeiten für eine bestimmte Lichtmenge in jedem Photomultiplier unterschiedlich sein sollten, wird eine Ortsabhängigkeit des absoluten Effekts erwartet. Dennoch liefert die Betrachtung dieser Messungen eine gute Abschätzung des erwarteten Verlaufs des gesuchten Flugzeitspektrums.

Abb. 5.35 zeigt links die Spektren<sup>59)</sup> aller Startsignale für die Messung mit  $^{207}\text{Bi}$  für die beiden Detektoren im Vergleich. Hier, wie auch in allen folgenden Spektren, ist der Hochspannungsuntergrund bereits

<sup>57)</sup>Die Anti-Nachpuls-Bedingung entfernt ca. ein Drittel der Protonensignale aus dem betrachteten Datensatz wie sich durch Anwendung der Bedingung auf Ereignisse in entgegengesetzten Halbräumen zeigen läßt.

<sup>58)</sup>Es ist dann noch ein kleiner Anteil an zufälligen Koinzidenzen in den erhaltenen Spektren enthalten. Abschätzungen zeigen jedoch, daß dieser Anteil weniger als 0.5% der Gesamtereignisse ausmacht und daher in guter Näherung vernachlässigt werden kann.

<sup>59)</sup>Da für Bi die Spektren beider Spinstellungen im Rahmen der Statistik identisch sind, wird hier und im folgenden auf die Darstellung beider Spinstellungen verzichtet.

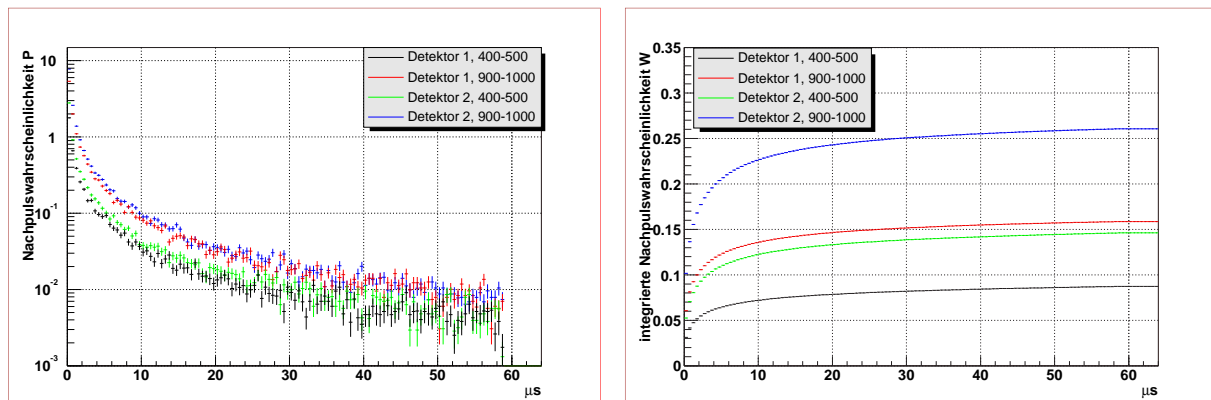


Abbildung 5.36: Links der Vergleich der Stopwahrscheinlichkeiten pro Bin für die beiden in Abb. 5.35 rechts gezeigten Flugzeitspektren. Rechts die integrierten Nachpulswahrscheinlichkeiten der beiden betrachteten Bereiche für beide Detektoren.

abgezogen, sofern nicht anders angegeben. Der hohe Untergrund und damit die hohe Zählrate bei der Messung mit der Bi-Quelle entstehen dadurch, daß die Eichquelle für die Messung in die Mitte des Zerfallsvolumens gestellt wird. Die  $\gamma$ -Strahlung des Polarisators ist an dieser Stelle nicht abschirmbar und streut an dem Aluminiumhalter, an dem die Quelle befestigt ist. Dies führt zu einem hohen  $\gamma$ -Untergrund, der bis zu Energien von mehr als 2MeV reicht.

Auf der rechten Seite von Abb. 5.35 sind die Flugzeitspektren für zwei verschiedene Energiebereiche dargestellt. Die Nachpulse ereignen sich zum großen Teil zu Beginn des Koinzidenzfensters. Der zeitliche Verlauf folgt dabei grob einer Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstanten von ca.  $0,6\mu\text{s}$ . Ein Vergleich mit den bereits bestimmten mittleren Flugzeiten der Protonen (Tab. 5.10) zeigt, daß die Nachpulse einen großen Teil der Protonen unterdrücken können. Es wird daher ein deutlich größerer Unterdrückungseffekt als durch die zufälligen Koinzidenzen erwartet.

Die Form der gesuchten Flugzeitspektren der Nachpulse ist mit diesem Ansatz in guter Näherung bestimmt. In einem nächsten Schritt muß nun die Energieabhängigkeit des Effekts untersucht und ein in der Simulation verwendbares Modell gefunden werden, das diese Abhängigkeit berücksichtigt.

### Bestimmung der Energieabhängigkeit der Nachpulse

Die in Abb. 5.35 rechts dargestellten Flugzeitspektren geben noch keine Auskunft über die Energieabhängigkeit der Nachpulswahrscheinlichkeit, da die Zählraten von der betrachteten Startzählrate abhängen. Um die Unterdrückungswahrscheinlichkeiten für verschiedene Energien vergleichen zu können, müssen die Flugzeitspektren durch die zugehörigen Startzählraten geteilt werden. Diese ergeben sich durch einfache Integration des Energiespektrums der Startsignale<sup>60)</sup>.

In Abb. 5.36 ist links der Vergleich der Nachpulswahrscheinlichkeiten für die beiden betrachteten Bereiche für beide Detektoren dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, daß sie mit zunehmender Energie des Startsignals ansteigt. Dies entspricht den Erwartungen, da eine höhere Energiedeposition im Detektor eine stärkere Anregung hervorrufen sollte.

Um eine bessere Vorstellung der Größenordnung der Unterdrückung zu bekommen, ist es sinnvoll, sich

<sup>60)</sup>Da durch Abzug des koinzidenten Untergrundes auch ein Teil der Nachpulse mit abgezogen wird, muß die korrekte Startzählrate aus den Bi-Spektren nach Abzug des Untergrundes durch Integration des betrachteten Energiebereichs bestimmt werden. Ansonsten wird die Nachpulswahrscheinlichkeit systematisch unterschätzt.

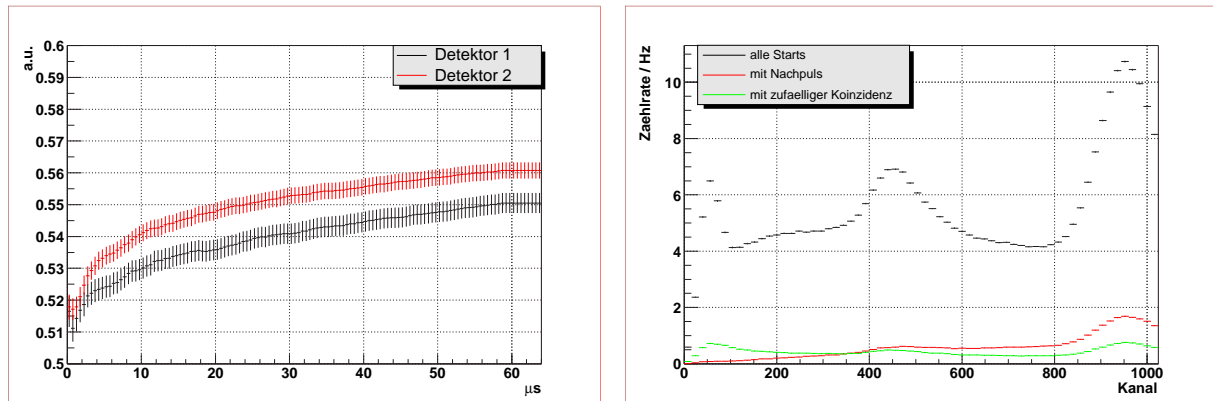


Abbildung 5.37: Links der Quotient der beiden betrachteten Energiebereiche ((400-500keV) durch (900-1000keV)) für die beiden Detektoren. Obwohl der zeitliche Verlauf der Wahrscheinlichkeiten nicht unabhängig von der Energie ist, können die kleinen Änderungen in einer Monte-Carlo-Simulation vernachlässigt werden. Rechts die Energiespektren der Bi-Quelle für Detektor 1 unter verschiedenen Koinzidenzbedingungen.

die in Gl. 5.60 definierte integrierte Unterdrückungswahrscheinlichkeit anzusehen, also die Größe

$$P(j) = \sum_{i=1}^{j-1} P_i \quad (5.74)$$

$$= \sum_{i=1}^{j-1} \frac{S_i}{N_{\text{alle Starts}}}. \quad (5.75)$$

Das Ergebnis ist für die vier bereits betrachteten Bereiche in Abb. 5.36 rechts zu sehen. Neben der auch hier deutlich erkennbaren Energieabhängigkeit der Nachpulse ist hier ersichtlich, daß der Effekt für Detektor 2 größer ist als für Detektor 1. Dies liegt zum einen an den höheren Betriebsspannungen der Photomultiplier von Detektor 2<sup>61)</sup> zum anderen an vermutlich im Schnitt tiefer eingestellten Diskriminatoren<sup>62)</sup>.

Aus statistischen Gründen ist es nicht möglich, für jede Energie einzeln die Flugzeitspektren und damit die Nachpulswahrscheinlichkeiten zu extrahieren. Es soll daher ein hier ein anderes Modell entwickelt werden, mit dessen Hilfe die Energieabhängigkeit des Effekts in die Simulationen integriert werden kann: Wird der zeitliche Verlauf der Nachpulse für verschiedene Energiebereiche verglichen, so zeigt sich, daß der relative Verlauf nicht stark von der Energie abhängt. Dies ist in Abb. 5.37 links anhand der bereits betrachteten Energiebereiche gezeigt. Der Quotient der integrierten Wahrscheinlichkeiten des Energiebereichs von 400-500keV durch die von 900-1000keV ist zwar nicht konstant, jedoch kann die Änderung des relativen Verlaufs um nur wenige Prozent in einer Simulation vernachlässigt werden. Es genügt damit für einen Energiebereich den Verlauf der Wahrscheinlichkeit zu bestimmen und dann entsprechend der Energieabhängigkeit zu skalieren. Als Modell wird der Bereich von 400-500keV gewählt, da er im Bereich der Fitbereiche für die Asymmetrien liegt (siehe Abschn. 5.13).

Die Skalierung der Wahrscheinlichkeiten kann ebenfalls aus dem Bi-Spektrum gewonnen werden. In Abb. 5.37 rechts sind die Energiespektren der Bi-Quelle unter verschiedenen Koinzidenzbedingungen dargestellt. Das Spektrum unter der Bedingung, daß ein Nachpuls erfolgt ist, steigt in Relation zu dem rein zufälligen Spektrum aller Starts mit wachsender Energie an. Werden diese beiden Spektren durcheinander geteilt, so ergibt sich das Bild von Abb. 5.38. Der Wert des Quotienten bei einer bestimmten Energie ist ein Maß für die Nachpulswahrscheinlichkeit bei dieser Energie.

<sup>61)</sup>Diese Betriebsspannungen wurden erhöht, um die schlechtere Lichtausbeute des Szintillators auszugleichen (vergleiche Abschn. 4).

<sup>62)</sup>Die Diskriminatoren wurden durch zwei unabhängige CAMAC-Einschübe realisiert, einer für jeden Detektor.

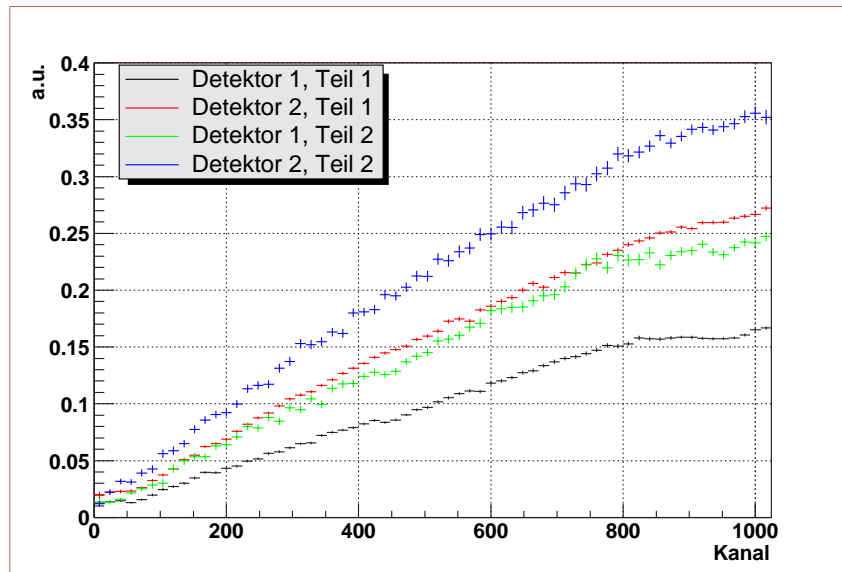


Abbildung 5.38: Der Quotient der Energiespektren der Messungen mit der Bi-Quelle unter der Bedingung, daß ein Nachpuls erfolgt ist, durch das Spektrum aller Starts. Dieser Wert ist ein Maß für die Nachpulswahrscheinlichkeit bei einer bestimmten Energie.

Damit ist ein Modell gefunden, mit dessen Hilfe die energieabhängigen Nachpulse in einer Monte-Carlo-Simulation untersucht werden können und dessen wichtigste Schritte hier nochmal kurz zusammengefaßt werden sollen:

1. Bestimmung des Flugzeitspektrums der Nachpulse mit Hilfe der Messungen mit der Bi-Quelle in einem festen Energiebereich.
2. Bestimmung der integrierten Nachpulswahrscheinlichkeit gemäß Gl. 5.60 für diesen festen Energiebereich.
3. Bestimmung der Skalierungsfaktoren mit Hilfe des Energiespektrums für die Nachpulse durch Vergleich mit dem rein zufälligen Spektrum aller Startsignale.

### Überprüfung der Anti-Nachpuls-Bedingung

Die gesamte Diskussion der Nachpulse beruht auf dem Prinzip, daß die in Abschn. 5.10.3.1 eingeführte Anti-Nachpuls-Bedingung alle Nachpulse richtig identifiziert und aus dem Datensatz entfernt. Nachdem die Eigenschaften der Nachpulse in den vorangegangenen Paragraphen detailliert beschrieben wurden, ist es jetzt möglich, diese Bedingung genauer zu überprüfen. Werden alle Nachpulse aus den Spektren entfernt, so sollte die Energieabhängigkeit der koinzidenten Signale vollständig verschwinden. Dies kann mit Hilfe der Bi-Spektren leicht untersucht werden: der Quotient aller Ereignisse, die ein koinzidentes Stoppsignal erhalten, durch alle Startereignisse muß konstant sein, da im Fall von Wismut alle Koinzidenzen zufällige Koinzidenzen sind.

Eine Abweichung von der Konstanz wird nur im Bereich des koinzidenten Untergrundes erwartet, da hier für dieses einfache Modell die Korrektur der zufälligen Koinzidenzen nicht durchgeführt wurde: Die Zählrate  $N_{\text{Bi}}^{\text{zuf. Koinz}}$  der Bi-Quelle mit zufälliger Koinzidenz ergibt sich als Produkt der Zählrate  $N_{\text{Bi}}(E)$  der Startsignale einer bestimmten Energie, der Zählrate  $N_{\text{Bi}}^{\text{Stop}}$  aller Stoppsignale und der Länge des Zeitfensters  $\Delta t$ . Die Zählrate aller Startsignale einer bestimmten Energie ist jedoch einfach  $N_{\text{Bi}}(E)$ . Analog gilt dies für die Zählraten der Shutterspektren. Für den gesamten Quotienten ergibt sich somit

$$\frac{N_{\text{Bi}}^{\text{zuf. Koinz}}(E) - N_{\text{Shutter}}^{\text{zuf. Koinz}}(E)}{N_{\text{Bi}}(E) - N_{\text{Shutter}}(E)} = \frac{N_{\text{Bi}}(E)N_{\text{Bi}}^{\text{Stop}}\Delta t - N_{\text{Shutter}}(E)N_{\text{Shutter}}^{\text{Stop}}\Delta t}{N_{\text{Bi}}(E) - N_{\text{Shutter}}(E)}. \quad (5.76)$$



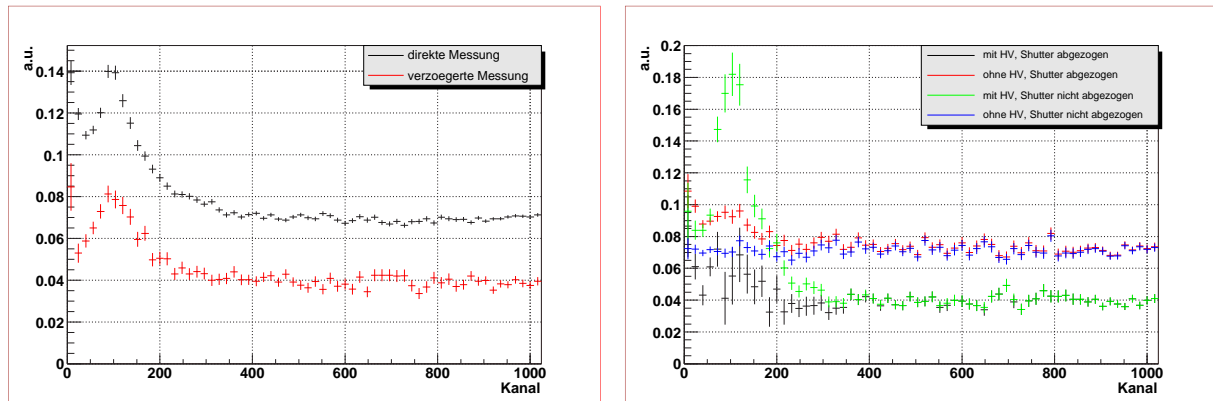


Abbildung 5.39: Quotient der als Nicht-Nachpuls erkannten Signale durch alle Startsignale. Im Bereich ohne echte Koinzidenzen ergibt sich eine Konstante, die Energieabhängigkeit der Nachpulse ist vollständig verschwunden. Die Anti-Nachpuls-Bedingung arbeitet also zuverlässig. Die genaue Beschreibung der Spektren erfolgt im Text.

Das Abziehen der zufälligen Koinzidenzen ist also nicht linear und führt zu einem Fehler in dem Bereich des Spektrums, in dem die Shutterzählrate ungleich Null ist. Echte Koinzidenzen sind linear mit der Startzählrate verknüpft, daher ist es hier erlaubt, den Untergrund, der mit dem Shutter gemessen wird, abzuziehen, um die echten Koinzidenzen aus den Spektren zu entfernen.

Der Quotient ist in Abb. 5.39 links zu sehen. Oberhalb von Kanal 400, also oberhalb des koinzidenten Untergrundes, ergibt sich eine Konstante<sup>63)</sup>. Der Anstieg des Quotienten, wie er in Abb. 5.38 zu sehen ist, ist vollständig unterdrückt. Die Anti-Nachpuls-Bedingung erkennt also tatsächlich alle Nachpulse und entfernt sie aus den Spektren.

In einer Folgemessung der Neutrinoasymmetrie  $B$  soll das Nachpulsen bereits durch die Elektronik unterdrückt werden. Ein echtes Stopereignis muß dann gleichzeitig mehr als einen Photomultiplier eines Detektors triggern. Gegen Ende der Strahlzeit waren die Nachpulse bereits als störende Signale identifiziert und die hardwaremäßige Triggerbedingung implementiert. Aufgrund der extremen Instabilität der Hochspannung waren diese Daten jedoch für eine ernsthafte Analyse der Asymmetrien nicht zu verwenden. Dennoch können sie zumindest Auskunft darüber geben, ob auch in diesem Fall die Nachpulse vollständig unterdrückt werden. In Abb. 5.39 rechts sind die entsprechenden Quotienten der Energiespektren der Messung mit der Bi-Quelle aller Ereignisse mit Stops durch die Energiespektren aller Startereignisse dargestellt. Für diese Daten wurden zwei Tage ausgewählt: ein Tag bei eingeschalteter Hochspannung und ein Tag bei ausgeschalteter Hochspannung<sup>64)</sup>. Die softwaremäßige Anti-Nachpuls-Bedingung wurde hier nicht angewandt. Dennoch sind die Quotienten (oberhalb einer gewissen Grenze) konstant. Die Nachpulse können also tatsächlich durch die Elektronik bereits ausgeschlossen werden.

