

FAKULTÄT FÜR PHYSIK DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN
LEHRSTUHL FÜR EXPERIMENTALPHYSIK E21

**Test der Zeitumkehrinvarianz
am D -Koeffizienten des freien Neutronenzerfalls
mit Trine**

Torsten Soldner

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. A. J. Buras

Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr. K. Schreckenbach
2. Univ.-Prof. Dr. St. Paul
3. Univ.-Prof. Dr. D. Dubbers, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
(schriftliche Beurteilung)

Die Dissertation wurde am 21.12.2000 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 16.03.2001 angenommen.

Zusammenfassung

Der D -Koeffizient im Neutronenzerfall beschreibt die Korrelation zwischen Elektron, Antineutrino und Neutronenspin. Er ist ein Test auf Verletzung der Zeitumkehrinvarianz und auf Physik jenseits des Standardmodells. Der derzeitige experimentelle Weltmittelwert $D = -(5 \pm 14) \cdot 10^{-4}$ ist mit dem Standardmodell verträglich. Final-State-Effekte treten erst im Bereich 10^{-5} auf und lassen zwei Größenordnungen Spiel für Tests auf Zeitumkehrinvarianz durch Nullmessungen.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst Anforderungen an einen Detektor für D abgeleitet und mögliche systematische Effekte theoretisch untersucht. Wesentliche Ergebnisse sind die Begründung des Konzepts des symmetrischen Detektors, der zwei zueinander orthogonale longitudinale Spiegelebenen von Zerfallsvolumen und Detektorkombinationen besitzen muss, und die Abhängigkeit der Empfindlichkeit auf D vom Winkel zwischen Elektron- und Protonendetektor (das Proton wird statt des Antineutrinos nachgewiesen), die bei leicht stumpfen Winkeln ihr Maximum erreicht. Hauptinhalt ist jedoch die Messung des D -Koeffizienten mit dem Detektor Trine, die im Rahmen dieser Arbeit vorbereitet, durchgeführt und zu großen Teilen ausgewertet wurde. Diese Messung liefert den zur Zeit genauesten Wert für D .

Trine detektiert Proton und Elektron aus dem Neutronenzerfall in Abhängigkeit vom Neutronenspin. Der Protonnachweis wurde von BECK entwickelt und verwendet PIN-Dioden mit besonders dünnen Eintrittsfenstern. Zum Elektronnachweis werden Vieldrahtkammern in Koinzidenz mit Plastiksziintillatoren eingesetzt. 1999 fand eine Teststrahlzeit am Forschungsreaktor des Instituts Laue Langevin, Grenoble, statt. Aufgrund dieser Messung wurden die Szintillatoren segmentiert und die vom Detektor akzeptierte Strahldivergenz erhöht. Mit dem verbesserten Detektor wurden während einer 100 tägigen Strahlzeit am ILL 2000 etwa $50 \cdot 10^6$ Ereignisse aufgenommen, von denen bisher $30 \cdot 10^6$ Ereignisse ausgewertet sind.

Wichtige Vorteile des Detektors Trine gegenüber konkurrierenden Messungen sind seine starke Segmentierung mit zwölf Detektorebenen und vier Gruppen von Detektorkombinationen je Ebene und der ortsauflösende Elektronnachweis mit Hilfe der Drahtkammern. Das erlaubt eine Aussortierung der Ereignisse mit kritischer Systematik und damit eine weitgehende Unterdrückung der insbesondere durch die paritätsverletzenden Koeffizienten A und B verursachten systematischen Effekte. Das vorläufige Ergebnis, in das $13.8 \cdot 10^6$ Ereignisse eingehen, lautet $D_{\text{preliminary}} = -(3.1 \pm 7.8^{\text{stat}} \pm 4.7^{\text{syst}}) \cdot 10^{-4}$. Zur Kleinheit des statistischen Fehlers trägt das hohe Signal-Untergrund-Verhältnis von 23, das auf die Verwendung der PIN-Dioden und der Drahtkammern zurückzuführen ist, wesentlich bei. Der in $D_{\text{preliminary}}$ angegebene systematische Fehler wurde sehr konservativ nach oben abgeschätzt und wird sich bei der weiteren Datenanalyse reduzieren.