### Die Monte-Carlo-Simulationen zu den Nachpulsen

Bei der Entwicklung des Modells für die Simulation der Unterdrückung durch die Nachpulse wurden als Grundlage die Messungen mit der Bi-Quelle verwendet. Dies führt jedoch dazu, daß die betrachteten Ereignisse nicht gleichmäßig über den Szintillator verteilt sind und daher aufgrund von Inhomogenitäten die Effekte stärker oder schwächer als abgeschätzt sein könnten. Um dies zu überprüfen, kann der Einfluß der Nachpulse auf die vier Energiespektren  $Q_{++}$  bis  $Q_{-+}$  mit den realen Spektren verglichen werden. Das Ergebnis ist in Abb. 5.40 dargestellt und zeigt, daß das aus den Bi-Quellen gewonnene Modell den Einfluß der Nachpulse auf die Spektren deutlich unterschätzt. Dies liegt vermutlich daran, daß bei der

<sup>63)</sup>Bei genauerer Betrachtung fällt der Quotient sogar leicht ab. Dies liegt an der stärkeren Unterdrückung der hochenergetischen Ereignisse durch die Nachpulse.

<sup>64)</sup>Bei ausgeschalteter Hochspannung ist der falsche Abzug des Untergrundes nicht sichtbar, da der Effekt hier sehr klein ist.

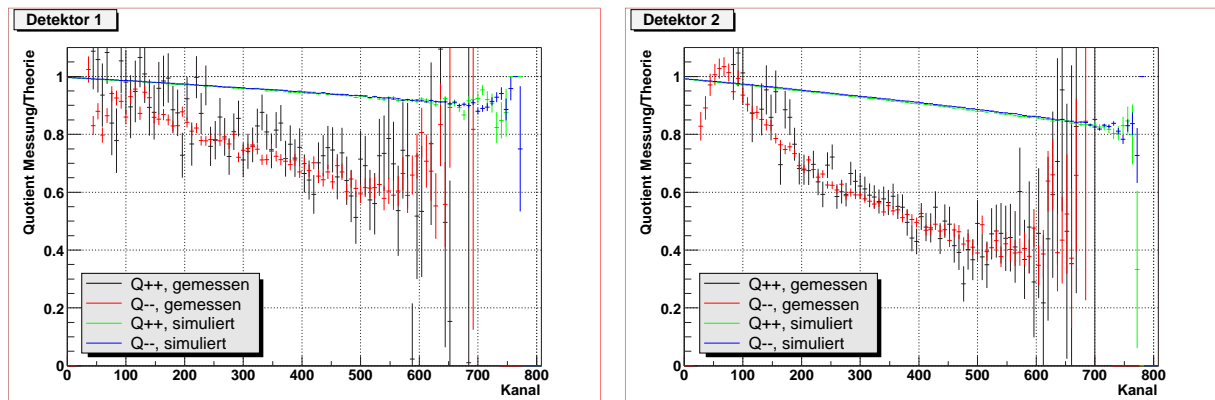


Abbildung 5.40: Das Verhältnis der Spektren unter Berücksichtigung des Nachpulsens durch die Spektren ohne Berücksichtigung des Nachpulsens für die Simulation und die Messung (theoretische Funktion „von Hand“ angepaßt). Der Einfluß des Nachpulsens auf die Spektren wird von der Simulation in beiden Detektoren um mehr als einen Faktor 4 unterschätzt.

Meßwert	Korrektur / %	
	Detektor 1	Detektor 2
B, gleicher HR	-0.8(4)	-0.9(5)
B, entgegengesetzter HR	-10.0(5.0)	-13.0(7.0)
B, aus Protonenasymmetrie	-3.9(2.0)	-5.2(2.6)
C	-6.0(3.0)	-8.0(4.0)
A	+62.0(31.0)	+113.0(56.0)

Tabelle 5.11: Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund der Nachpulse für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). Es werden hier nur die Werte für die erste Meßzeit angegeben, also vor dem Hochdrehen des Photomultipliers.

Messung mit der Bi-Quelle nicht der gesamte Detektor ausgeleuchtet wird. Eine andere Möglichkeit wäre, daß die Flugzeitspektren der Protonen nicht korrekt wiedergegeben werden. Diese wurden zwar an die gemessenen Spektren angepaßt, die Messung ist jedoch aufgrund der vielen auftretenden Effekte nur näherungsweise korrekt.

Der zeitliche Verlauf der Nachpulse sollte dennoch richtig wiedergegeben sein, da er sich als im großen und ganzen unabhängig von der Startenergie und vom Detektor erwiesen hat. Da sich auch die lineare Zunahme der Nachpulswahrscheinlichkeit mit der Energie in Abb. 5.40 wiederfindet, kann das beschriebene Modell zur Simulation des Einflusses der Nachpulse genutzt werden. Es müssen dazu lediglich die Skalierungsfaktoren entsprechend angepaßt werden. Aufgrund der experimentellen Unsicherheit der Parameter dieses Modells müssen die Fehler auf die entstehenden Korrekturen jedoch großzügig abgeschätzt werden.

### Auswirkungen der Nachpulse auf die Asymmetrien

Die Unterdrückung der Protonen durch die Nachpulse ist ein sehr großer Effekt in Bezug auf die Energiespektren der Startereignisse. Je nach Energiebereich werden bis zu 60% der Protonen unterdrückt. Die Auswertung der Asymmetrien erfolgt jedoch differentiell. Dadurch kürzt sich ein zählratenabhängiger Effekt in erster Näherung heraus. Die Änderung des Wertes der betrachteten Asymmetrien erfolgt lediglich über die Unterschiede in den Flugzeitspektren der Protonen. Je ähnlicher sich die Flugzeitspektren der beiden Spinstellungen sind, desto kleiner ist der Effekt auf die Asymmetrie.

Die Korrekturen auf die bestimmten Asymmetrien sind in Tab. 5.11 zusammengestellt. Die großen Fehler auf die aus der Monte-Carlo-Simulation gewonnenen Werte kommen durch die großen experimentellen

Unsicherheiten in den Modellparametern zustande. Je nach Anpassung der Normierung der theoretischen Spektren schwanken die Ergebnisse im Rahmen der angegebenen Fehler.

Es zeigt sich, daß die Nachpulse für die meisten Meßwerte eine große Korrektur auf die Meßwerte zur Folge haben. Obwohl die Nachpulse identifiziert werden können, machen sie eine genaue Messung von vorneherein unmöglich. Für die Bestimmung der Neutrinoasymmetrie  $B$  bei der Messung im gleichen Halbraum sind jedoch die Flugzeitspektren der beiden Spinstellungen sehr ähnlich. Daher ist hier der Einfluß der Nachpulse noch in einem den übrigen Fehlern der Messung entsprechenden Rahmen. Wie bereits mehrfach erwähnt, können die Nachpulse mit Hilfe der Elektronik vollständig unterdrückt werden. In einer zukünftigen Messung tragen diese Fehler zum Gesamtergebnis daher nicht mehr bei.

### Effekte zweiter Ordnung

Zum Abschluß dieses Abschnitts soll noch angemerkt werden, daß es einen Effekt höherer Ordnung gibt. Triggert während der Integration des Stoppsignals aus einem Nachpuls ein zweiter Photomultiplier desselben Detektors, so wird das Ereignis nicht als Nachpuls erkannt und nicht aus den Daten entfernt. Die Wahrscheinlichkeit für ein solches Ereignis beträgt

$$P_{\text{second order}} = \sum_{i=1}^5 \sum_{j=i+1}^6 \int_0^{\infty} \int_{t-\Delta t}^{t+\Delta t} P_i(t) P_j(t') dt' dt, \quad (5.77)$$

wobei  $P_i(t)$  und  $P_j(t)$  die Nachpulswahrscheinlichkeiten zum Zeitpunkt  $t$  nach einem Startsignal beschreiben.  $\Delta t$  ist der maximale Abstand, in dem die beiden Nachpulse noch als gleichzeitig erkannt werden. In dem betrachteten Experiment entspricht  $\Delta t$  ungefähr der Länge des Gates von 300ns, da beide Signale integriert werden müssen. Der Effekt ist kleiner als die Sensitivität des Experiments, da ansonsten in den oben diskutierten Quotienten aus zufälligen Koinzidenzen und allen Startsignalen ein Anstieg der Zählrate mit der Energie zu sehen wäre. Für eine Experiment mit größerer Sensitivität muß dieser Effekt jedoch berücksichtigt werden. Er kann ebenfalls durch die Hardwarebedingung für das gleichzeitige Triggern von mindestens 2 Photomultipliern unterdrückt werden, da die elektronische Koinzidenzeinheit für Gleichzeitigkeit nur ein Zeitfenster von  $\Delta t = 20\text{ns}$  zuläßt.

#### 5.10.4 Zusammenfassung der Untergrundbehandlung

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt wurde, ist die richtige Behandlung des Untergrunds eine der Hauptschwierigkeiten des vorgestellten Experiments. Durch das gleichzeitige Auftreten und die gegenseitige Beeinflussung verschiedener Untergrundarten entstand eine komplexe Situation, die nur mit großem Aufwand analysiert werden konnte. In diesem Abschnitt sollen alle Effekte nochmal kurz zusammengefaßt werden. Abb. 5.41 zeigt die verschiedenen Spektren nochmal im Überblick für die beiden Meßverfahren (gleicher und entgegengesetzter Halbraum).

Die Untergrundbehandlung umfaßt die folgenden Punkte:

- Um sicherzustellen, daß die *Schwankungen der Hochspannung* keinen Einfluß auf die Asymmetrien haben, müssen die Daten nach einem mehrstufigen Verfahren vorsortiert werden.
- Es tritt ein *koinzidenter Untergrund* auf, der mit Hilfe eines Shutters gemessen und von den Daten abgezogen werden muß (grün und blau).
- *Zufällige Koinzidenzen* können mit Hilfe einer Messung in verzögerter Koinzidenz kanalweise berechnet und von den Daten abgezogen werden (dunkelgrün, magenta, hellblau, gelb).
- *Nachpulse*, die mit den Startsignalen korreliert sind, jedoch keine Protonensignale sind, können mit Hilfe der Anti-Nachpuls-Bedingung aus den Daten entfernt werden, unterdrücken jedoch die echten Signale.

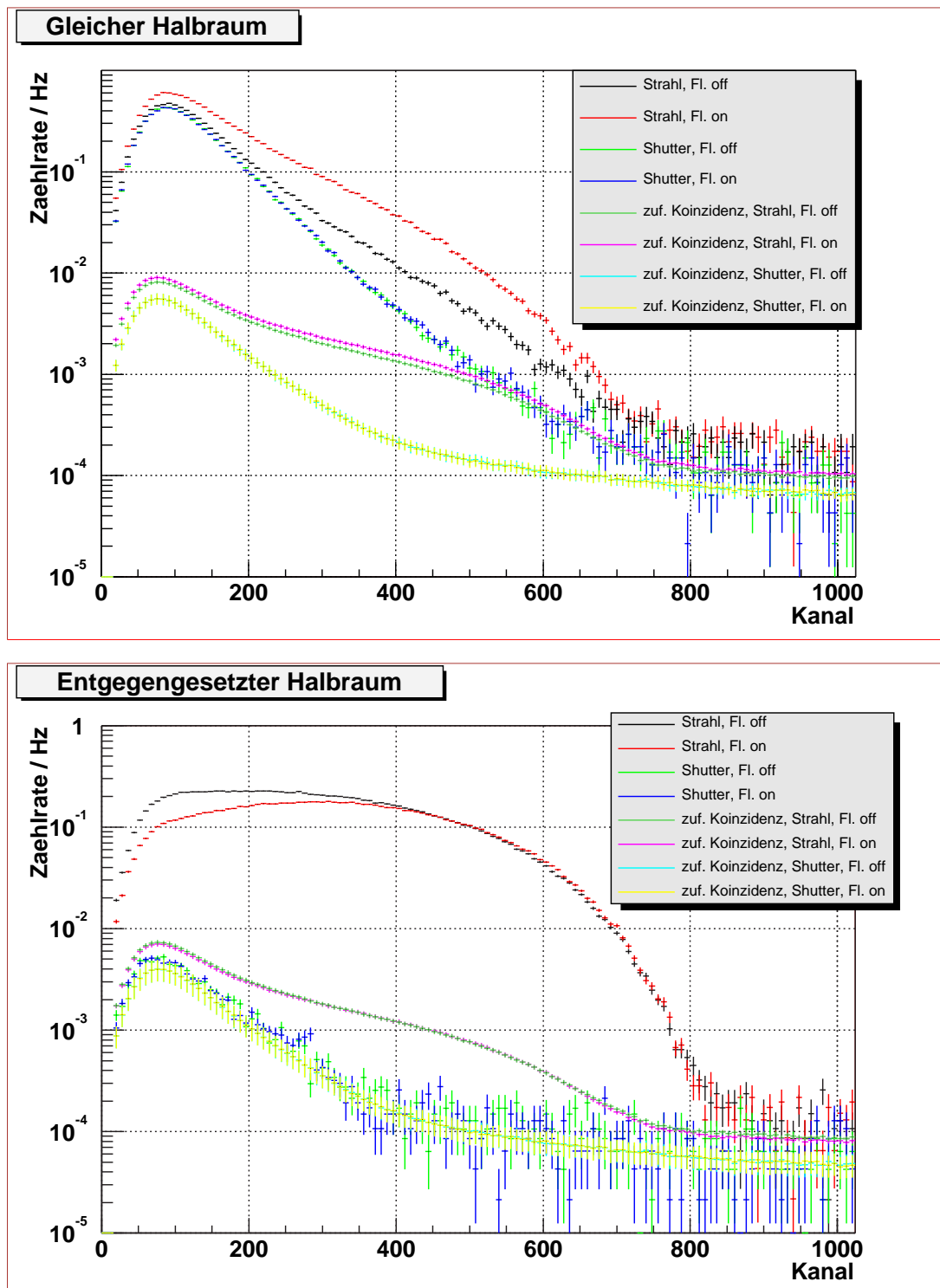


Abbildung 5.41: Die gemessenen Spektren für die beiden Meßmodi mit Elektron und Proton im gleichen Halbraum (oben) und in entgegengesetzten Halbräumen (unten). Dargestellt sind jeweils die gemessenen Spektren nach Anwendung der Anti-Nachpuls-Bedingung für die Messung mit Neutronenstrahl und die Messung mit geschlossenem Shutter sowie die zugehörigen, berechneten Spektren der zufälligen Koinzidenzen.

In einer neuen Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  mit Hilfe des Spektrometers PERKEO II kann die Untergrundbehandlung signifikant verbessert werden:

- Die *Nachpulse* können von der Elektronik erkannt und verworfen werden. Ihr Einfluß kann damit vollständig unterdrückt werden. Die vorliegenden Daten reichen aus, um dies bereits zu überprüfen.
- Durch eine neue Elektronik, die nicht nur das erste, sondern mindestens *drei Stoppsignale* aufzeichnen und integrieren kann, wird die Bestimmung und das Abziehen der zufälligen Koinzidenzen sehr viel einfacher, da die komplexe kanalweise Berechnung entfällt. Eine Unterdrückung des Meßsignals findet dann nicht mehr statt.
- Durch die Verwendung *dickerer Drähte* in den Erdungsgittern wird die Stabilität der Hochspannung verbessert werden. Dies wird zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Arbeit gerade an einem Teststand überprüft und optimiert. Dabei ist zu beachten, daß der Gittereffekt (siehe Abschn. 5.7) nicht zu groß werden darf.

Insgesamt sind die Eigenschaften des Untergrundes in diesem Experiment sehr gut verstanden. Dies erlaubt es, die hohe Komplexität für zukünftige Messungen erheblich zu vereinfachen.

## 5.11 Theoretische Korrekturen

Ein physikalischer Prozeß kann nie vollständig separat von seiner Umgebung betrachtet werden. Die beteiligten Teilchen interagieren mit Teilchen aus ihrer Umgebung und untereinander. Prozesse höherer Ordnung führen zu kleinen Korrekturen, die in der Analyse berücksichtigt werden müssen. In dem betrachteten Experiment spielen drei Korrekturen eine Rolle [glu96, rei99, glu96b]:

- *Externe Strahlungskorrekturen* durch Terme höherer Ordnung.
- Eine Korrektur durch den *Rückstoß auf das Proton* durch die Emission des Elektrons und des Neutrinos.
- Die *Coulombkorrektur* aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung des Elektrons und des Protons untereinander.

Diese Korrekturen sind bereits in der Parametrisierung der Fitfunktion berücksichtigt und detailliert in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. In Anhang A sind die zu ihrer Bestimmung verwendeten Formeln angegeben. Auf dem derzeit erreichbaren Niveau der Meßgenauigkeit ( $> 0.1\%$ ) sind die theoretischen Korrekturen ausreichend genau berechenbar, um nicht zu einem zusätzlichen Fehler auf die Asymmetrien zu führen.

## 5.12 Die Spektren der Startsignale

In Kapitel 3 sind neben den Funktionen, die die Asymmetrien beschreiben, die Parametrisierungen der zugehörigen Elektronenspektren angegeben. In den letzten Abschnitten wurde eine große Zahl von Effekten vorgestellt, die die Form der Spektren beeinflussen und die bei der Bestimmung der Asymmetrien berücksichtigt werden müssen:

- die *Detektorfunktion*. Sie bestimmt den Zusammenhang zwischen Energiesignal und gemessener Kanalzahl, führt zu einer Verbreiterung der Spektren durch die Energieauflösung und schneidet die Spektren im Niederenergiebereich durch die energieabhängige Triggereffizienz (vergleiche Abschnitt 5.1).

- die *Polarisation und die Spinflippeffizienz*. Sie mischen die Spektren beider Spinstellungen miteinander (vergleiche Abschnitt 5.2.2).
- der *Randeffekt*. Er entfernt die Ereignisse aus dem Spektrum, bei denen das Elektron oder das Proton eine der Blenden trifft (vergleiche Abschnitt 5.3).
- der *elektro-magnetische Spiegeleffekt*. Die Zerfallsteilchen können am elektrischen oder magnetischen Feld reflektiert und so dem falschen Halbraum zugeordnet werden (vergleiche Abschnitt 5.6).
- der *Gittereffekt*. Durch Absorption der Protonen und Streuung der Elektronen am Gitter werden Ereignisse unterdrückt oder dem falschen Halbraum zugeordnet (vergleiche Abschnitt 5.7).
- der *Untergrund*. Er muß bestimmt und vom Signal abgezogen werden.
- die *Unterdrückung* der Elektron-Proton-Signale.

Die meisten dieser Effekte sind sehr genau berechenbar. Eine Ausnahme bildet die Unterdrückung der Elektron-Proton-Signale durch die Nachpulse. Es war anhand der vorhandenen Daten nicht möglich, diesen Effekt mit einer ausreichenden Genauigkeit zu simulieren, um den Einfluß der Unterdrückung auf die Spektren korrekt vorhersagen zu können. Damit ist ein direkter Fit der Spektren als Konsistenzcheck nicht möglich.

Um jedoch zu untersuchen, ob die berechenbaren Effekte richtig abgeschätzt wurden, wird eine Näherung der gesuchten Spektren bestimmt. Dazu werden die Energiespektren ohne Anwendung der Anti-Nachpuls-Bedingung betrachtet. Da in diesem Fall die Ereignisse, bei denen vor dem Protonensignal ein Nachpuls erfolgt, nicht aus dem Spektrum entfernt werden, werden diese Spektren nicht durch Unterdrückung verzerrt. In diesem Fall sind jedoch zu viele Ereignisse in den Spektren vorhanden:

- Da die Protoneneffizienz nicht 100% beträgt, die Nachpulse aber unabhängig von einem späteren Protonensignal auftreten, enthalten die Spektren Ereignisse, die ansonsten nicht detektiert worden wären.
- Ereignisse, die eigentlich in die Spektren für entgegengesetzte Halbräume einsortiert worden wären, werden als Ereignisse im gleichen Halbraum identifiziert.

Bei vollständigem Abzug des Untergrunds werden die Startsignale in einem Detektor nur noch durch die Elektronen geliefert. Die zugehörigen, energieabhängigen Elektronenspektren  $N^\uparrow(E_e)$  (Spin zeigt auf den Detektor) und  $N^\downarrow(E_e)$  (Spin zeigt vom Detektor weg) werden durch

$$N^\uparrow = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{2} A\beta \right) F(E_e) \quad (5.78)$$

und

$$N^\downarrow = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{2} A\beta \right) F(E_e) \quad (5.79)$$

beschrieben (vergleiche Abschnitt 3.2.2). Der energieabhängige Anteil dieser Elektronen, die zu einem Nachpuls führen, obwohl das Proton nicht im gleichen Detektor nachgewiesen worden wäre, kann durch einen Ansatz mit den unbekannt Funktionen  $k^\uparrow(E_e)$  und  $k^\downarrow(E_e)$  beschrieben werden. Die beiden Spektren für Elektron und Proton im gleichen Halbraum werden dann durch die folgenden Formeln beschrieben, wenn die Anti-Nachpuls-Bedingung nicht angewandt wird:

$$N^{\uparrow\uparrow} = \left( Q_{++} + \frac{k^\uparrow(E_e)}{2} \left( 1 + \frac{1}{2} A\beta \right) \right) F(E_e) \quad (5.80)$$

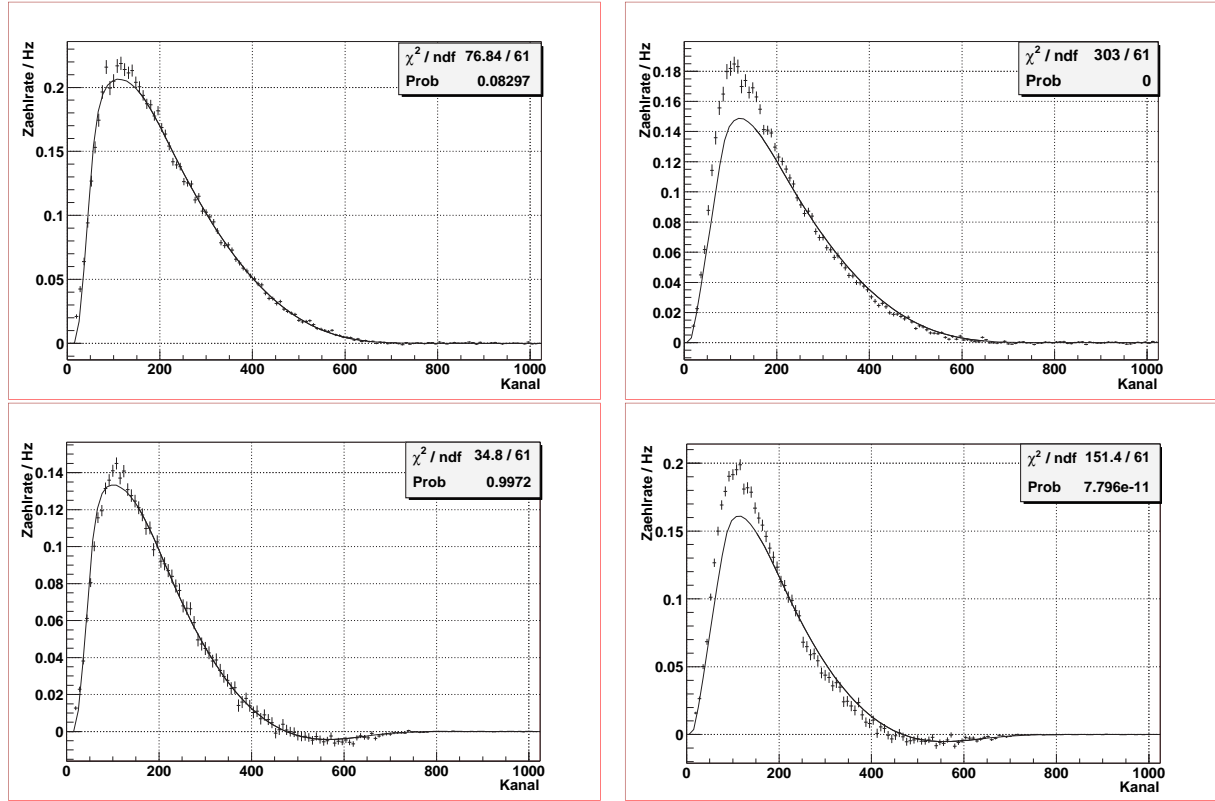


Abbildung 5.42: Die Fits an die näherungsweise bestimmten Differenzspektren. Links Detektor 1, rechts Detektor 2, oben für die Messung im gleichen Halbraum, unten für entgegengesetzte Halbräume. Bei Detektor 1 sind die Nachpulse klein genug, um gute Fits an die Spektren zu erlauben, bei Detektor 2 stören die Nachpulse die Spektren zu stark. Gefittet wurde jeweils von Kanal 150 bis 650.

für Start- und Stoppsignal in dem Detektor, auf den Spin zeigt, und

$$N^{\downarrow\downarrow} = \left( Q_{--} + \frac{k^{\downarrow}(E_e)}{2} \left( 1 - \frac{1}{2} A\beta \right) \right) F(E_e) \quad (5.81)$$

für den Detektor, auf den der Spin nicht zeigt. Für das Differenzspektrum gilt dann

$$N^{\downarrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow} = \left( Q_{--} - Q_{++} - \frac{k^{\downarrow} + k^{\uparrow}}{4} A\beta + \frac{1}{2} (k^{\downarrow} - k^{\uparrow}) \right) F(E_e). \quad (5.82)$$

In erster Näherung gilt sicherlich  $k^{\downarrow} = k^{\uparrow} = k = k(E_e)^{65}$ . Damit folgt näherungsweise

$$N^{\downarrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow} = \left( Q_{--} - Q_{++} - \frac{k(E_e)}{2} A\beta \right) F(E_e). \quad (5.83)$$

Da die Funktion  $k(E_e)$  nicht bekannt ist, kann dieser Ansatz nicht für einen exakten Fit verwendet werden. Ist die Funktion jedoch klein im Vergleich zu  $Q_{--}$  und  $Q_{++}$ , so wird sie zusätzlich durch den Faktor  $\frac{1}{2} A\beta \approx 0.05$  unterdrückt. Ist die Relation klein genug, so sollte zumindest ein näherungsweise Fit der Spektren möglich sein. Eine analoge Überlegung ergibt sich bei der Betrachtung entgegengesetzter Halbräume. Je kleiner der Effekt durch die Nachpulse, desto größer die erzielte Übereinstimmung der

<sup>65)</sup>Die beiden Funktionen  $k^{\uparrow}$  und  $k^{\downarrow}$  unterscheiden sich nur durch die unterschiedlich starke Unterdrückung der Nachpulse durch die echten Koinzidenzen.

Meßgröße	Fitbereich / keV
B, gleicher Halbraum	250 - 450
B, entgegengesetzte Halbräume	250 - 450
B, Protonenasymmetrie	250 - 450
C	250 - 450
A, Koinzidenz	250 - 720
A, ohne Koinzidenz	350 - 700

Tabelle 5.12: Die optimalen Fitbereiche für die einzelnen Meßgrößen des Experiments.

erhaltenen Spektren mit den theoretisch erwarteten Spektren<sup>66)</sup>.

Die mit Hilfe dieses Verfahrens erhaltenen Spektren sind in Abb. 5.42 dargestellt. Im Fall von Detektor 1 wird eine sehr gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Verlauf erzielt. Bei Detektor 2 sind die Abweichungen vom theoretischen Verlauf deutlich größer. Dies entspricht der unterschiedlichen Stärke des Nachpuls effekts für die beiden Detektoren: dieser ist deutlich ausgeprägter in Detektor 2 (vergleiche Abb. 5.40). Die gute Übereinstimmung im Fall von Detektor 1 zeigt jedoch, daß die systematischen Effekte mit Ausnahme der Unterdrückung der Spektren richtig behandelt wurden. Im Rahmen der abgeschätzten Fehler ist eine Auswertung der Daten also zulässig.

### 5.13 Festlegung der Fitbereiche

Die Parametrisierungen der Funktionen sind über den gesamten Bereich des Elektronenspektrums bekannt (siehe Abschn. 3). Zur Bestimmung der Asymmetrien wird jedoch stets nur ein Teilbereich herangezogen, in dem die auftretenden systematischen Effekte möglichst klein und die Sensitivität auf die Meßgröße möglichst groß ist. Die Fitbereiche sind dabei keine starren Grenzen, sondern werden für die Analyse der Meßgrößen variiert, um die Stabilität der Analyseverfahren zu testen. Die in dieser Arbeit angegebenen Korrekturen aufgrund der systematischen Effekte beziehen sich jedoch stets auf die angegebenen Grenzen in Tab. 5.12.

Die untere Grenze der Fitbereiche ist für alle Meßgrößen bei der Messung in Koinzidenz gleich. Sie ergibt sich aus einfachen Überlegungen zum Untergrund. Unterhalb von 200keV liegt der Bereich, in dem Protonen, die als Startsignale detektiert werden<sup>67)</sup> einsortiert werden. Aufgrund der vorliegenden Daten ist nicht auszuschließen, daß die Protonen koinzidente Signale auslösen. In diesem Fall wären sie ein nicht abziehbarer Untergrund. Dieser Bereich wird daher nicht zur Analyse herangezogen.

Die oberen Grenzen variieren je nach Meßgröße aus verschiedenen Gründen.

- Bei der Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  im gleichen Halbraum limitiert der zu hohen Energien hin stark zunehmende elektromagnetische Spiegeleffekt den Fitbereich.
- Bei der Messung von  $B$  in entgegengesetzten Halbräumen und aus der Protonenasymmetrie sowie bei der Messung der Protonenasymmetrie  $C$  selbst nimmt die Empfindlichkeit der Meßgrößen auf

<sup>66)</sup>Prinzipiell ist es mit dieser Methode auch möglich, die Summenspektren zu bestimmen. Dazu wird angenommen, daß das oben bestimmte fitbare Differenzspektrum ( $Z = Z(E_e)$ ) bei der Messung im gleichen Halbraum vollständig untergrundfrei ist und das Summen- ( $Z'$ ) und Differenzspektrum ( $N'$ ), die sich bei Anwendung der Anti-Nachpuls-Bedingung ergeben, ebenfalls untergrundfrei sind. Ein „fitbares“ Summenspektrum für die Messung im gleichen Halbraum erhält man dann für Detektor 1 durch  $N_{\text{fitbar}} = \frac{Z}{Z'} N'$ . Für Detektor 2 funktioniert dies selbstverständlich ebenfalls nicht, da hier bereits  $Z$  nicht mehr fitbar ist. Für die Messung in entgegengesetzten Halbräumen muß die Differenz  $N - N_{\text{fitbar}}$  zu dem Summenspektrum dazugaddiert werden, da dieser Teil dem Spektrum fehlt. Da auch diese Spektren nur Näherungen darstellen, wird in dieser Arbeit auf eine detaillierte Beschreibung dieser Spektren verzichtet. Es soll nur angemerkt werden, daß die so bestimmten Summenspektren für Detektor 1 ebenfalls näherungsweise fitbar sind.

<sup>67)</sup>Ca. 15% der Elektronen liegen unterhalb der Triggerschwelle und lösen kein Startsignal im Detektor aus. Die zugehörigen Protonen können also als Startsignal erkannt werden.



die Betaasymmetrie  $A$  mit steigender Energie zu, die Sensitivität auf die Meßgröße jedoch ab.

- Bei der Messung der Betaasymmetrie  $A$  ist der Fitbereich nach oben nicht systematisch beschränkt, jedoch nimmt die Sensitivität auf  $A$  jenseits des angegebenen Bereichs nicht mehr zu.

Die angegebenen Fitbereiche wurden nach möglichst objektiven Kriterien auf die hier vorgestellte Messung optimiert. In einer neuen Messung können die idealen Fitbereiche durchaus von den hier gewählten abweichen.

## 5.14 Resultate für die Asymmetrien

Durch den gleichzeitigen Nachweis von Elektron und Proton in beiden Detektoren ermöglicht das Detektorsystem die gleichzeitige Bestimmung mehrerer Asymmetrieparameter des Zerfalls freier Neutronen, die ausführlich bereits in Kap. 3 vorgestellt wurden:

- die *Betaasymmetrie*  $A$ 
  - ohne Koinzidenz,
  - mit Koinzidenz,
- die *Neutrinoasymmetrie*  $B$  aus
  - der Messung mit Elektron und Proton im gleichen Halbraum,
  - der Messung mit Elektron und Proton in entgegengesetzten Halbräumen und
  - der differentiellen Auswertung der Protonenasymmetrie,
- die *Protonenasymmetrie*  $C$ .

Alle Asymmetrien (außer der Betaasymmetrie ohne Koinzidenz) werden aus den vier fundamentalen Spektren  $N_{++}(E_e)$ ,  $N_{+-}(E_e)$ ,  $N_{-+}(E_e)$  und  $N_{--}(E_e)$  bestimmt. + bedeutet dabei „in Richtung des Spins“, – „entgegen der Richtung des Spins“. Das erste Zeichen bezeichnet die Richtung des Elektrons, das zweite die des Protons. Die Parametrisierungen dieser Spektren sind in Kapitel 3 angegeben. So gilt z.B.

$$N_{++}(E_e) = Q_{++}(E_e)F(E_e) \text{ etc.} \quad (5.84)$$

Im folgenden sind für jede dieser Asymmetrien das Endergebnis und die sich in dieser Messung ergebenden Fehler zusammengestellt. Zur Erinnerung hier nochmal die Tabelle mit den zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit gültigen Weltmittelwerten [pdg03]:

Meßgröße	Weltmittelwert
A	-0.1173(13)
B	0.983(4)
C	-0.23897 (Theorie)

### 5.14.1 Die Betaasymmetrie A

Wie in Abschn. 3.2.2 beschrieben ist die experimentelle Asymmetrie  $A$  definiert durch

$$A_{\text{exp}} = \frac{N^{\downarrow} - N^{\uparrow}}{N^{\downarrow} + N^{\uparrow}}. \quad (5.85)$$

Dabei bedeutet  $N^{\uparrow}$ , daß das Elektron in Richtung des Spins emittiert wird,  $N^{\downarrow}$  die Gegenrichtung. Die statistische Sensitivität der Messung der Betaasymmetrie  $A$  erfordert eine große Anzahl von Zerfallsereignissen: ca.  $6 \times 10^7$  für eine statistische Sensitivität von 0.1%. In diesem Experiment wurden ca. 5

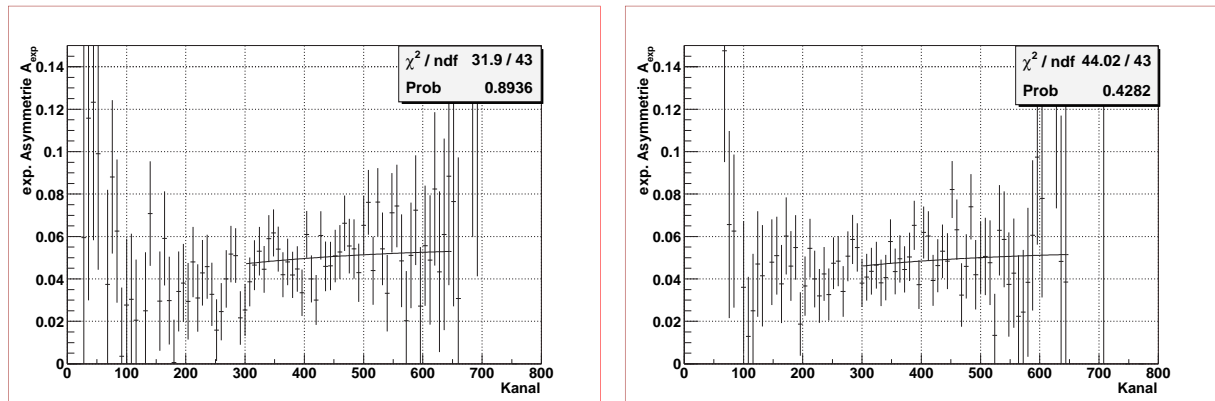


Abbildung 5.43: Die Fits an die experimentellen Asymmetrien bei der Bestimmung der Betaasymmetrie  $A$  ohne Koinzidenz. Links für Detektor 1, rechts für Detektor 2. In beiden Fällen ist der Datensatz vor Hochdrehen des Photomultipliers dargestellt. Die Hochspannung ist eingeschaltet. Als Fitbereich wurde Kanal 300 bis 650 gewählt, da bei der Messung ohne Koinzidenz der Untergrund nicht bis zu tieferen Kanälen bestimmt ist.

Millionen Elektron-Proton-Ereignisse registriert, was zu einer maximalen statistischen Sensitivität von 0.35% führt. Durch den hohen Untergrund wird der Fehler auf die Statistik der Betaasymmetrie jedoch stark erhöht.

Da im Fall der Betaasymmetrie (vergleiche Gl. 5.25)

$$|2p(1-f)g(E_c)| = |\frac{1}{2}A\beta p(1-f)| < 3.5 \times 10^{-4} \quad (5.86)$$

gilt, kann die Fitfunktion für die experimentelle Asymmetrie wie folgt vereinfacht werden:

$$A_{\text{exp}} = \frac{1}{2}A\beta p f. \quad (5.87)$$

#### 5.14.1.1 Ohne Koinzidenz

Bei der Messung ohne Koinzidenz wird der gesamte im Experiment vorkommende Untergrund separat durch einen Shutter gemessen und abgezogen. Es ist daher sehr wichtig, die Untergrundzählrate möglichst gering zu halten, um mit Hilfe von Untergrundmodellen, die durch künstliche Untergrundquellen an verschiedenen Strahlpositionen entwickelt werden, den Untergrund richtig behandeln zu können. In dem hier vorgestellten Experiment war der strahlbedingte Untergrund noch sehr hoch, da die Untergrundverhältnisse entsprechend den Bedürfnissen der Messung mit Koinzidenz optimiert wurde. Ohne Betrachtung der Koinzidenz wird daher kein genauer Meßwert erwartet.

Eine einfache Methode, den mit Hilfe der Shutter gemessenen Untergrund in Hinblick auf strahlbedingten Untergrund zu korrigieren, wurde im Abschn. 5.10.2 beschrieben: das Differenzspektrum der beiden Shutterspektren ist eine Näherung des strahlbedingten Untergrundspektrums. Es wird so skaliert, daß die Zählrate oberhalb des Elektronenspektrums verschwindet, und dann als zusätzlicher Untergrund von den Spektren subtrahiert. In der in diesem Experiment erzielbaren Genauigkeit reicht diese Korrektur zur Abschätzung des Endwertes völlig aus.

Die Fits an die experimentellen Asymmetrien zeigt Abb. 5.43 für beide Detektoren. Die Fitergebnisse für die einzelnen Datenbereiche sowie die gemittelten Werte nach der groben Untergrundkorrektur sind in Tab. 5.13 zusammengestellt. Der Mittelwert der beiden Detektoren ergibt sich zu

$$\bar{A} = -0.125(3) \quad (5.88)$$

Die detaillierte Untersuchung der systematischen Effekte ist in [rei99] beschrieben. Die größte neben dem Untergrund auftretende Korrektur ist der Randeffect, der den Wert in diesem Fall um ca. 1% nach

Datensatz	Detektor 1	Detektor 2
mit HV, Teil 1	-0.120(5)	-0.117(5)
mit HV, Teil 2	-0.129(6)	-0.123(7)
ohne HV, Teil 3	-0.147(7)	-0.114(8)
<b>Mittelwert</b>	-0.129(3)	-0.118(4)

Tabelle 5.13: Die erhaltenen Werte für die Betaasymmetrie  $A$  für die verschiedenen Teilbereiche des Datensatzes. Die Werte unterliegen einem großen, nicht einfach abschätzbaren Fehler aufgrund der Untergrundbehandlung.

unten korrigiert. Der erhaltenen Wert ist trotz der großen systematischen Unsicherheiten statistisch mit dem Weltmittelwert verträglich. Aufgrund der sehr ungenauen Kenntnis der Untergrundverhältnisse ist eine weitere Betrachtung der Ergebnisse hier jedoch nicht sinnvoll.

Zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit wird gerade eine neue Messung der Betaasymmetrie  $A$  ohne Koinzidenz mit dem Spektrometer PERKEO II durchgeführt. Da die Methode der Polarisation mit Hilfe von gekreuzten Polarisatoren eine deutliche systematische Verbesserung gegenüber früheren Messungen bedeutet und mit Hilfe der Detektorscanvorrichtung auch die Detektorfunktion besser bekannt sein sollte, wird erwartet, den Fehler auf die Betaasymmetrie um einen Faktor 2 gegenüber der letzten Messung verringern zu können.