Die bisherige Datenanalyse zeigte, dass die Messung mit Trine einen Genauigkeitsbereich erreicht, in dem systematische Effekte wesentlich werden. Eine deutliche Verbesserung der Genauigkeit erfordert Detektoren, bei denen jede Detektorebene in sich symmetrisch ist und nur einen kurzen Abschnitt des Neutronenstrahls erfasst. Dazu ist eine weitere Segmentierung des Elektronnachweises nötig, die zur Vermeidung von Streuung ohne Drahtkammern auskommen sollte. Zur Untergrundsunterdrückung müssen für die niederenergetischen Zerfallselektronen einsetzbare alternative Konzepte, z.B. zweischichtige Szintillatoren oder Kombinationen aus Gasdetektoren und Szintillatoren, entwickelt werden.

Abstract

The D coefficient in neutron decay describes the correlation between electron, antineutrino, and neutron spin. It tests for a violation of time reversal invariance and for physics beyond the Standard model. The current experimental world average of $D = -(5 \pm 14) \cdot 10^{-4}$ is consistent with the Standard model. Final state effects appear only at a level of 10^{-5} and leave a further two orders of magnitude space for tests of a violation of time reversal invariance by measuring a deviation from 0.

The first part of the present work is devoted to the theoretical investigation of requirements for a D detector and of possible systematic effects. The main results are the derivation of the concept of a symmetric detector possessing two orthogonal longitudinal mirror planes for the decay volume and detector combinations and the dependence of the statistical sensitivity of the detector on the angle between the detectors for electron and proton (the latter is detected instead of the antineutrino) with its maximum at slightly obtuse angles. The main part, however, is devoted to the D measurement Trine which was prepared, carried out, and analyzed in most parts within the present work. This measurement results in the presently most precise value for D .

Trine detects proton and electron as a function of the spin of the decaying neutron. The proton detection was developed by BECK and is based on PIN diodes with particularly thin entrance windows. The electrons are detected by means of multi wire proportional chambers in coincidence with plastic scintillators. A test run was carried out in 1999 at the research reactor of the Institut Laue Langevin. Because of experience gained from this measurement, the scintillators were split and the accepted beam divergence of the detector was increased. With the improved detector, $50 \cdot 10^6$ events were collected during a 100 days beam time at ILL in 2000. Presently, $30 \cdot 10^6$ of these events are analyzed.

The main advantages of the Trine detector compared with competing measurements are its strong segmentation with 12 detector planes with four groups of detector combinations in each detector plane and the spatial resolution achieved using the wire chambers. This allows us to separate events with dubious systematics and to suppress the systematic effects possibly caused by the parity violating coefficients A and B . The preliminary result from $13.8 \cdot 10^6$ good events is

$$D_{\text{preliminary}} = -(3.1 \pm 6.2^{\text{stat}} \pm 4.7^{\text{syst}} \pm 4.7^{\text{syststat}}) \cdot 10^{-4}.$$

The smallness of the statistical error is partially due to the high signal to background ratio of 23 that allows us to use the available statistics completely. This ratio can be traced back to the good separation of the signal from the noise by the PIN diodes as well as to the gamma suppression of the wire chambers. The systematic error of $D_{\text{preliminary}}$ is estimated conservatively and will reduce in further data analysis.

Hitherto data analysis showed that the measurement with Trine start to scratch a region of precision where systematic effects become important. A further significant improvement of precision requires detectors where each detector plane is intrinsically symmetric and covers only a short range of the neutron beam. Therefore, stronger segmentation is needed. To suppress scattering, wire chambers should be avoided in future. For background suppression, alternative concepts applicable to the low energy decay electrons, e.g. two layered scintillators or combinations of gaseous detectors with scintillators, should be developed.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
Einleitung	1
1 Der Neutronenzerfall	3
1.1 Kinematik des Neutronenzerfalls	3
1.1.1 Das Betaspektrum	3
1.1.2 Folgerungen aus Energie- und Impulserhaltung	5
1.1.3 Winkelkorrelationen im kinematischen Modell	6
1.1.4 Monte-Carlo-Simulation des kinematischen Modells	8
1.1.5 Diskussion des kinematischen Modells	9
1.2 Klassische Theorie des Betazerfalls	10
1.2.1 Auswahlregeln	10
1.2.2 Der Hamiltonian des Betazerfalls	11
1.2.3 Die V–A-Theorie der schwachen Wechselwirkung	12
1.3 Observablen des Neutronenzerfalls	13
1.3.1 Lebensdauer des Neutrons τ_n , FIERZ-Interferenz-Koeffizient b und Elektron-Antineutrino-Korrelation a	14
1.3.2 Die paritätsverletzenden Koeffizienten A und B	16
1.3.3 Die zeitumkehrinvarianzverletzenden Koeffizienten D und R	16
1.4 Neutronenzerfall im Standardmodell	17
1.5 D -Koeffizient und Zeitumkehr	18
2 Zur Messung des D-Koeffizienten	20
2.1 Detektion der Zerfallsteilchen	20
2.2 Grundprinzipien zur Messung der Koeffizienten im Neutronenzerfall	21
2.2.1 Messung über Spektren	21
2.2.2 Messung über Zählraten	22
2.3 Charakterisierung der Statistik einer Messapparatur	25
2.4 Monte-Carlo-Simulationen	27
2.4.1 Unkorreliertes Modell zur Integration	27
2.4.2 JACKSON-Modell zur Simulation von Zählraten und Spektren	29
2.4.3 Fehler der Monte-Carlo-Verfahren	29
2.5 Detektordesign und systematische Effekte	30
2.5.1 Einfluss des Winkels zwischen Elektron- und Protondetektor	30
2.5.2 Kompensierbare systematische Effekte	32
2.5.2.1 Von der Achse abweichende Polarisation	32
2.5.2.2 Strahldivergenz oder gegenüber der transversalen Spiegelebene versetzter Einzeldetektor	32