### 5.14.1.2 Mit Koinzidenz

Bei der Messung in Koinzidenz gibt es zwei systematisch verschiedene Wege die Spektren  $N^\uparrow$  und  $N^\downarrow$  zu bestimmen:

- Analog zur Messung ohne Koinzidenz können stets die Elektronen in einem Detektor betrachtet werden (vergleiche Gl. 3.10). Für die beiden Spektren gilt dann

$$N^\uparrow = N_{++} + f_p N_{+-} \quad (5.89)$$

$$N^\downarrow = N_{--} + f_p N_{-+}. \quad (5.90)$$

Der Faktor  $f_p$  beschreibt dabei die relative Protoneneffizienz der beiden Detektoren zueinander. Alle Energiespektren stammen bei dieser Methode vom selben Detektor.

- Um die Protoneneffizienz aus der Analyse zu eliminieren, können auch stets die Protonen im selben Detektor betrachtet und die Elektronenspektren der beiden Detektoren addiert werden:

$$N^\uparrow = N_{++}^{\text{Det 1}} + \alpha N_{+-}^{\text{Det 2}} \quad (5.91)$$

$$N^\downarrow = N_{--}^{\text{Det 1}} + \alpha N_{-+}^{\text{Det 2}}. \quad (5.92)$$

Der Faktor  $\alpha$  steht dabei für eventuelle Zählratenunterschiede der beiden Detektoren (z.B. durch verschiedenen große Unterdrückung der Elektron-Proton-Signale). Analog gilt diese Gleichung bei Vertauschung der beiden Detektoren.

Der Einfluß der Faktoren  $f_p$  bzw.  $\alpha$  mittelt sich heraus, wenn der Mittelwert beider Detektoren betrachtet wird. Die Bestimmung der Betaasymmetrie ist daher auf beide Arten möglich, die systematischen Effekte sind in beiden Fällen näherungsweise gleich groß. Die erste Methode ist jedoch zu bevorzugen, da sich in diesem Fall geometrische Eigenschaften des Spektrometers (z.B. Verschiebung zwischen Neutronenstrahl und Magnetfeld) über beide Detektoren herausmitteln. Tab. 5.14 stellt alle in dieser Messung auftretenden Fehlerquellen zusammen.

Die sehr große und ungenau bekannte Korrektur aufgrund der Nachpulse verhindert in dem hier vor-

Effekt	Detektor 1		Detektor 2	
	Korrektur [%]	Fehler [%]	Korrektur [%]	Fehler [%]
<i>Polarisation:</i>				
Polarisation	(+1.6)	0.5	(+1.6)	0.5
Flippeffizienz		0.2		0.2
<i>Datensatz:</i>				
Statistik		3.9		3.6
zuf. Koinzidenzen	-	-	-	-
Nachpulse	+62	31	+113	56
<i>Detektorfunktion:</i>				
Gain	-	0.25	-	0.25
Offset	-	0.13	-	0.26
Auflösung	-	-	-	-
Randeffekt	(-0.9)	0.2	(-0.9)	0.2
Protoneneffizienz		[8.]		[8.]
<i>Raumwinkeleffekte:</i>				
el.-magn. Spiegelef.	-	-	-	-
Gittereffekt	(+1.5)	0.4	(+1.5)	0.4
Rückstreuung	-	-	-	-
<i>physik. Größen</i>				
<i>B</i>	-	-	-	-
<i>a</i>	-	-	-	-
<b>Summe</b>	<b>62</b>	<b>31</b>	<b>113</b>	<b>56</b>

Tabelle 5.14: Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Betaasymmetrie  $A$  bei der Messung mit Koinzidenz. In Klammern angegebene Werte sind bereits in die Fitfunktion integriert.

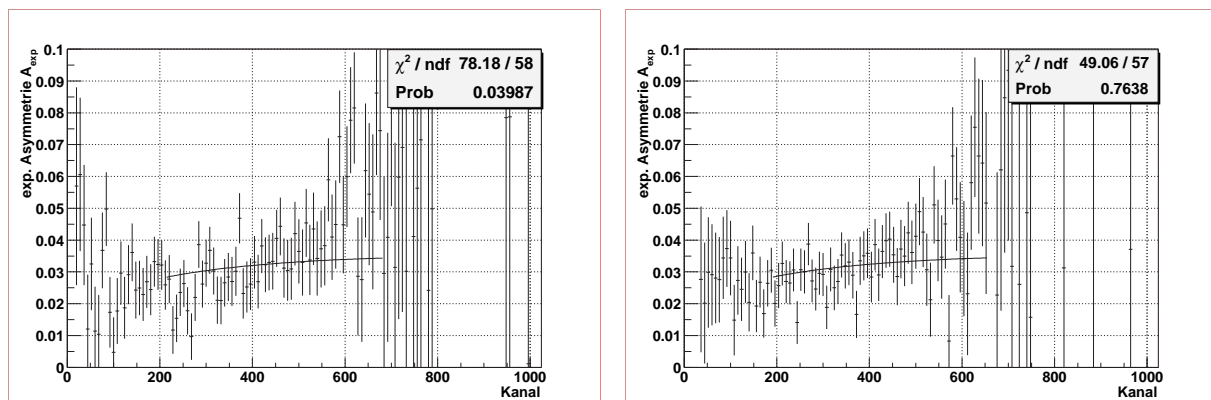


Abbildung 5.44: Links der Fit für die Betaasymmetrie  $A$  bei der Messung im gleichen Halbraum für Detektor 1, rechts für Detektor 2. Hier wurde die Methode benutzt, bei der die relative Protoneneffizienz eingeht.

gestellten Experiment die Angabe eines genauen Meßwertes für die Betaasymmetrie. Dennoch ist es sinnvoll, die Werte der Betaasymmetrie zumindest für die erste Methode zu bestimmen, um die Methode der Nachpulsbehandlung grob zu überprüfen. Abb. 5.44 zeigt die experimentellen Asymmetrien bei Verwendung der ersten Methode. Die relative Protoneneffizienz ist dabei nur näherungsweise bestimmbar, da aufgrund der Nachpulse die Spektren der beiden Detektoren nur bedingt vergleichbar sind. Es ergibt sich  $f_p = 1.29(5)$ , wobei die Effizienz für Detektor 1 größer ist als für Detektor 2. Die resultierenden

Mittelwerte ohne Berücksichtigung der Nachpulse sind

$$A_{\text{Det 1, Methode 1}}^{\text{roh}} = -0.077(3) \quad (5.93)$$

$$A_{\text{Det 2, Methode 1}}^{\text{roh}} = -0.079(3) \quad (5.94)$$

Die angegebenen absoluten und rein statistischen Fehler sind dabei nur um einen Faktor 4 größer als bei der letzten Messung der Betaasymmetrie mit PERKEO II. Bei der Messung mit einem stabileren System ohne Nachpulse und mit reduziertem Untergrund kann der statistische Fehler schnell deutlich reduziert werden.

Unter Berücksichtigung der Nachpulse und der Fehler auf die Systematik ergeben sich:

$$A_{\text{Det 1, Methode 1}} = -0.125(5)_{\text{stat}}(39)_{\text{syst}} \quad (5.95)$$

$$A_{\text{Det 2, Methode 1}} = -0.168(6)_{\text{stat}}(94)_{\text{syst}} \quad (5.96)$$

Im Rahmen des Fehlers sind diese Messungen mit dem Weltmittelwert verträglich. Eine genaue Aussage läßt sich jedoch nicht machen. Analog gilt dies für die nicht näher ausgeführte zweite Methode.

Da Polarisation und Flippeffizienz für zukünftige Messungen auf das Niveau von 0.1% reduziert, Nachpulse vollständig unterdrückt und die zufälligen Koinzidenzen durch die Mitnahme aller Stoppsignale klar definiert werden können, ist die Messung der Betaasymmetrie  $A$  in einem Nachfolgeexperiment in demselben Aufbau nur noch durch den Gittereffekt limitiert. Eine Messung von  $A$  mit einer Genauigkeit von besser als 0.6%<sup>68)</sup> ist also mit dem vorgestellten Detektorsystem erreichbar. Dies ist mit der Genauigkeit der letzten Betaasymmetriemessung mit dem Spektrometer PERKEO II [rei99] vergleichbar. Das interessante an einer solchen Messung wäre die völlig neue Systematik, die dieser Messung zugrunde liegt, da sie nicht durch Untergrundmodelle limitiert ist.

### 5.14.2 Die Neutrinoasymmetrie $B$

Das in dieser Arbeit entwickelte und vorgestellte Detektorsystem wurde in erster Linie entworfen, um eine Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  durchzuführen. Es ist dabei dadurch ausgezeichnet, daß  $B$  auf drei verschiedene Arten bestimmt werden kann, die sich in ihren systematischen Abhängigkeiten unterscheiden. Auf diese Art sind die systematischen Effekte leichter zu bestimmen und überprüfbar, sofern die einzelnen Ergebnisse eine hinreichende Genauigkeit erreichen.

#### 5.14.2.1 Elektron und Proton im gleichen Halbraum

Die Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  bei gleichzeitigem Nachweis des Elektrons und des Protons im gleichen Halbraum war die Hauptmotivation für die Entwicklung dieses Detektors. Sie bietet eine Vielzahl von systematischen Vorteilen gegenüber anderen Meßverfahren für die Neutrinoasymmetrie:

- *Hohe Sensitivität* auf  $B$  (nur  $1.6 \times 10^7$  Zerfälle für eine statistische Genauigkeit von 0.1% benötigt).
- *Unabhängigkeit* von der Detektorfunktion.
- *Kleine systematische Korrekturen* des Meßwertes.

Die Korrekturen und Fehler aufgrund der systematischen und statistischen Effekte sind in Tab. 5.15 zusammenfaßt. Die größten Korrekturen ergeben sich durch die Polarisation und die zufälligen Koinzidenzen. Beide Fehler können in einer neuen Messung aufgrund der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse deutlich verkleinert werden. Die Korrektur auf die Nachpulse stellt im Vergleich zu den übrigen Asymmetrien eine sehr kleine Korrektur dar, da die Flugzeitspektren der beiden Spinzustände einander

<sup>68)</sup>Die Gitter müssen durch Gitter mit dickeren Drähten ersetzt werden, um das gesamte System zu stabilisieren. Diese erhöhen den Gittereffekt entsprechend. Da die endgültige Wahl der Drähte noch nicht feststeht, kann der Fehler noch nicht abschließend angegeben werden.

Effekt	Detektor 1		Detektor 2	
	Korrektur [%]	Fehler [%]	Korrektur [%]	Fehler [%]
<i>Polarisation:</i>				
Polarisation	(+1.5)	0.5	(+1.8)	0.5
Flippeffizienz		0.1		0.3
<i>Datensatz:</i>				
Statistik		0.8		0.8
zuf. Koinzidenzen	(+3.0)	0.5	(+3.5)	0.6
Nachpulse	-0.8	0.4	-0.9	0.5
<i>Detektorfunktion:</i>				
Gain	-	0.01	-	0.01
Offset	-	0.03	-	0.05
Auflösung	-	-	-	-
Randeffekt	(-0.1)	0.05	(-0.1)	0.05
<i>Raumwinkelleffekte:</i>				
el.-magn. Spiegelef.	(+0.5)	0.05	(+0.5)	0.05
Gittereffekt	(-0.05)	0.05	(-0.05)	0.05
Rückstreuung	-	-	-	-
<i>physik. Größen</i>				
<i>A</i>	-	0.03	-	0.03
<i>a</i>	-	0.06	-	0.06
<b>Summe</b>	-0.8	1.15	-0.9	1.4

Tabelle 5.15: Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Neutrinoasymmetrie  $B$  bei der Messung im gleichen Halbraum. Eingeklammerte Korrekturen sind bereits in die Fitfunktion integriert.

sehr ähnlich sind. Trotz des konservativ abgeschätzten Fehlers auf diese Korrektur ist in diesem Fall also die Angabe eines aussagekräftigen Endwertes möglich.

Der elektro-magnetische Spiegeleffekt stellt die vierte große Korrektur auf die Meßwerte dar. Diese Korrektur kann in einer neuen Messung nicht weiter reduziert werden. Mit Hilfe der Parametrisierung des Magnetfeldes und der Verteilung der Neutronen im Zerfallsvolumen kann er jedoch sehr genau berechnet werden. Die dazu notwendige Neuvermessung des Magnetfeldes wurde bereits für die laufende Messung der Betaasymmetrie  $A$  durchgeführt. Der Neutronenstrahl kann mit Hilfe einer von der Trine-Kollaboration [sol01] entwickelten Verfahrens über die Aktivierung von Cu-Folien bestimmt werden. Bei Aufzeichnung aller Stops und der damit verbundenen einfacheren Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen ist in einer Nachfolgemessung eine Meßgenauigkeit von besser als 0.2% erreichbar.

In Abb. 5.45 sind die Fits an die experimentelle Asymmetrie für die beiden Detektoren dargestellt. Ohne Berücksichtigung der Nachpulse ergeben sich die folgenden Fitwerte und statistischen Fehler:

$$B_{\text{Det 1}}^{\text{roh}} = 0.984(8) \quad (5.97)$$

$$B_{\text{Det 2}}^{\text{roh}} = 0.966(8). \quad (5.98)$$

Unter Berücksichtigung der Korrektur durch die Nachpulse und der Fehler auf die systematischen Effekte ergibt sich:

$$B_{\text{Det 1}} = 0.976(8)_{\text{stat}}(8)_{\text{syst}} \quad (5.99)$$

$$B_{\text{Det 2}} = 0.957(8)_{\text{stat}}(12)_{\text{syst}}, \quad (5.100)$$

bzw. wenn die Fehler zusammengefaßt werden:

$$B_{\text{Det 1}} = 0.976(11) \quad (5.101)$$

$$B_{\text{Det 2}} = 0.957(14). \quad (5.102)$$

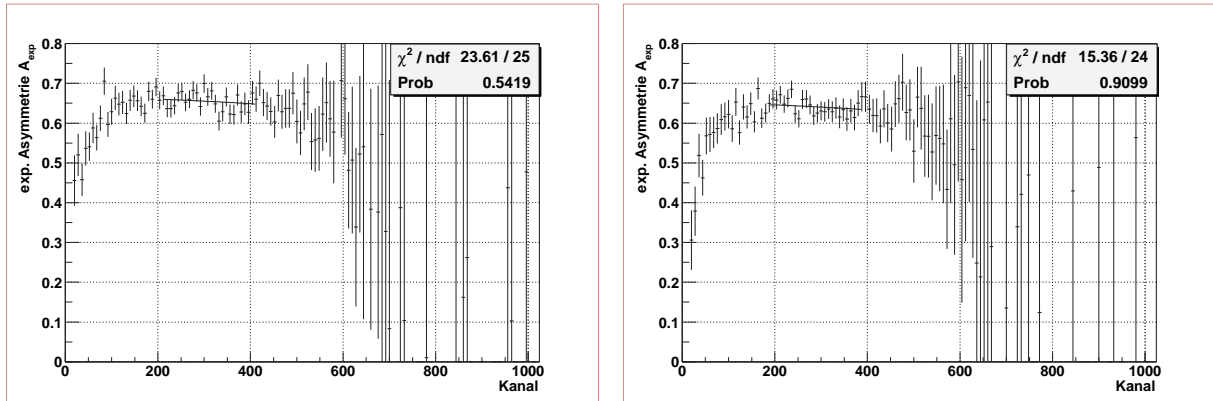


Abbildung 5.45: Links der Fit für die Neutrinoasymmetrie bei der Messung im gleichen Halbraum für Detektor 1, rechts für Detektor 2.

Als Mittelwert über beide Detektoren und Endresultat ergibt sich somit

$$\bar{B} = 0.967(6)_{\text{stat}}(10)_{\text{syst}} = 0.967(12). \quad (5.103)$$

Für die Mittelung wurde dabei berücksichtigt, daß die korrelierten systematischen Fehler im Endergebnis erhalten bleiben. Die Mittelung sowie die Ermittlung des systematischen Fehlers des Endergebnisses erfolgte im Verhältnis der statistischen Fehler für die beiden Detektoren. Der so erhaltene Wert für die Neutrinoasymmetrie  $B$  liegt um  $1.3\sigma$  unter dem Weltmittelwert von  $0.983(4)$ , ist mit diesem also statistisch verträglich. Der erreichte Fehler ist um einen Faktor 2.6 größer als in der Messung von [ser98] und 1.4 mal so groß wie der in [kuz95]. Die erreichte Genauigkeit ist damit für den ersten Test einer neuen Methode unter Berücksichtigung der neu aufgetretenen Systematik sehr gut. Das Potential des Meßverfahrens konnte jedoch noch nicht vollständig ausgeschöpft werden.

### 5.14.2.2 Elektron und Proton in entgegengesetzten Halbräumen

Der Nachweis von Elektron und Proton in verschiedenen Halbräumen reduziert die Sensitivität der Messung auf die Neutrinoasymmetrie  $B$  im Vergleich zu der Messung im gleichen Halbraum sehr stark [glu95]. Der Halbraum, in den das Neutrino emittiert wird, ist hier nicht mehr eindeutig definiert. Die Messung ist jedoch völlig unabhängig von der im gleichen Halbraum, da die betrachteten Spektren völlig disjunkt sind.

In Tab 5.16 sind die Korrekturen und die zugehörigen Fehler auf die Asymmetrie zusammengestellt. Der größte Fehler und die größte Korrektur entstehen durch die die Nachpulse. Diese machen die Angabe eines aussagekräftigen Meßwertes im vorgestellten Fall nahezu unmöglich.

Werden die Nachpulse, da diese in einer zukünftigen Messung unterdrückt werden, bei der Fehlerbeurteilung außer acht gelassen, so ist die Messung durch die Detektorfunktion limitiert. Die erreichbare Genauigkeit bei der Messung mit dieser Methode wird daher 1% nicht übersteigen, da die Bestimmung der Detektorfunktion zwar durch Scans verbessert, jedoch nicht über einen gewissen Punkt hinaus optimiert werden kann. Die übrigens systematischen Fehlerquellen sind gegenüber diesem Fehler bereits ausreichend gut bestimmt.

In Abb. 5.46 sind die Fits an die Elektronenspektren für die Messung von  $B$  in entgegengesetzten Halbräumen dargestellt. Als Rohwerte aus den Fits ergeben sich

$$B_{\text{Det 1}}^{\text{roh}} = 1.044(9) \quad (5.104)$$

$$B_{\text{Det 2}}^{\text{roh}} = 1.020(8). \quad (5.105)$$

Effekt	Detektor 1		Detektor 2	
	Korrektur [%]	Fehler [%]	Korrektur [%]	Fehler [%]
<i>Polarisation:</i>				
Polarisation	(+1.0)	0.3	(+1.0)	0.3
Flippeffizienz		0.14		0.11
<i>Datensatz:</i>				
Statistik		0.85		0.8
zuf. Koinzidenzen	(+0.3)	0.05	(+0.4)	0.05
Nachpulse	-10	5	-13	7
<i>Detektorfunktion:</i>				
Gain	-	1.5	-	1.5
Offset	-	1.3	-	2.7
Auflösung	-	-	-	-
Randeffekt	(+0.35)	0.1	(+0.35)	0.1
<i>Raumwinkel effekte:</i>				
el.-magn. Spiegelef.	(-0.03)	0.05	(-0.03)	0.05
Gittereffekt	(-0.8)	0.2	(-0.8)	0.2
Rückstreuung	-	-	-	-
<i>physik. Größen</i>				
$A$	-	0.4	-	0.4
$a$	-	0.01	-	0.01
<b>Summe</b>	<b>-10</b>	<b>5.5</b>	<b>-13</b>	<b>7.7</b>

Tabelle 5.16: Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Neutrinoasymmetrie  $B$  bei der Messung in entgegengesetzten Halbräumen. Eingeklammerte Korrekturwerte sind bereits in die Fitfunktion integriert.

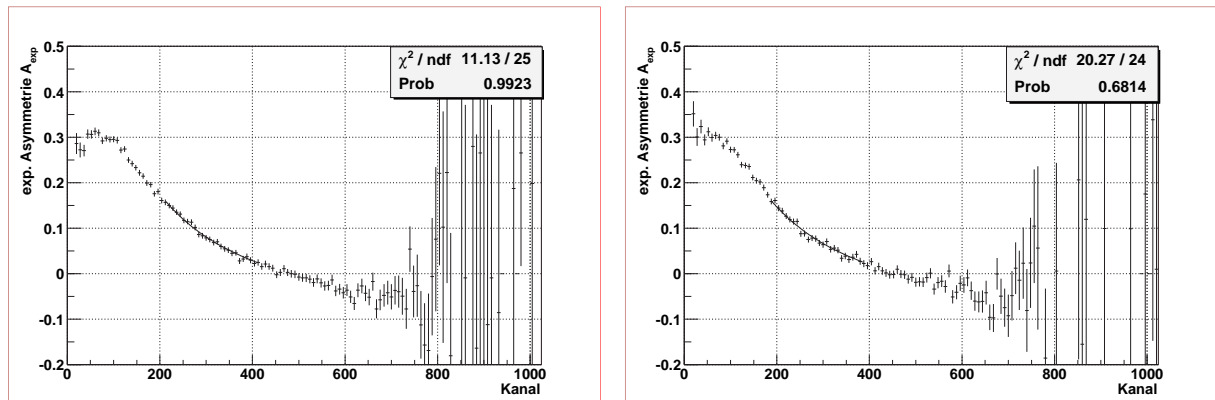


Abbildung 5.46: Links der Fit für die Neutrinoasymmetrie bei der Messung in entgegengesetzten Halbräumen für Detektor 1, rechts für Detektor 2.

Unter Berücksichtigung der Nachpulse und der systematischen Fehler wird daraus

$$B_{\text{Det 1}} = 0.940(8)_{\text{stat}}(51)_{\text{syst}} \quad (5.106)$$

$$B_{\text{Det 2}} = 0.887(7)_{\text{stat}}(68)_{\text{syst}}, \quad (5.107)$$

bzw.

$$B_{\text{Det 1}} = 0.940(52) \quad (5.108)$$

$$B_{\text{Det 2}} = 0.887(68). \quad (5.109)$$



Gemittelt über beide Detektoren unter korrekter Mittelung der systematischen Fehler ergibt sich schließlich

$$\bar{B} = 0.910(5)_{\text{stat}}(61)_{\text{syst}} = 0.910(61). \quad (5.110)$$

Dieser Wert liegt ca. 1.2 Standardabweichungen unter dem derzeit gültigen Weltmittelwert von 0.983(4). Der große Einfluß der Nachpulse bei diesem Meßverfahren macht einen Vergleich allerdings nur bedingt aussagekräftig. Im Rahmen der Fehler sind die beiden Werte jedoch miteinander vereinbar. Die Abweichung des Meßwertes auf deutlich über 1 zeigt den großen Einfluß der Nachpulse auf die Meßwerte. Die große Korrektur zu kleineren Werten hin wird benötigt, um die Kausalitätsbedingung zu erfüllen<sup>69</sup>). Die Meßwerte liefern somit einen indirekten Hinweis auf die Richtigkeit der angenommen Korrekturen.

### 5.14.2.3 Differentielle Auswertung der Protonenasymmetrie

Diese Methode stellt die Kombination der beiden bereits diskutierten Messungen der Neutrinoasymmetrie  $B$  dar. Die betrachteten Spektren der Form  $N^\uparrow$  bzw.  $N^\downarrow$  werden aus den einzelnen Spektren zusammengesetzt. Dementsprechend besitzen die systematischen Eigenschaften dieser Messung Merkmale beider betrachteter Messungen. Bei den Spektren bedeutet „Pfeil nach oben“ in diesem Fall, daß das Proton in Richtung des Neutronenimpulses emittiert wird, „Pfeil nach unten“ die Gegenrichtung. Es gibt prinzipiell, wie bereits bei der Bestimmung der Betaasymmetrie  $A$ , zwei Möglichkeiten, die Spektren der Detektoren so zu kombinieren, daß die gewünschten Spektren entstehen:

- Um die Symmetrie der Anordnung zu wahren, werden die Energiespektren desselben Detektors addiert. Für die beiden Spektren gilt dann

$$N^\uparrow = N_{++} + f_p N_{-+} \quad (5.111)$$

$$N^\downarrow = N_{--} + f_p N_{+-}. \quad (5.112)$$

Der Faktor  $f_p$  beschreibt dabei wieder die relative Protoneneffizienz der beiden Detektoren zueinander.

- Um die Protoneneffizienz aus der Analyse zu eliminieren, können auch stets die Protonen im selben Detektor betrachtet und die Elektronenspektren der beiden Detektoren addiert werden:

$$N^\uparrow = N_{++}^{\text{Det 1}} + \alpha N_{-+}^{\text{Det 2}} \quad (5.113)$$

$$N^\downarrow = N_{--}^{\text{Det 1}} + \alpha N_{+-}^{\text{Det 2}}. \quad (5.114)$$

Der Faktor  $\alpha$  steht dabei für eventuelle Zählratenunterschiede der beiden Detektoren (z.B. durch verschiedenen große Unterdrückung der Elektron-Proton-Signale). Analog gilt diese Gleichung bei Vertauschung der beiden Detektoren.

Beide Methoden haben sehr ähnliche systematische Eigenschaften. Der Einfluß der Faktoren  $f_p$  und  $\alpha$  mittelt sich bei Betrachtung beider Detektoren heraus, muß also nicht exakt bekannt sein. Die erste Methode ist systematisch bevorzugt, da eventuelle geometrische Unterschiede der Detektoren hier keine Rolle spielen<sup>70</sup>).

Die sich jeweils für die beiden Methoden ergebenden systematischen Fehler sind in den Tab. 5.17 und 5.18 zusammengestellt. Analog zur Messung in verschiedenen Halbräumen ist auch hier ohne Berücksichtigung der Nachpulse die Messung durch die nur ungenau mögliche Bestimmung der Detektorfunktion limitiert. Auch hier kann die maximale Genauigkeit bei Verwendung eines ähnlichen Detektorsystems nur bis auf ca. 1% gesteigert werden.

Effekt	Detektor 1		Detektor 2	
	Korrektur [%]	Fehler [%]	Korrektur [%]	Fehler [%]
<i>Polarisation:</i>				
Polarisation	(+1.3)	0.4	(+1.4)	0.4
Flippeffizienz		0.2		0.2
<i>Datensatz:</i>				
Statistik		0.7		0.7
zuf. Koinzidenzen	(+0.7)	0.1	(+0.8)	0.15
Nachpulse	-3.9	2	-5.2	2.6
<i>Detektorfunktion:</i>				
Gain	-	1.3	-	1.3
Offset	-	1.1	-	2.3
Auflösung	-	-	-	-
Randeffekt	(+0.3)	0.1	(+0.3)	0.1
<i>Raumwinkeleffekte:</i>				
el.-magn. Spiegelef.	(+0.03)	0.05	(+0.03)	0.05
Gittereffekt	(-0.2)	0.1	(-0.2)	0.1
Rückstreuung	-	-	-	-
Protoneneff.		[1.2]		[1.2]
<i>physik. Größen</i>				
$A$	-	0.2	-	0.2
$a$	-	-	-	-
<b>Summe</b>	<b>-3.9 [+2.33-4.1]</b>	<b>2.8</b>	<b>-5.2 [+2.53-5.4]</b>	<b>3.8</b>

Tabelle 5.17: Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Neutrinoasymmetrie  $B$  bei der differentiellen Auswertung der Protonenasymmetrie, Methode 1. Eingeklammerte Werte sind bereits in die Fitfunktion integriert.

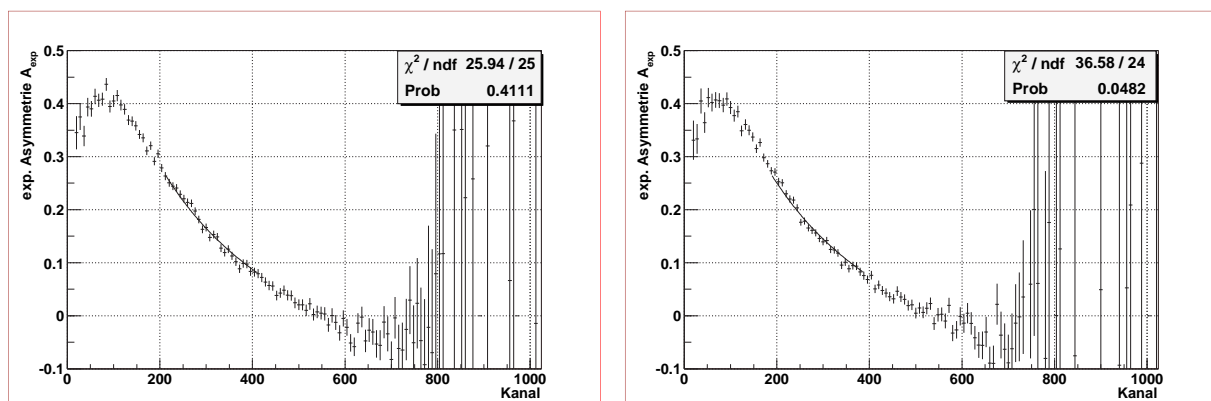


Abbildung 5.47: Links der Fit für die Neutrinoasymmetrie bei der differentiellen Auswertung der Protonenasymmetrie für Detektor 1, rechts für Detektor 2. In beiden Fällen wurde zur Gewinnung der Spektren die Methode 1 benutzt.

Die sich in der vorgestellten Messung ergebenden Endwerte können erneut zur groben Überprüfung der systematischen Betrachtung der Nachpulse benutzt werden. Die Fits an die Spektren, die für Methode 1

<sup>69)</sup>Der Wert einer Asymmetrie muß zwischen -1 und 1 liegen.

<sup>70)</sup>So mittelt sich hier z.B. eine Verschiebung der Maxima von Magnetfeld und Neutronenstrahl für den elektro-magnetischen Spiegeleffekt heraus.

Effekt	Detektor 1		Detektor 2	
	Korrektur [%]	Fehler [%]	Korrektur [%]	Fehler [%]
<i>Polarisation:</i>				
Polarisation	(+1.3)	0.4	(+1.4)	0.4
Flippeffizienz		0.2		0.2
<i>Datensatz:</i>				
Statistik		0.3		0.4
zuf. Koinzidenzen	(+0.7)	0.1	(+1.0)	0.15
Nachpulse				
<i>Detektorfunktion:</i>				
Gain	-	1.3	-	1.3
Offset	-	1.4	-	1.8
Auflösung	-	-	-	-
Randeffekt	(+0.3)	0.1	(+0.3)	0.1
<i>Raumwinkeleffekte:</i>				
el.-magn. Spiegelef.	(+0.03)	0.05	(+0.03)	0.05
Gittereffekt	(-0.2)	0.1	(-0.2)	0.1
Rückstreuung	-	-	-	-
<i>physik. Größen</i>				
<i>A</i>	-	0.2	-	0.2
<i>a</i>	-	-	-	-
<b>Summe</b>	<b>-3.9 [+2.03-4.1]</b>	<b>2.8</b>	<b>-5.2 [+2.73-5.4]</b>	<b>3.5</b>

Tabelle 5.18: Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Neutrinoasymmetrie  $B$  bei der differentiellen Auswertung der Protonenasymmetrie, Methode 2. Eingeklammerte Werte sind bereits in die Fitfunktion integriert.

in Abb. 5.47 dargestellt sind, ergeben:

$$B_{\text{Det 1, Methode 1}}^{\text{roh}} = 0.993(7) \quad (5.115)$$

$$B_{\text{Det 2, Methode 1}}^{\text{roh}} = 0.988(7) \quad (5.116)$$

$$B_{\text{Det 1, Methode 2}}^{\text{roh}} = 0.990(3) \quad (5.117)$$

$$B_{\text{Det 2, Methode 2}}^{\text{roh}} = 0.993(4). \quad (5.118)$$

Unter Berücksichtigung der Nachpulse und der systematischen Fehler folgt damit

$$B_{\text{Det 1, Methode 1}} = 0.954(7)_{\text{stat}}(26)_{\text{syst}} \quad (5.119)$$

$$B_{\text{Det 2, Methode 1}} = 0.937(6)_{\text{stat}}(35)_{\text{syst}} \quad (5.120)$$

$$B_{\text{Det 1, Methode 2}} = 0.947(3)_{\text{stat}}(28)_{\text{syst}} \quad (5.121)$$

$$B_{\text{Det 2, Methode 2}} = 0.947(4)_{\text{stat}}(31)_{\text{syst}}, \quad (5.122)$$

bzw.

$$B_{\text{Det 1, Methode 1}} = 0.954(27) \quad (5.123)$$

$$B_{\text{Det 2, Methode 1}} = 0.937(36) \quad (5.124)$$

$$B_{\text{Det 1, Methode 2}} = 0.947(29) \quad (5.125)$$

$$B_{\text{Det 2, Methode 2}} = 0.947(31). \quad (5.126)$$

Gemittelt über beide Detektoren folgt damit

$$\overline{B}_{\text{Methode 1}} = 0.944(5)_{\text{stat}}(31)_{\text{syst}} \quad (5.127)$$

$$= 0.944(31) \quad (5.128)$$

$$\overline{B}_{\text{Methode 2}} = 0.947(2)_{\text{stat}}(29)_{\text{syst}} \quad (5.129)$$

$$= 0.947(29) \quad (5.130)$$

Auch hier liegen beide Werte ca.  $1.5\sigma$  unterhalb des Weltmittelwertes, sind mit diesem jedoch im Rahmen der Fehler mit diesem verträglich.

#### 5.14.2.4 Zusammenfassung für die Messung der Neutrinoasymmetrie $B$

Von den drei in der vorgestellten Messung möglichen Meßmethoden zur Bestimmung der Neutrinoasymmetrie  $B$  sind zwei durch die Nachpulse stark limitiert. Bei der Unterdrückung der Nachpulse in einer neuen Messung ist die Genauigkeit dieser beiden Meßverfahren von der Bestimmung der Detektorfunktion abhängig.  $B$  kann durch sie im besten Fall auf ca. 1% genau gemessen werden, was für Konsistenzchecks der Messung mehr als ausreichend ist.

Die dritte Methode zur Bestimmung von  $B$  ist die systematisch sauberste. Die Einflüsse der Polarisati-on, der Nachpulse und der Detektorfunktion sind weitestgehend unterdrückt. Die Neutrinoasymmetrie  $B$  kann bereits mit dem vorhandenen System mit einer Genauigkeit von 0.9% gemessen werden. In einer neuen Messung können die Hauptfehlerquellen (Nachpulse, Polarisation, zufällige Koinzidenzen) deutlich reduziert werden. Eine Messung mit einer Genauigkeit von besser als 0.2% ist mit dieser Methode sicherlich möglich.

Alle erhaltenen Werte für die Asymmetrie  $B$  sind im Rahmen der Statistik mit dem Weltmittelwert von  $0.983(4)$  verträglich. Als Endergebnisse ergeben sich für alle Methoden:

$$\overline{B}_{\text{gl. Halbraum}} = 0.967(12) \quad (5.131)$$

$$\overline{B}_{\text{entg. Halbraum}} = 0.910(61) \quad (5.132)$$

$$\overline{B}_{\text{C, Methode 1}} = 0.944(31) \quad (5.133)$$

$$\overline{B}_{\text{C, Methode 2}} = 0.947(29) \quad (5.134)$$

Zur Bestimmung des neuen Weltmittelwertes wird dabei nur der erste Wert herangezogen, da nur er einen maßgeblichen Beitrag leisten kann. Die übrigens relevanten Messungen der Neutrinoasymmetrie sind Tab. 3.1 zusammengestellt. Als neuer Weltmittelwert ergibt sich

$$\overline{B}_{\text{Welt}} = 0.981(4). \quad (5.135)$$

Ein maßgeblicher Einfluß auf den Ausschließungsplot für die Suche nach rechtshändigen Strömen ergibt sich nicht.

#### 5.14.3 Die Protonenasymmetrie $C$

Die Protonenasymmetrie  $C$  ist in dem hier vorgestellten Experiment durch eine indirekte Messung zugänglich: durch Integration eines bestimmten Energiebereichs der Spektren, die in Abschn. 5.14.2.3 vorgestellt wurden, kann auf die Protonenasymmetrie extrapoliert werden. Dabei können beide im Abschn. 5.14.2.3 vorgestellten Methoden zur Gewinnung der nötigen Energiespektren genutzt werden. Auch in diesem Fall ist die erste Methode systematisch sauberer, da sich geometrische Effekte herausmitteln.

Die systematischen Fehler sind denen der differentiellen Auswertung sehr ähnlich und in den Tab. 5.19 und 5.20 zusammengestellt. Auch die Messung der Protonenasymmetrie ist, unter Vernachlässigung der Nachpulse, für zukünftige Messungen durch die Detektorfunktion auf eine maximale Genauigkeit von

Effekt	Detektor 1		Detektor 2	
	Korrektur [%]	Fehler [%]	Korrektur [%]	Fehler [%]
<i>Polarisation:</i>				
Polarisation	+1.6	0.7	+1.6	0.7
Flippeffizienz		0.2		0.2
<i>Datensatz:</i>				
Statistik		0.9		0.8
zuf. Koinzidenzen	(+0.7)	0.1	(+1.1)	0.15
Nachpulse	-6	3	-8	4
<i>Detektorfunktion:</i>				
Gain	-	1.5	-	1.5
Offset	-	1.4	-	2.7
Auflösung	-	-	-	-
Randeffekt	+0.3	0.1	+0.3	0.1
Integrationsbereich				
<i>Raumwinkeleffekte:</i>				
el.-magn. Spiegelef.	+0.06	0.03	+0.06	0.03
Gittereffekt	-0.2	0.1	-0.2	0.1
Rückstreuung	-	-	-	-
<i>physik. Größen</i>				
$A$	-	0.3	-	0.3
$a$	-	0.06	-	0.06
<b>Summe</b>	<b>+37.56-6.2</b>	<b>3.8</b>	<b>+37.56-8.2</b>	<b>5.2</b>

Tabelle 5.19: Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Protonenasymmetrie  $C$ , Methode 1. Eingeklammerte Werte sind bereits in die Fitfunktion integriert.

ca. 1% beschränkt.

Die hier vorgestellte Messung der Protonenasymmetrie ist die erste Messung überhaupt, die einen Wert für die Asymmetrie liefert. Aus den Rohspektren ergeben sich

$$C_{\text{Det 1, Methode 1}}^{\text{roh}} = -0.177(2) \quad (5.136)$$

$$C_{\text{Det 2, Methode 1}}^{\text{roh}} = -0.180(1) \quad (5.137)$$

$$C_{\text{Det 1, Methode 2}}^{\text{roh}} = -0.182(1) \quad (5.138)$$

$$C_{\text{Det 2, Methode 2}}^{\text{roh}} = -0.184(1). \quad (5.139)$$

Unter Berücksichtigung der Korrekturen und der systematischen Fehler folgt damit

$$C_{\text{Det 1, Methode 1}} = -0.232(2)_{\text{stat}}(9)_{\text{syst}} \quad (5.140)$$

$$C_{\text{Det 2, Methode 1}} = -0.233(2)_{\text{stat}}(12)_{\text{syst}} \quad (5.141)$$

$$C_{\text{Det 1, Methode 2}} = -0.237(1)_{\text{stat}}(10)_{\text{syst}} \quad (5.142)$$

$$C_{\text{Det 2, Methode 2}} = -0.239(1)_{\text{stat}}(11)_{\text{syst}}, \quad (5.143)$$

bzw.

$$C_{\text{Det 1, Methode 1}} = -0.232(9) \quad (5.144)$$

$$C_{\text{Det 2, Methode 1}} = -0.233(12) \quad (5.145)$$

$$C_{\text{Det 1, Methode 2}} = -0.237(10) \quad (5.146)$$

$$C_{\text{Det 2, Methode 2}} = -0.239(11). \quad (5.147)$$

Effekt	Detektor 1		Detektor 2	
	Korrektur [%]	Fehler [%]	Korrektur [%]	Fehler [%]
<i>Polarisation:</i>				
Polarisation	+1.6	0.7	+1.6	0.7
Flippeffizienz		0.2		0.2
<i>Datensatz:</i>				
Statistik		0.4		0.5
zuf. Koinzidenzen	(+0.8)	0.1	(+1.0)	0.15
Nachpulse	-6.7	3.4	-7.2	3.6
<i>Detektorfunktion:</i>				
Gain	-	1.5	-	1.5
Offset	-	1.8	-	2.2
Auflösung	-	-	-	-
Randeffekt	+0.3	0.1	+0.3	0.1
Integrationsbereich	+35.6		+35.6	
<i>Raumwinkel effekte:</i>				
el.-magn. Spiegelef.	+0.06	0.03	+0.06	0.03
Gittereffekt	-0.2	0.1	-0.2	0.1
Rückstreuung	-	-	-	-
<i>physik. Größen</i>				
<i>A</i>	-	0.3	-	0.3
<i>a</i>	-	0.06	-	0.06
<b>Summe</b>	<b>+37.56-6.9</b>	<b>4.2</b>	<b>+37.56-7.4</b>	<b>4.6</b>

Tabelle 5.20: Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Protonenasymmetrie  $C$ , Methode 2.

Gemittelt über beide Detektoren unter richtiger Berücksichtigung der systematischen Fehler folgt damit

$$\bar{C}_{\text{Methode 1}} = -0.233(1)_{\text{stat}}(11)_{\text{syst}} \quad (5.148)$$

$$= -0.233(11) \quad (5.149)$$

$$\bar{C}_{\text{Methode 1}} = -0.238(1)_{\text{stat}}(11)_{\text{syst}} \quad (5.150)$$

$$= -0.238(11) \quad (5.151)$$

Nach beiden Methoden ist der erhaltene Meßwert im Rahmen der Statistik mit dem theoretischen Wert von  $-0.239$  verträglich. Der theoretische Wert konnte in dieser Messung also bestätigt werden. Wie erwähnt ist diese Messung von  $C$  die erste, bei der die Protonenasymmetrie gemessen werden konnte. Unter diesem Gesichtspunkt ist der erreichte relative Fehler des Endwertes von 4.7% ein sehr schönes Resultat.

# Kapitel 6

## Ausblick und Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung und der erste Test eines neuartigen Detektorsystems für das Spektrometer PERKEO II. Dieses Detektorsystem ermöglicht die gleichzeitige Messung einer Vielzahl von Asymmetrien im Neutronenzerfall. Hauptziel der Messung war die Bestimmung der Neutrinoasymmetrie  $B$  mit Hilfe einer systematisch sauberen Methode, die in diesem Experiment zum ersten Mal zugänglich war. Außerdem konnte zum ersten Mal die Protonenasymmetrie  $C$  gemessen werden.

### 6.1 Das Detektorsystem

Im Vergleich zu dem Detektor, der zur Messung der Betaasymmetrie  $A$  [rei99] verwendet worden war, besaß das hier verwendete Detektorsystem zwei wesentlichen Neuerungen:

- Der Detektor wurde durch einen Protonendetektor ergänzt. Dieser bestand aus einer dünnen C-Folie, durch die Protonen in Elektronen konvertiert wurden. In dem so ergänzten Detektorsystem war der Nachweis von Elektron und Proton in beiden Halbräumen gleichzeitig möglich.
- Die Auslese des Plastiksintillators mit Hilfe von Photomultipliern wurde derart verbessert [plo00], daß ca. die siebenfache Menge an Licht pro Ereignis nachgewiesen wurde. Dies war nötig, um eine ausreichend hohe Sensitivität für Protonen zu gewährleisten.

Der gleichzeitige Nachweis von Elektron und Proton im gleichen Detektor stellt hohe Anforderungen an den Detektor, da die beiden Teilchen über sehr unterschiedliche Energien verfügen. Die Konvertierung der Protonen in mehrere Sekundärelektronen, die dann gleichzeitig im Elektronendetektor nachgewiesen werden, stellt eine elegante und flexible Methode dafür zur Verfügung. Der koinzidente Nachweis von Zerfallsteilchen gelang in dieser Arbeit dabei zum ersten Mal.

Bei der Betrachtung der koinzidenten Ereignisse zeigte der Detektor drei unerwartete Eigenschaften:

- Die Existenz eines *koinzidenten Untergrunds*. Dieser Untergrund hatte eine ähnliche zeitliche Struktur wie die Elektron-Proton-Signale. Er konnte durch einen Shutter gemessen und von den Daten abgezogen werden. Er reduzierte die Sensitivität der Messung und verschlechterte die Systematik insbesondere bei der Messung im gleichen Halbraum deutlich.
- Die zur Nachbeschleunigung der Protonen benutzte Hochspannung erwies als *instabil*. Zu Beginn der Messung war die Stabilität noch sehr gut (ca. 5 – 15% der Daten mußten bei Anwendung sehr strenger Kriterien aussortiert werden). Während der letzten 10 Tage Meßzeit jedoch konnte keine ausreichende Stabilität mehr erreicht werden.
- Das Auftreten von *Nachpulsen* unterdrückte einen großen Teil der Elektron-Proton-Signale.

Für alle drei Probleme konnten Lösungen bzw. Verbesserungen für eine zukünftige Messung gefunden werden:

- Der koinzidente Untergrund ist bereits in der erreichten Stabilität im Rahmen der verfügbaren statistischen Genauigkeit vom Signal fehlerfrei abziehbar. Eine Messung mit einem einzelnen Shutter in der Kasematte hat sich als ausreichend erwiesen.
- Die Stabilität der Hochspannung scheint von dem Durchmesser der verwendeten Erdungsdrähte abzuhängen. Dies wird gerade in einem Teststand näher untersucht und wurde zwischenzeitlich in einem anderen Experiment ebenfalls beobachtet.
- Die Nachpulse können durch die Elektronik vollständig unterdrückt werden, indem die Koinzidenz von mindestens zwei Photomultipliern in einem Detektor gefordert wird. Die vorhandenen Daten zeigen, daß dieses Problem dadurch vollständig behoben werden kann.

Um das Abziehen des koinzidenten Untergrundes sowie der zufälligen Koinzidenzen wesentlich zu erleichtern, wird vorgeschlagen, bei der nächsten Messung mindestens drei Stoppsignale aufzuzeichnen und die zugehörigen Energiesignale zu ermitteln. Die Unterdrückung des Spektrums kann dadurch nahezu vollständig beseitigt und das Abziehen klarer definiert werden. Ist dies nicht möglich, so kann mit Hilfe der in dieser Arbeit entwickelten Methoden der Untergrund berechnet und richtig korrigiert werden.

Von diesen Änderungen abgesehen, kann der Detektor für eine neue Messung ohne Abstriche verwendet werden. Besonders wichtig ist dabei für die Zukunft die genaue Bestimmung der Detektorfunktion, da viele der meßbaren Größen sehr sensitiv auf diese sind. Zu diesem Zweck wurde eine permanente Scanvorrichtung entwickelt, die das einfache Abscannen des Detektors erlaubt. Die Voruntersuchungen dazu wurden im Rahmen des hier vorgestellten Experiments durchgeführt.

## 6.2 Die Systematik der Messung

Das verwendete Detektorsystem erlaubt die gleichzeitige Messung mehrerer verschiedener Asymmetrien:

- die *Betaasymmetrie A*
  - ohne Koinzidenz,
  - mit Koinzidenz,
- die *Neutrinoasymmetrie B* aus
  - der Messung mit Elektron und Proton im gleichen Halbraum,
  - der Messung mit Elektron und Proton in entgegengesetzten Halbräumen und
  - der differentiellen Auswertung der Protonenasymmetrie,
- die *Protonenasymmetrie C* als integrale Auswertung.

Die Nachpulse verhinderten in der hier vorgestellten Messung in den meisten Fällen die Angabe eines genauen Endwertes. In einer Messung, in der die Nachpulse vollständig unterdrückt sind, ermöglichen die vielen Einzelergebnisse jedoch eine direkte Kontrolle der Konsistenz der mit diesem System durchgeführten Messung. Im Rahmen der Fehler sind die hier vorgestellten Ergebnisse alle statistisch miteinander verträglich.

Die hauptsächlichsten systematischen Fehlerquellen variieren für jede dieser Messungen. Die systematisch sauberste ist die Messung bei gleichzeitigem Nachweis von Elektron und Proton im gleichen Halbraum. Sie kombiniert eine hohe Sensitivität auf  $B$  mit kleinen systematischen Korrekturen und Fehlern. Mit ihrer Hilfe war es möglich, in der hier vorgestellten Messung die Neutrinoasymmetrie trotz der großen systematischen Unsicherheiten durch die Nachpulse als

$$B = 0.967(12) \tag{6.1}$$



zu bestimmen. Die hauptsächlich systematischen Fehlerquellen bei der Bestimmung dieses Wertes waren dabei

- Die Polarisation mit 0.5%,
- die Flippeffizienz mit 0.2%,
- das Abziehen der zufälligen Koinzidenzen mit 0.45% und
- die Nachpulse mit 0.45%.

Zusätzlich konnte zum ersten Mal überhaupt in einem Experiment die Protonenasymmetrie  $C$  gemessen werden. Ihr Wert ergab sich zu

$$C = -0.233(11), \quad (6.2)$$

wobei der Fehler der Messung hauptsächlich durch die Nachpulse bestimmt wurde. Eine Verbesserung der Genauigkeit auf ca. 1% ist mit der hier vorgestellten Methode möglich, danach wird  $C$  durch die Detektorfunktion beschränkt.

Die systematische Behandlung des Untergrunds wurde bereits im vorangegangenen Abschnitt erläutert. Auch für die meisten anderen systematischen Effekte für alle Meßverfahren konnten im Rahmen dieser Arbeit Verbesserungen gefunden werden:

- Die *Polarisation* des Neutronenstrahls kann durch die Methode der gekreuzten Polarisatoren und ein neues Analyseverfahren, das am Institut Laue-Langevin entwickelt wurde, für zukünftige Experimente als systematische Fehlerquelle vollständig eliminiert werden. Die Polarisation kann in Zukunft mit einer Genauigkeit von besser als 0.1% gemessen werden, die absolute Polarisation beträgt mehr als 99.7%.
- Die *Spinflippeffizienz* moderner Radiofrequenzflipper beträgt in guter Näherung für alle statistisch relevanten Wellenlängen 1.
- Der *Gittereffekt* kann mit Hilfe der von Ferenc Glück entwickelten Programme in hoher Genauigkeit ausgerechnet werden. Bei bekannter Geometrie ermöglicht dies eine Vorausoptimierung der für die Erdung des Neutronenstrahls benötigten Gitter. Erste Ergebnisse deuten darauf hin, daß Aluminiumdrähte einer Dicke von mehr als  $20\mu\text{m}$  ebenfalls nur geringe Auswirkungen auf die Asymmetrie haben, jedoch zu wesentlich stabileren Verhältnissen mit der Hochspannung führen.
- Für den *elektro-magnetischen Spiegeleffekt* wurde das Magnetfeld nach der Reparatur des Spektrometers in der aktuellen Messung neu parametrisiert. Eine von der Trine-Kollaboration [sol01] entwickelte Methode zur Vermessung der Neutronenverteilung im Zerfallsvolumen durch die Aktivierung von Cu-Folien ermöglicht eine genaue Parametrisierung des Neutronenstrahls. Beides zusammen erlaubt eine sehr exakte Berechnung des Spiegeleffekts mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen.

### 6.3 Ausblick

Eine neue Messung mit dem vorgestellten Detektorsystem ist nach den hier vorgestellten Ergebnissen auf jeden Fall wünschenswert. Mit den angegebenen Verbesserungen ist eine Genauigkeit von besser als 0.2% für die Messung im gleichen Halbraum und von deutlich besser als 1% für die übrigen Methoden möglich. Eine solche Messung wäre aus zwei Gründen sehr interessant: eine so genaue Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  würde interessante Rückschlüsse auf die eventuelle Existenz rechtshändiger Ströme ermöglichen. Außerdem wäre eine Messung der Betaasymmetrie  $A$  mit neuer Systematik möglich. Diese

kann zu einer Bestimmung der Kopplungskonstante  $\lambda$  und des Matrixelements  $V_{ud}$  benutzt werden und erlaubt es, die Unitarität der CKM-Matrix zu testen.

Zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Arbeit beginnt gerade eine Messung der Betaasymmetrie  $A$  ohne Koinzidenz mit dem Spektrometer PERKEO II. Dieses Experiment nutzt die neuen Erkenntnisse zu Polarisation, Spinflippeffizienz und Detektor, um die größten systematischen Fehlerquellen der letzten Messung zu eliminieren. Eine Verbesserung der Genauigkeit um mindestens einen Faktor 2 gegenüber der letzten Messung wird damit erwartet.

Beantragt ist, im Anschluß an diese Messung das Detektorsystem für eine Messung mit Koinzidenz erneut zu installieren. Wird dieses Forschungsproposal vom ILL akzeptiert, wird im Juli diesen Jahres eine neue Messung mit dem hier beschriebenen System durchgeführt werden, die die vorgestellten Verbesserungen enthält und alle Möglichkeiten des neu entwickelten Detektorsystems ausnutzt.

## Anhang A

# Die Korrekturterme für das Fermispektrum

Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, kann das Energiespektrum der Elektronen beim Zerfall unpolarisierter Neutronen wie folgt beschrieben werden:

$$d\phi = (E_0 - E_e)^2 \sqrt{E_e^2 - m_e^2} E_e dE_e \quad (\text{A.1})$$

$$= \tilde{F}(E_e) dE_e \quad (\text{A.2})$$

$$(\text{A.3})$$

Dabei sind  $E_e$  die relativistische Energie des Elektrons,  $m_e$  die Elektronenruhemasse und  $E_0$  die maximale Energie des Elektrons, die sich aus der gesamten Energie  $E_{ges} = 1293 \text{ MeV}$ , die beim Elektronenzerfall frei wird, und der Neutronenmasse  $m_n$  wie folgt berechnet:

$$E_0 = E_{ges} - \frac{E_{ges}^2 - m_e^2}{2m_n} \quad (\text{A.4})$$

Für eine exakte Beschreibung des Spektrums müssen drei theoretische Korrekturen berücksichtigt werden: die externe Strahlungskorrektur  $\delta_R(E)$ , die Korrektur wegen des Protonrückstoßes  $R(E)$  und die Coulombkorrektur  $F_C(E)$ , die die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Proton berücksichtigt. Für das korrigierte Fermispektrum  $F(E)$  gilt dann:

$$F(E) = \tilde{F}(E)(1 + \delta_R(E))(1 + R(E))F_C(E) \quad (\text{A.5})$$

Für die Coulomb-Korrektur wird eine bereits von E. Fermi entwickelte, ausreichend gute Näherung benutzt:

$$F_C(E) = \frac{\frac{2\pi\alpha}{\beta}}{1 - \exp\left(-\frac{2\pi\alpha}{\beta}\right)} \quad (\text{A.6})$$

Die kinematische Korrektur auf den Protonrückstoß wird in [wil82] angegeben und lautet

$$\begin{aligned} R(E) &= \frac{1}{1 + 3\lambda^2} \left\{ 2 \frac{E + m_e}{m_n} + \lambda^2 \left[ 10 \frac{E + m_e}{m_n} - 2 \frac{m_e^2}{m_n(E + m_e)} - 2 \frac{E_0 + m_e}{m_n} \right] \right. \\ &\quad \left. + \lambda(1 + 2\kappa) \left[ 2 \frac{E_0 + m_e}{m_n} - 4 \frac{E + m_e}{m_n} + 2 \frac{m_e^2}{m_n(E + m_e)} \right] \right\} \\ &\approx 10^{-3} \left\{ -3.58 - \frac{0.723}{(E + m_e)} + 7.66 (E + m_e) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Die externe Strahlungskorrektur in erster Ordnung von  $\alpha$  schließlich wurde [sir67] entnommen:

$$\begin{aligned} \delta_R(E) = \frac{\alpha}{2\pi} & \left\{ 3 \ln \frac{m_p}{m_e} - \frac{3}{4} \right. \\ & + 4 \left( \frac{\operatorname{atanh}(\beta)}{\beta} - 1 \right) \left[ \frac{E_0 - E}{3(E + m_e)} - \frac{3}{2} + \ln \frac{2(E_0 - E)}{m_e} \right] \\ & + \frac{4}{\beta} L \left( \frac{2\beta}{1 + \beta} \right) \\ & \left. + \frac{\operatorname{atanh}(\beta)}{\beta} \left[ 2(1 + \beta^2) + \frac{(E_0 - E)^2}{6(E + m_e)^2} - 4 \operatorname{atanh}(\beta) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Dabei ist  $L(z)$  die sogenannte Spence-Funktion:

$$L(z) = \int_0^z \frac{\ln(1-t)}{t} dt. \quad (\text{A.9})$$

Diese Korrekturen gelten für alle in Kapitel 3 beschriebenen Spektren, die sich auf das Fermispektrum beziehen, in gleichem Maße. Die Unsicherheit dieser Korrekturen kann mit einem Fehler auf die Korrekturen von 50% mit ausreichender Genauigkeit abgeschätzt werden.

## Anhang B

# Definition der verwendeten Größen

Verwendete Größe	Bedeutung
$a$	Korrelationskoeffizient
$A$	Elektronenasymmetrie
$B$	Neutrinoasymmetrie
	Länge des Zerfallsvolumens
$\beta$	relativistische Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$e$	Elektronenladung
$E_e$	Energie des im $\beta$ -Zerfall emittierten Elektrons
$E_p$	Energie des im $\beta$ -Zerfall emittierten Protons
$E_\nu$	Energie des im $\beta$ -Zerfall emittierten Antineutrinos
$E_{ges}$	Gesamte, im Neutronenzerfall freigesetzte Energie
$E_0$	Maximale Energie des im $\beta$ -Zerfall emittierten Elektrons
$f$	Flippereffizienz
$F(E_e)$	Kürzel für das Fermispektrum
$\gamma_i$	Kalibrationskonstante für den Photomultiplier $i$
$m_e$	Elektronruhemasse
$m_n$	Neutronruhemasse
$m_p$	Protonruhemasse
$p_e$	Impuls des im $\beta$ -Zerfall emittierten Elektrons
$p_p$	Impuls des im $\beta$ -Zerfall emittierten Protons
$p_\nu$	Impuls des im $\beta$ -Zerfall emittierten Antineutrinos
$p$	Polarisationseffizienz des Polarisators
$P$	Polarisation des Neutronenstrahls



# Anhang C

## Schaltschema der Ausleseelektronik

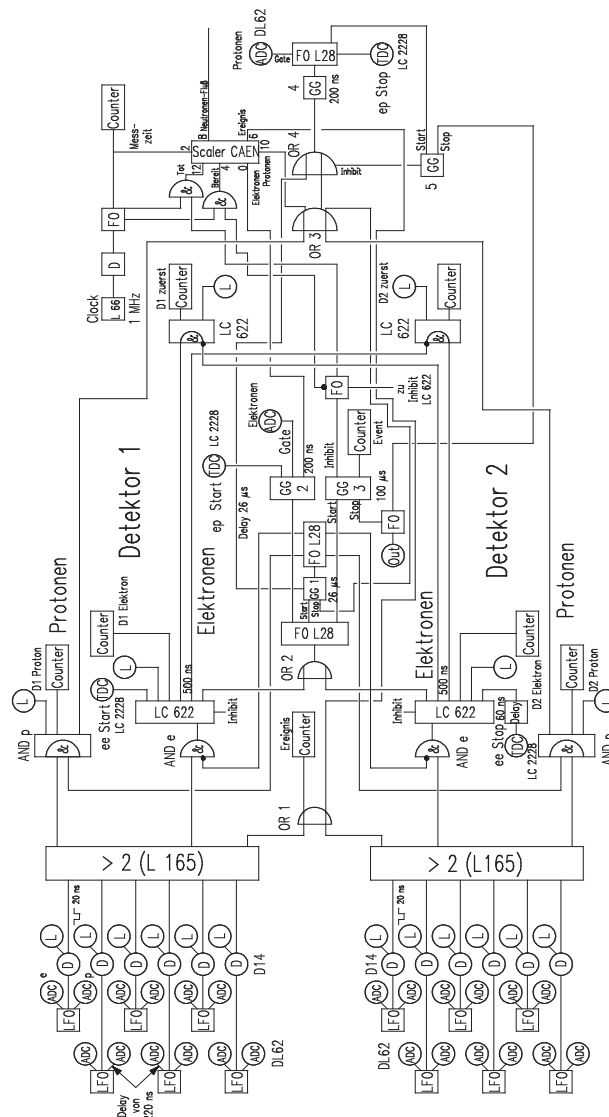


Abbildung C.1: Die realisierte Schaltung für die Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$ . Nicht eingezeichnet ist die Aufhebung der Bedingung "2 aus 6" Photomultipliern, da diese in zukünftigen Experimenten nicht verwendet werden soll.





# Literaturverzeichnis

- [aba96] S. Abachi et al., „Search for Right-Handed W Bosons and Heavy W' in  $p\bar{p}$ -Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ ”, Phys. Rev. Lett. **76**, 3271(1996)
- [abe97] Hartmut Abele et al., Phys. Lett. **B 407**, 212(1997)
- [abe98] Hartmut Abele, „Meßgrößen des Neutronenzerfalls und das Standardmodell der Teilchenphysik”, Habilitation, Heidelberg 1998
- [abe02] Hartmut Abele et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 211801(2002)
- [aqu91] M. Aquino et al., Phys. Lett. **B 261**, 280(1991)
- [bae96] Stefan Baessler, „Die Betaasymmetrie im Zerfall des freien Neutrons”, Dissertation, Heidelberg 1996
- [bar95] J. Baro et al., Nucl. Instr. Meth., **B 100**, 31(1995)
- [beg77] M.A.B. Beg et al., „Manifest Left-Right Symmetry and its Experimental Consequences”, Phys. Rev. Lett. **38** 1252(1977)
- [bop86] P. Bopp et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 919(1986)
- [bra00] Bernhard Brand, „Ein Detektor für die Messung der Neutrinoasymmetrie beim Zerfall freier Neutronen”, Diplomarbeit, Heidelberg 2000
- [cha32] J. Chadwick, „The Existence of a Neutron”, Proc. Roy. Soc. **A 136**, 692-708 (1932)
- [chr64] J.H. Christenson et al., „Evidence for the  $2\pi$ -Decay of the  $K_2^0$ -Meson”, Phys. Rev. Lett. **13**, 138(1964)
- [chr70] C.J. Christensen et al., Physical Review **C 1**, 1693(1970)
- [dob75] R. Dobrozemsky et al., Phys. Rev. **D, 11(3)**, 510(1975)
- [doe90] J. Döhner, „Der Beta-Zerfall freier Neutronen und rechtshändige Ströme”, Dissertation, Heidelberg 1990
- [dub91] D. Dubbers, „Progress in Particle and Nuclear Physics”, edited by A. Faessler, Seite 173 Pergamon, London 1991
- [dub99] D. Dubbers, „Fundamental Interactions (Experiments)”, Nucl. Phys. **A 654** 297c-314c(1999)
- [ero70] B. Erokolimsky et al., Phys. Lett. **B 33**, 351(1970)
- [ero91] B. Erokolimsky et al., Phys. Lett. **B 263**, 33(1991)
- [ero97] B. Erokolimsky et al., Phys. Lett. **B 412**, 240(1997)

- [fer34] E. Fermi, „Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen”, Zeitschrift f. Physik **88**, 161(1934)
- [gam36] G. Gamow und E. Teller, „Selection Rules for the  $\beta$ -Disintegration”, Phys. Rev. **49**, 895(1936)
- [glu95] Ferenc Glück et al., „Measurable Parameters of Neutron Decay”, Nucl. Physics **A 593** (1995) 125-150
- [glu96] Ferenc Glück, „The Proton Asymmetry in Neutron Decay”, Phys. Lett. **B 376**, 25 (1996)
- [glu96b] Ferenc Glück et al., „Order-alpha radiative corrections for semileptonic decays of unpolarized baryons”, Phys. Rev. **D 54**, 1241 (1996)
- [glu98] Ferenc Glück, Phys. Lett. **B 436**, 25(1998)
- [glu03] Ferenc Glück, Persönliche Mitteilung, Grenoble 2003
- [hae02] H. Häse et al., „A long ballistic supermirror guide for cold neutrons at ILL”, Nucl. Instr. and Meth. **A 485**, 453-457(2002)
- [hei95] W. Heil et al., Phys. Lett. **A 201**, 337(1995)
- [hir96] M. Hirsch et al., „Double beta decay in left-right symmetric models”, Phys. Lett. **B 374**, 7(1996)
- [hol77] B.R. Holstein und S.B. Treiman, „Tests of spontaneous left-right symmetry breaking”, Phys. Rev. **D 16**, 2369(1977)
- [jac57] J.D. Jackson et al., Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay”, Phys. Rev. **106**, 517(1957)
- [jac02] J.D. Jackson, „Klassische Elektrodynamik”, Gruyter Verlag, Berlin 2002
- [kre99] Michael Kreuz, „Test und Einbau eines Presampler-Kalorimeters für das Kleinwinkel-Neutronenkalorimeter FNC des H1-Experiments”, Diplomarbeit, Heidelberg 1999
- [kuz95] I.A. Kuznetsov et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 794(1995)
- [lee56] T.D. Lee und C.N. Yang, „Question of Parity Conservation in Weak Interactions”, Phys. Rev. **104**(1), 254(1956)
- [leo94] W.R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach.”, Springer Verlag, Heidelberg 1994, 2. and revised edition
- [lia97] P. Liaud et al., „The measurement of the beta asymmetry in the decay of polarized neutrons”, Nuclear Physics **A 612** (1) (1997) pp. 53-81
- [may01] Ulrich Mayer, „Ein Spektrometer zur Untersuchung der Neutrinoasymmetrie im Zerfall freier Neutronen”, Diplomarbeit, Heidelberg 2001
- [may84] T. Mayer-Kuckuk, „Kernphysik”, B.G. Teubner Verlag, Stuttgart, vierte Ausgabe 1984
- [met95] Christian Metz, „Messungen zur Bestimmung der  $\beta$ -Asymmetrie im Neutronenzerfall mit PERKEO II”, Diplomarbeit, Heidelberg 1995
- [moh75] R.N. Mohapatra et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3499(1992)
- [mun01] D. Mund
- [nac90] O. Nachtmann, „Elementary Particle Physics: Concepts and Phenomena”, Springer Verlag, Heidelberg 1990

- [nak03] T. Nakano, „Evidence for a Narrow  $S=+1$  Baryon Resonance in Photoproduction from the Neutron”, Phys. Rev. Lett. **91**(1), 012002(2003)
- [pdg03] Particle Data Group, Homepage, 2003
- [pet02] A. Petoukhov, T. Soldner et al., „Towards a Perfectly Polarized Neutron Beam”, Proceedings to the Workshop „Quark-Mixing, CKM-Unitarity” ISBN 3-930978-60-1, Mattes Verlag Heidelberg (2002)
- [plo00] Christian Plonka, „Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II”, Diplomarbeit, Heidelberg 2000
- [pov95] B. Povh et al., „Teilchen und Kerne – Eine Einführung in die physikalischen Konzepte”, Springer Verlag, Heidelberg 1995
- [rav95] Carsten Raven, „Erste Messungen mit PERKEO II:  $\beta$ -Asymmetrie im Neutronen-Zerfall”, Diplomarbeit, Heidelberg 1995
- [rei99] Jürgen Reich, „Winkelkorrelationen im Zerfall polarisierter Neutronen”, Dissertation, Heidelberg 1999
- [ser95] A. P. Serebrov et al., Nucl. Instr. Meth., **A 357**, 503(1995)
- [ser98] A.P. Serebrov et al., JETP **86**, 1074(1998)
- [sir67] A. Sirlin, Phys. Rev., **164**(5), 1767(1967)
- [sol01] T. Soldner, „Test der Zeitumkehrinvarianz am  $D$ -Koeffizienten des freien Neutronenzerfalls mit Trine”, Dissertation, München 2001
- [sol03] T. Soldner, C. Plonka, Persönliche Mitteilung, Grenoble 2003
- [str78] C. Stratowa et al., Phys. Rev. **D, 18**(11), 3970(1978)
- [vog01] Christian Vogel, „Ein Detektorsystem zur Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$  im Zerfall freier Neutronen”, Diplomarbeit, Heidelberg 2001
- [wil82] D.H. Wilkinson, Nucl. Physics, **377 A**, 474(1982)
- [wu57] C.S. Wu et al., „Experimental Test of of Parity Conservation in Beta Decay”, Phys. Rev. **105**, 1413(1957)
- [zim99] O. Zimmer et al., Phys. Lett. **B 455**,62-68(1999)
- [zim99b] O. Zimmer, Phys. Lett. **B 461**,307-314(1999)



# Tabellenverzeichnis

2.1	Die zwölf fundamentalen Fermionen des Standardmodells – sechs Quarks und sechs Leptonen – und ihre wichtigsten Quantenzahlen.[pov95] . . . . .	6
2.2	Die vier fundamentalen Wechselwirkungen und die Austauschbosonen, die sie vermitteln. Die Gravitation konnte noch nicht in dieses Schema integriert werden. Das Graviton als Austauschboson mit Spin 2 wurde noch nicht beobachtet.[pov95] . . . . .	6
2.3	Die Korrelationskoeffizienten aus der Jackson-Formel. Angegeben sind neben der funktionalen Abhängigkeit von $\lambda$ die zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit gültigen Weltmittelwerte sowie die mit den Koeffizienten verbundene Symmetriebrechung. . . . .	12
2.4	Aktuelle Grenzen für die Suche nach rechtshändigen Strömen [dub99]. . . . .	15
3.1	Werte der beiden Asymmetrien $A$ und $B$ aus früheren Messungen mit kalten, polarisierten Neutronen. . . . .	17
4.1	Kalibrationskonstanten für die 12 ADC-Kanäle, ermittelt aus den beiden Peaks der Wismut-Quelle. . . . .	41
5.1	Die Fehler aufgrund des Gains (links) und des Energieoffsets (rechts) für die meßbaren Asymmetrien in den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). Die Werte in Klammern sind von Detektor 1 abweichende Werte für Detektor 2. . . . .	55
5.2	Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund der Polarisierung und der Flippeffizienz für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). Die beiden Effekte werden gemeinsam betrachtet, da sie sich aufgrund der Gl. 5.25 gegenseitig beeinflussen. Die Werte in Klammern geben abweichende Werte für Detektor 2 an. . . . .	64
5.3	Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund des Randeffektes für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). . . . .	66
5.4	Die Ergebnisse der Simulationen für den magnetischen Spiegeleffekt. Die angegebenen Zahlen entsprechen der prozentualen Korrektur, die an den jeweiligen Meßwert anzubringen ist, um den realen Wert zu berechnen. Die angegebenen Fehler sind statistisch und beziehen sich auf die idealen Fitbereiche (siehe Abschn. 5.13). . . . .	70
5.5	Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund des elektromagnetischen Spiegeleffektes für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). . . . .	71
5.6	Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). . . . .	73
5.7	Die Zählraten für die Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen ohne Schnitt auf die Stopereignisse für die Messung mit Neutronenstrahl und mit Shutter. Die Fehler sind rein statistisch. Die Betrachtung muß dabei in zwei Teile aufgespalten werden, da nach einigen Tagen die Hochspannung an einem Photomultiplier signifikant geändert wurde und daher auch der Nachpulseffekt (und damit die Unterdrückung) signifikant anders war (vergleiche Abschnitt 5.1.1). Die tabellierten Zählraten sind im Text ausführlich erläutert. . . . .	99

5.8	Die bestimmten und abgeschätzten Zählraten für die zufälligen Koinzidenzen mit Schnitt auf die Stopereignisse. Die Fehler sind rein statistisch. Die tabellierten Zählraten sind im Text ausführlich erläutert. Alle Werte beziehen sich auf den ersten Analyseteil. Die Zahlen für den zweiten Teil wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mittabelliert. . . . .	99
5.9	Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund der zufälligen Koinzidenzen für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). . . . .	105
5.10	Die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmten Werte für die mittlere Flugzeit der Protonen und die Zeit, nach der 90% der Protonen den Detektor erreicht haben. . . . .	106
5.11	Mittlere Korrekturen der Mittelwerte aufgrund der Nachpulse für den jeweils gewählten Fitbereich (siehe Abschn. 5.13). Es werden hier nur die Werte für die erste Meßzeit angegeben, also vor dem Hochdrehen des Photomultipliers. . . . .	112
5.12	Die optimalen Fitbereiche für die einzelnen Meßgrößen des Experiments. . . . .	118
5.13	Die erhaltenen Werte für die Betaasymmetrie $A$ für die verschiedenen Teilbereiche des Datensatzes. Die Werte unterliegen einem großen, nicht einfach abschätzbaren Fehler aufgrund der Untergrundbehandlung. . . . .	121
5.14	Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Betaasymmetrie $A$ bei der Messung mit Koinzidenz. In Klammern angegebene Werte sind bereits in die Fitfunktion integriert. . . . .	122
5.15	Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Neutrinoasymmetrie $B$ bei der Messung im gleichen Halbraum. Eingeklammerte Korrekturen sind bereits in die Fitfunktion integriert. . . . .	124
5.16	Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Neutrinoasymmetrie $B$ bei der Messung in entgegengesetzten Halbräumen. Eingeklammerte Korrekturwerte sind bereits in die Fitfunktion integriert. . . . .	126
5.17	Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Neutrinoasymmetrie $B$ bei der differentiellen Auswertung der Protonenasymmetrie, Methode 1. Eingeklammerte Werte sind bereits in die Fitfunktion integriert. . . . .	128
5.18	Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Neutrinoasymmetrie $B$ bei der differentiellen Auswertung der Protonenasymmetrie, Methode 2. Eingeklammerte Werte sind bereits in die Fitfunktion integriert. . . . .	129
5.19	Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Protonenasymmetrie $C$ , Methode 1. Eingeklammerte Werte sind bereits in die Fitfunktion integriert. . . . .	131
5.20	Zusammenstellung aller Korrekturen und der entsprechenden Fehler für die Protonenasymmetrie $C$ , Methode 2. . . . .	132

# Abbildungsverzeichnis

1.1	James Chadwick (20.10.1891-1974), der Entdecker des Neutrons. . . . .	1
1.2	Enrico Fermi (29.09.1901-29.11.1954). . . . .	1
1.3	Tsung Dao Lee (links, 22.09.1922) und Chen Ning Yang (Mitte, 25.11.1926) und Chien-Shiung Wu (rechts, 31.05.1912-16.02.1997). . . . .	2
2.1	Das Feynman-Diagramm des Betazerfalls des Neutrons. Ein d-Quark des Neutrons (ddu) wird in ein u-Quark umgewandelt, ein $W^-$ -Boson wird emittiert, das in ein Elektron und ein Elektronantineutrino zerfällt. . . . .	10
2.2	Die Winkelverteilung der drei Zerfallsprodukte bezüglich des Neutronenspins. Es wurden $6 \times 10^7$ Ereignisse für diese Simulation generiert. Für die Asymmetriekoeffizienten wurden die derzeit gültigen Weltmittelwerte benutzt. . . . .	13
2.3	Ausschließungsplot in der $\zeta$ - $\delta$ -Ebene. Gezeigt sind das 90 und das 95%-Konfidenzintervall für die aktuellen Weltmittelwerte der Eingangsparameter $A$ , $B$ und $\tau$ . . . . .	14
2.4	Hypothetischer Ausschließungsplot in der $\zeta$ - $\delta$ -Ebene. Gezeigt sind das 90 und das 95%-Konfidenzintervall für die aktuellen Weltmittelwerte der Eingangsparameter $A$ , $B$ und $\tau$ , falls der Fehler auf $B$ halbiert wird. . . . .	15
3.1	Das Energiespektrum der Elektronen beim Zerfall nichtpolarisierter Neutronen. Links oben die unkorrigierte Form $\tilde{F}(E_e)$ des Fermispektrums. Die drei anderen Graphen beschreiben die energieabhängige, prozentuale Änderung des Spektrums durch die drei Korrekturen in der Form $\frac{F_{korrt.}^i(E_e) - \tilde{F}(E_e)}{\tilde{F}(E_e)}$ . Die Korrekturen sind dabei auf gleiche Zählrate normiert worden. Die Energieachse entspricht der kinetischen Energie der Elektronen. . . . .	20
3.2	Links der Vergleich des Fermispektrums mit dem durch die relativistische Geschwindigkeit verformten Fermispektrum, also des Summen- und Differenzspektrums. Beide Spektren sind auf gleiche Zählrate normiert. Rechts der Verlauf der experimentellen Asymmetrie $A_{exp}$ in Abhängigkeit von der kinetischen Elektronenenergie. . . . .	21
3.3	Minimaler Winkel zwischen Neutronenspin und Elektronenimpuls, bei dem Elektron und Proton in denselben Halbraum emittiert werden können. . . . .	22
3.4	Links die beiden Einzelspektren, wenn Elektron und Proton in denselben Halbraum emittiert werden. Die relativen Zählraten wurden dabei beibehalten. Rechts die Differenz bzw. die Summe der beiden Einzelspektren, normiert auf die gleiche Zählrate. . . . .	23
3.5	Die experimentelle Asymmetrie $B_{exp}$ für Elektron und Proton im selben Halbraum. Ab einer Elektronenenergie von ca. 236keV verläuft die Kurve sehr flach. . . . .	24
3.6	Links die beiden Einzelspektren für die beiden Spinzustände für den Fall Elektron und Proton in verschiedenen Halbräumen mit beibehaltenen Zählratenverhältnissen. Rechts das dazugehörige Summen- und das Differenzspektrum, es wurde auf gleiche Zählrate normiert. . . . .	25
3.7	Die experimentelle Asymmetrie $B_{exp}$ für den Fall Elektron und Proton in verschiedenen Halbräumen. Ihre starke Energieabhängigkeit führt zu einer großen Sensitivität auf die Detektorfunktion. . . . .	25

3.8	Abhängigkeit der experimentellen Protonenasymmetrie von der Wahl der unteren Integrationsgrenze für die Elektronenenergie. Ein Schwelleneffekt des Detektors (siehe Abschnitt 5.1.1) wird hier nicht berücksichtigt. . . . .	26
3.9	Links die Einzelspektren zur Protonenasymmetrie im korrekten Verhältnis der Zählraten. Rechts das Summen- und das Differenzspektrum, normiert auf die gleiche Zählrate. . . . .	27
3.10	Der theoretisch erwartete Verlauf der Asymmetriefunktion bei idealen Elektronendetektoren. Die Kurve hängt stark von der Elektronenenergie ab und ist damit sensitiv auf die Detektorfunktion. . . . .	27
4.1	Querschnitt des Spektrometers PERKEO II. Das Magnetfeld teilt den Raum in zwei Halbräume auf. Beide Seiten sind sowohl mit einem Elektronendetektor als auch einem Protonendetektor bestückt. In Strahlrichtung ist das Zerfallsvolumen durch Blenden begrenzt. . . . .	30
4.2	Querschnitt der Strahlführung des Spektrometers PERKEO II. Stark strahlende Komponenten wie der Leiterausgang oder der Polarisator sind in der Kasematte untergebracht, die eigentliche Meßapparatur befindet sich in der Experimentierzone. Die Gesamtlänge der Apparatur beträgt ungefähr 9m . . . . .	31
4.3	Links eine einfache, schematische Zeichnung des Protonenkonverters. Rechts einige Spektren, die bei Testmessungen im Labor mit einem Protonenstrahl bei verschiedenen Spannungen gewonnen wurden [rei99]. In der realen Messung wurden wegen Problemen mit dem Untergrund bei höheren Spannungen eine Spannung von $20kV$ angelegt. . . . .	33
4.4	Beispiele für die Pedestals der vier Detektoren sowie Fits an die Pedestals mit Gaußkurven. Aufgrund von nichtlinearen Effekten in der Elektronik beschreiben diese den Verlauf der Kurven nur ungenau. Im Rahmen der Analyse sind die Pedestals bereits auf Null verschoben. . . . .	36
4.5	Korrektur der Spinabhängigkeit des Pedestals für Detektor 1. Die Nullpunkte konnten sehr genau übereinandergeschoben werden, eine weitere Verzerrung des Spektrums konnte ausgeschlossen werden. . . . .	37
4.6	Der Effekt der Kalibration auf die Homogenität des Detektors. Dargestellt ist die Lage des oberen Wismutpeaks vor und nach der Kalibration für die einzelnen Punkte des Scans über das Zerfallsvolumen. . . . .	40
4.7	Der Effekt der Kalibration auf die Kanallage der einzelnen Scanpunkte. Es wird hier die Verteilung der Peaklagen des oberen Wismutpeaks vor und nach der Kalibration gezeigt. . . . .	40
4.8	Auswirkung der Kalibration auf die Gesamtspektren, also die Summe aller Einzelspektren des Scans. Links für Detektor 1, rechts für Detektor 2. Die Anzahl der dargestellten Ereignisse pro Detektor ist gleich, sie wurden lediglich durch das Kalibrationsverfahren umsortiert. . . . .	41
4.9	Fits an die beiden Wismut-Eichpeaks. Links die Fits für Detektor 1, rechts für Detektor 2. Der Fit an beide Peaks gleichzeitig (unten) scheitert am unbekanntem Verlauf des Untergrunds über diesen großen Fitbereich. Die Fitfunktion berücksichtigt z.B. nicht alle $\gamma$ -Linien des Präparates. . . . .	43
4.10	Fits an den Cer-Peak für die beiden Detektoren. Die untere Flanke ist wegen Nichtlinearitätseffekten nicht weiter anfitbar. . . . .	44
4.11	Linearität der Detektoren 1 und 2. Bei Detektor 1 liegen die drei Eichpunkte sehr gut auf einer Geraden, bei Detektor 2 ist die Unsicherheit größer. . . . .	44
4.12	Einige Ergebnisse zu den Fits an die einzelnen Scanpunkte, links für Detektor 1, rechts für Detektor 2. Ganz oben Fits für je einen einzelnen Punkt in der Detektormitte. In den mittleren Plots die Verteilung der aus den einzelnen Fits erhaltenen Detektorauflösungen bei 1MeV für die einzelnen Scanpunkte. Unten die aus den Auflösungen berechneten Photoelektronenzahlen. . . . .	47
5.1	Die Triggerfunktionen der beiden Detektoren. Detektor 1 ist effizienter als Detektor 2. Die Verstärkung eines Photomultipliers bei Detektor 2 war im ersten Teil der Messung zusammengebrochen. Daher müssen hier zwei verschiedene Triggerfunktionen verwendet werden. Oberhalb von Kanal 150 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten in jedem Fall 100%. Die Umrechnung der Kanäle in Energien erfolgt über die Gl. 4.17 in Abschn. 4.4.3. . . . .	53



- 5.2 Vergleich zwischen der Methode der gekreuzten Polarisatoren und einem einzelnen Polarisator. Links die Wellenlängenabhängigkeit, rechts die Winkelabhängigkeit. . . . . 59
- 5.3 Links die Wellenlängenanalyse des mit gekreuzten Polarisatoren. Die Wellenlängenabhängigkeit ist vollständig unterdrückt. Rechts die Analyse des Neutronenstrahls, der mit Hilfe von gekreuzten Polarisatoren polarisiert wurde, mit einer  $^3\text{He}$ -Zelle. Der Analysebereich liegt zwischen 7.5 und 10Å. Verschiedene Farben stellen verschiedenen Bereiche des Zerfallsvolumens dar. . . . . 60
- 5.4 Schematischer Aufbau der Messung der Polarisation mit gekreuzten Polarisatoren. Die Neutronen aus dem Leiter werden erst mit Hilfe eines Supermirrorpolarisators mit vertikalen Platten polarisiert. Dieser und der linke Spinflipper wurden auch im Experiment verwendet. Der zweite Spinflipper und die Analysatoreinheit aus einem Polarisator mit horizontalen und einem mit vertikalen Platten sind hinter dem Experiment angebracht. Der Chopper ermöglicht eine Flugzeitanalyse der Neutronen und damit eine wellenlängenaufgelöste Messung. Die Komponenten zur adiabatischen Drehung des Neutronenspins sind nicht dargestellt. . . . . 61
- 5.5 Die Neutronenspektren an den fünf Meßpunkten der Polarisation, normiert auf gleiche Meßzeiten. Aufgrund der symmetrischen Anordnung der Punkte sind jeweils zwei Spektren nahezu identisch. Rechts zeigt die logarithmische Darstellung den Einfluß des Wellenlängenschneiders auf die Spektren. . . . . 62
- 5.6 Das gemessene Produkt  $ap$  für die fünf Meßpunkte. Eingezeichnet ist ebenfalls der integrierte Fluß an den fünf Punkten (Skala rechts), mit dessen Hilfe der gewichtete Mittelwert bestimmt wird. . . . . 62
- 5.7 Links der Vergleich der Polarisationsmessung in vertikaler Richtung für den Punkt +15mm. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist keine vertikale Variation der Polarisation meßbar. Rechts die Werte für die Spinflippeffizienz an den fünf Meßpunkten. . . . . 64
- 5.8 Der Einfluß des Randeffekts auf die vier Elektronspektren. Links der Fall Elektron und Proton im gleichen Halbraum, rechts in entgegengesetzten Halbräumen, jeweils für die beiden Spinstellungen. Die Verzerrung der Spektren ist groß, der Einfluß auf die gemessenen Asymmetrien klein. 66
- 5.9 Die Auswirkungen des magnetischen Spiegeleffekts auf die verschiedenen Asymmetriemessungen. Links jeweils ohne eine Verschiebung von Neutronenstrahl und Mitte des Magnetfeldes, rechts für eine Verschiebung des Neutronenstrahls um 4mm in Richtung auf Detektor *A*. Ganz oben die Messung von *B* für Elektron und Proton im gleichen Halbraum, in der Mitte für entgegengesetzte Halbräume und unten die Spektren in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für eine Messung von *C*. . . . . 69
- 5.10 Korrektur der vier Spektren  $Q_{++}$ ,  $Q_{-}$ ,  $Q_{+-}$  und  $Q_{-+}$  durch den elektro-magnetischen Spiegeleffekt, wenn die Zentren von magnetischem Feld und elektrischem Potential mit dem des Neutronenstrahls zusammenfallen. Oben der gesamte Bereich, unten die gleichen Diagramme mit skaliertem  $y$ -Achse, um die Änderung für den mittleren Energiebereich sichtbar zu machen. Der niederenergetische Bereich wird durch die Unterdrückung der Elektronen durch das elektrische Potential dominiert. . . . . 72
- 5.11 Der Einfluß des Gitters auf die vier Spektren. Links die beiden Spinstellungen für Elektron und Proton im gleichen Halbraum, rechts für entgegengesetzte Halbräume. Die eingezeichneten Balken sind nicht die statistischen Fehler, die in meisten Fällen sehr viel kleiner (unsichtbar) sind, sondern dienen nur der Markierung der Werte. . . . . 73
- 5.12 Das gemessene Flugzeitspektrum der Rückstreuereignisse. Hier sind nur die Ereignisse dargestellt, die beide Detektoren triggern, bei denen also ein Rückstreuereignis erkannt wurde. . . . . 74

5.13	Bestimmung des Anteils der Rückstreueereignisse, die Detektor 1 zuerst erreichen, jedoch Detektor 2 zugeordnet werden. Dazu wird das Spektrum der Rückstreueereignisse (schwarz) durch die Triggerfunktion (blau, rechte Achse) geteilt. Der Unterschied zwischen dem so erhaltenen Spektrum (rot) und dem ursprünglichen Spektrum liefert einen oberen Schätzwert für die falsch zugeordneten Ereignisse. In den Bereich, in dem die Triggerfunktion Null ist, wird dabei eine Extrapolation durchgeführt. Der Anteil der falsch zugeordneten Ereignisse liegt (für alle Spektren) bei 0.2(1)%.	75
5.14	Vergleich zwischen den gemessenen und den simulierten Flugzeitspektren für Elektron und Proton im gleichen Halbraum (links) und in entgegengesetzten Halbräumen (rechts) für die ersten $4\mu\text{s}$ . Die Form der Spektren wird in beiden Fällen gut wiedergegeben. Simuliert wurden $10^7$ Ereignisse.	77
5.15	Der simulierte und der gemessene asymptotische Verlauf der Protonenflugzeitspektren für die komplette Länge des Koinzidenzfensters von $58\mu\text{s}$ für die beiden Meßmethoden. Der Verlauf wird annäherungsweise korrekt wiedergegeben. Es ist deutlich erkennbar, daß die mittlere Flugzeit der Protonen im Fall Elektron und Proton im gleichen Halbraum deutlich höher ist als in dem anderen Fall. Dies entspricht den Erwartungen, da bei dieser Methode große Emissionswinkel gegenüber dem magnetischen Feld bevorzugt werden.	78
5.16	Zwei Beispielfiles zur Aussortierung der Flipperintervalle. Die $x$ -Achse entspricht einer Zeitachse, jeder Punkt entspricht 10s Meßzeit. Links ein File, das vollständig für die Analyse akzeptiert wurde. Alle auftretenden Schwankungen sind statistisch erklärbar. Rechts ein File, bei dem eine Entladung der Hochspannung in Intervall 19 erfolgte. Das Intervall und seine beiden Nachbarn werden aussortiert und nicht für die Analyse verwendet.	81
5.17	Überblick über den Meßmodus „Neutronenstrahl“ für einen Tag Meßzeit. Die $x$ -Achse entspricht der Filenummer des gemessenen Files (jeweils ca. 170s). Oben: Histogramme für einen Datensatz zur Auswahl der Schnittbedingungen für Daten, links die Mittelwerte, rechts die Medianwerte. Unten: Zeitliche Entwicklung der mittleren Zählraten. Deutlich erkennbar gibt es einen Sprung bei File 6630, den die Mittel- und Medianwerte nach unten machen. Die Files umfassen eine Meßzeit von 24h. Aussortiert wurden die Files in dem Bereich, in dem der Sprung nach unten in der Triggerrate auftrat.	82
5.18	Überprüfung der Unterdrückung der kurzfristigen Schwankungen. Oben die Differenz der beiden Flipperstellungen für den Shutter und die Bi-Quelle. Unten die gleichen Differenzen unter der Koinzidenzbedingung, daß Start- und Stoppsignal im gleichen Halbraum (Detektor) aufgetreten sind. In beiden Fällen wird keine Spinabhängigkeit gemessen, d.h. die Differenz ist im Rahmen der Statistik Null ( $1\sigma$ -Umgebung).	83
5.19	Die gemessenen Untergrundverhältnisse für die beiden Detektoren ohne Koinzidenz. Oben ohne Hochspannung, unten mit eingeschalteter Hochspannung. Links für Detektor 1 und rechts für Detektor 2.	85
5.20	Die Differenz Shutter Down - Shutter Up für die beiden Detektoren mit und ohne Hochspannung. Links Detektor 1 und rechts Detektor 2. Oben der direkte Vergleich, unten die Differenz der beiden Spektren. Im Fitbereich ist die Differenz im Rahmen der Statistik mit Null verträglich.	86
5.21	Die Spektren für Flipper Off und Flipper On nach der Korrektur auf strahlbedingten Untergrund. Links für Detektor 1, rechts für Detektor 2, oben ohne und unten mit Hochspannung.	87
5.22	Die nichtkoinzidenten Zählerspektren. Links wieder Detektor 1, rechts Detektor 2, oben ohne und unten mit Hochspannung. Bei eingeschalteter Hochspannung ergibt sich unterhalb von Kanal 200 ein zusätzlicher Untergrund, der vermutlich durch Protonen entsteht, die als Startsignale erkannt werden.	88
5.23	Links die Herausvergrößerung des Flugzeitspektrums für die ersten $4\mu\text{s}$ für Start- und Stoppsignal im gleichen Halbraum. Rechts die Spektren der Stoppsignale für den Fall gleicher Halbraum. Die Peaks im Untergrund sind hochspannungsbedingt und abziehbar.	88

- 5.24 Den Beginn des Flugzeitspektrums und das Spektrum der Stoppsignale für Start- und Stop im gleichen Halbraum bei Anwendung der Anti-Nachpuls-Bedingung, also der Bedingung, daß beim Stoppen mindestens zwei Photomultiplier im Detektor eine Energie von 15keV enthalten. . . . . 89
- 5.25 Links die gemessenen Spektren der Startsignale, bei denen ein Stoppsignal registriert wurde, bei einer Messung mit Neutronenstrahl (schwarz, rot) und bei geschlossenen Shutter (grün, blau), rechts die zugehörigen Flugzeitspektren in den gleichen Farben für die beiden Meßmethoden. Für die Spektren im gleichen Halbraum wurde die Anti-Nachpuls-Bedingung angewandt. Ug steht für Untergrund und meint die Spektren aus der Messung mit Shutter. Der koinzidente Untergrund tritt nur bei der Messung im gleichen Halbraum auf. . . . . 90
- 5.26 Die Differenz der Energiespektren der Startsignale für die Messung mit Shutter für verschiedene Tage. Links Detektor 1, rechts Detektor 2. Die Differenz ist im Fitbereich vollständig mit Null verträglich, der koinzidente Untergrund ist also fehlerfrei abziehbar. . . . . 91
- 5.27 Der Beginn des Flugzeitspektrums und das Spektrum der Stoppsignale für die Messung in entgegengesetzten Halbräumen. Die Anti-Nachpuls-Bedingung wurde nicht angewandt, da in entgegengesetzten Halbräumen keine Nachpulse auftreten. . . . . 92
- 5.28 Der Quotient aus direkten und zufälligen Koinzidenzen nach Abzug des Shutters, links für den gleichen Halbraum, rechts für entgegengesetzte Halbräume. Die Konstanz des Quotienten ab Kanal 100 zeigt, daß der Untergrund im Fitbereich der Asymmetrien korrekt abgezogen wird. . . 93
- 5.29 Die Differenz der Flugzeitspektren für den Neutronenstrahl und den Shutter. Die Peakstruktur des Untergrunds ist in der Differenz nicht mehr erkennbar. . . . . 93
- 5.30 Das Flugzeitspektrum der verzögerten Koinzidenzen für Detektor 1 bei eingeschaltetem Neutronenstrahl und ausgeschaltetem Flipper. Links die Situation ohne Schnitte auf die Stoppsignale zur Bestimmung des Exponenten. Rechts das Flugzeitspektrum bei Anwendung aller Schnitte zur Bestimmung der zugehörigen Stopzählrate. Der vordere Teil des Spektrums ( $< 5\mu s$ ) konnte aufgrund eines Timingproblems nicht für die Analyse verwendet werden. Der Anstieg am Ende des Spektrums liegt an einer schwankenden Länge des Zeitfensters (an dessen Ende automatisch ein Stoppsignal von der Elektronik geliefert wird). Der Fitbereich wird jeweils zwischen diesen beiden Effekten gewählt. . . . . 98
- 5.31 Die Flugzeitspektren für Startsignal in Detektor 1 bei ausgeschaltetem Spinflipper. Gezeigt sind jeweils alle auftretenden Stoppsignale (also beide Halbräume) für eine Messung mit Neutronenstrahl (schwarz) und mit Shutter (rot) bei direkter Messung und bei verzögerter Koinzidenz (Strahl: grün, Shutter: magenta). Die Differenz Strahl minus Shutter für die direkte Messung ist blau markiert. . . . . 101
- 5.32 Links ein berechnetes Flugzeitspektrum zufälliger Koinzidenzen unter den echten Koinzidenzen. Betrachtet wurde der Fall Start- und Stoppsignal im gleichen Halbraum für Detektor 1 bei ausgeschaltetem Flipper. Zum Vergleich ist das direkt gemessene Flugzeitspektrum der zufälligen Koinzidenzen mit denselben Schnitten eingezeichnet. Rechts das Spektrum der Startsignale für die Messung mit Neutronen im gleichen Halbraum und eingeschaltetem Flipper. Dieses Spektrum entspricht dem Spektrum der Startsignale zufälliger Koinzidenzen (die beiden Kurven wurden auf gleiche Zählrate in den Kanälen 0 bis 200 skaliert). . . . . 101
- 5.33 Links die berechneten Energiespektren der zufälligen Koinzidenzen für verschieden große Energiebereiche für Detektor 1 bei eingeschaltetem Flipper. Ein Bin entspricht dabei 8keV. Rechts die Differenz zwischen den Spektren ohne Unterteilung minus eine Unterteilung in Bereich von 64keV. Innerhalb der Fitbereiche wird der Untergrund ohne Berücksichtigung der Energieabhängigkeit um 25% überschätzt. . . . . 103
- 5.34 Der Inhalt der Energiespektren der Startsignale oberhalb der höchsten Elektronenenergie für Detektor 1 für alle vier Spektren. Im Rahmen der Statistik sind keine Ereignisse mehr vorhanden, der Untergrund wird also richtig bestimmt und abgezogen. . . . . 104

5.35	Links die Spektren aller Startereignisse für die Messung mit der Bi-Quelle für die beiden Detektoren. Rechts die Flugzeitspektren für die Messung mit der Bi-Quelle mit Detektor 1 für die beiden Energiebereiche Kanal 400 bis 500 und Kanal 900 bis 1000. Diese Bereiche entsprechen den beiden Elektronenlinien der Quelle. Die Hochspannung wurde in beiden Plots bereits abgezogen. . . . .	107
5.36	Links der Vergleich der Stopwahrscheinlichkeiten pro Bin für die beiden in Abb. 5.35 rechts gezeigten Flugzeitspektren. Rechts die integrierten Nachpulswahrscheinlichkeiten der beiden betrachteten Bereiche für beide Detektoren. . . . .	108
5.37	Links der Quotient der beiden betrachteten Energiebereiche ((400-500keV) durch (900-1000keV)) für die beiden Detektoren. Obwohl der zeitliche Verlauf der Wahrscheinlichkeiten nicht unabhängig von der Energie ist, können die kleinen Änderungen in einer Monte-Carlo-Simulation vernachlässigt werden. Rechts die Energiespektren der Bi-Quelle für Detektor 1 unter verschiedenen Koinzidenzbedingungen. . . . .	109
5.38	Der Quotient der Energiespektren der Messungen mit der Bi-Quelle unter der Bedingung, daß ein Nachpuls erfolgt ist, durch das Spektrum aller Starts. Dieser Wert ist ein Maß für die Nachpuls Wahrscheinlichkeit bei einer bestimmten Energie. . . . .	110
5.39	Quotient der als Nicht-Nachpuls erkannten Signale durch alle Startsignale. Im Bereich ohne echte Koinzidenzen ergibt sich eine Konstante, die Energieabhängigkeit der Nachpulse ist vollständig verschwunden. Die Anti-Nachpuls-Bedingung arbeitet also zuverlässig. Die genaue Beschreibung der Spektren erfolgt im Text. . . . .	111
5.40	Das Verhältnis der Spektren unter Berücksichtigung des Nachpulsens durch die Spektren ohne Berücksichtigung des Nachpulsens für die Simulation und die Messung (theoretische Funktion „von Hand“ angepaßt). Der Einfluß des Nachpulsens auf die Spektren wird von der Simulation in beiden Detektoren um mehr als einen Faktor 4 unterschätzt. . . . .	112
5.41	Die gemessenen Spektren für die beiden Meßmodi mit Elektron und Proton im gleichen Halbraum (oben) und in entgegengesetzten Halbräumen (unten). Dargestellt sind jeweils die gemessenen Spektren nach Anwendung der Anti-Nachpuls-Bedingung für die Messung mit Neutronenstrahl und die Messung mit geschlossenem Shutter sowie die zugehörigen, berechneten Spektren der zufälligen Koinzidenzen. . . . .	114
5.42	Die Fits an die näherungsweise bestimmten Differenzspektren. Links Detektor 1, rechts Detektor 2, oben für die Messung im gleichen Halbraum, unten für entgegengesetzte Halbräume. Bei Detektor 1 sind die Nachpulse klein genug, um gute Fits an die Spektren zu erlauben, bei Detektor 2 stören die Nachpulse die Spektren zu stark. Gefittet wurde jeweils von Kanal 150 bis 650. . . . .	117
5.43	Die Fits an die experimentellen Asymmetrien bei der Bestimmung der Betaasymmetrie $A$ ohne Koinzidenz. Links für Detektor 1, rechts für Detektor 2. In beiden Fällen ist der Datensatz vor Hochdrehen des Photomultipliers dargestellt. Die Hochspannung ist eingeschaltet. Als Fitbereich wurde Kanal 300 bis 650 gewählt, da bei der Messung ohne Koinzidenz der Untergrund nicht bis zu tieferen Kanälen bestimmt ist. . . . .	120
5.44	Links der Fit für die Betaasymmetrie $A$ bei der Messung im gleichen Halbraum für Detektor 1, rechts für Detektor 2. Hier wurde die Methode benutzt, bei der die relative Protoneneffizienz eingeht. . . . .	122
5.45	Links der Fit für die Neutrinoasymmetrie bei der Messung im gleichen Halbraum für Detektor 1, rechts für Detektor 2. . . . .	125
5.46	Links der Fit für die Neutrinoasymmetrie bei der Messung in entgegengesetzten Halbräumen für Detektor 1, rechts für Detektor 2. . . . .	126
5.47	Links der Fit für die Neutrinoasymmetrie bei der differentiellen Auswertung der Protonenasymmetrie für Detektor 1, rechts für Detektor 2. In beiden Fällen wurde zur Gewinnung der Spektren die Methode 1 benutzt. . . . .	128

- C.1 Die realisierte Schaltung für die Messung der Neutrinoasymmetrie  $B$ . Nicht eingezeichnet ist die Aufhebung der Bedingung "2 aus 6" Photomultipliern, da diese in zukünftigen Experimenten nicht verwendet werden soll. . . . . 141