2.5.2.3	Kombination aus Strahldivergenz, von der Achse abweichender Polarisation und versetztem Detektor	33
2.5.3	Nicht kompensierbare systematische Effekte	34
2.5.3.1	Inhomogene Detektoreffizienz	34
2.5.3.2	Streuung der Zerfallsteilchen	35
2.5.3.3	Nichtzentraler Strahl	35
2.5.3.4	Inhomogene Polarisation im Zerfallsvolumen	36
2.5.3.5	Felddurchgriff	37
2.5.4	Zeitabhängige Effekte	37
2.5.5	Zusammenfassung	39
2.6	Bisherige und konkurrierende Messungen von D	39
2.6.1	Die Messung von STEINBERG et al. am ILL	39
2.6.2	Die Messung von EROZOLIMSKI et al. am KURCHATOV-Institut	41
2.6.3	Die Messung von emiT am NIST	42
2.6.4	Apparatekonstanten konkurrierender D -Messungen	43
3	Das Experiment Trine	45
3.1	Die Messapparatur	45
3.1.1	Trine β und Trine	45
3.1.2	Aufbau des Detektors	47
3.1.2.1	Elektronnachweis	47
3.1.2.2	Protonnachweis	48
3.1.2.3	Detektorgeometrie und Bezeichnungen	49
3.1.2.4	Magnetisches Führungsfeld	50
3.1.2.5	Vakuumsystem	52
3.1.2.6	Kühlung	52
3.1.3	Datenaufnahmesystem	52
3.1.3.1	Triggersystem	53
3.1.3.2	Datenaufnahme	56
3.1.3.3	Steuerung und Monitoring	57
3.1.3.4	Triggerraten und Totzeit	59
3.1.4	Strahlführung und Polarisation	60
3.1.4.1	Polarisator	60
3.1.4.2	Realisierte Strahlführung	60
3.1.4.3	Blendensystem	61
3.1.4.4	Magnetische Führungsfelder, Spinflipper	62
3.1.4.5	Polarisation	63
3.1.4.6	Strahlprofile	63
3.2	Ablauf der Strahlzeit am ILL	67
3.3	Die Apparatekonstanten von Trine	68
3.3.1	Vorbetrachtungen und Bezeichnungen	68
3.3.2	Berechnungsverfahren	69
3.3.3	Theoretische Spektren	70
3.3.4	Theoretische Trefferwahrscheinlichkeiten	71
3.3.5	Reduzierte Apparatekonstanten	72
3.4	Verfahren zur Datenanalyse	74
3.4.1	Aufbereitung der Rohdaten	75
3.4.1.1	Datenreinigung und Sortierung nach Spins	75
3.4.1.2	Datenkomprimierung, Erstellung von Stichproben	75
3.4.2	Berechnung der Asymmetrie für eine Detektorkombination	76

3.4.2.1	Bestimmung der Peakflächen in den Flugzeitspektren	76
3.4.2.2	Berechnung der Asymmetrien	78
3.4.2.3	Test auf systematische Drifts und Zusammenfassung der Asymmetrien verschiedener Stichproben	79
3.4.3	Kombinationen der Asymmetrien der Detektorkombinationen, Berechnung von D	80
3.5	Ergebnisse der Datenanalyse	81
3.5.1	Stabilität der Messung	81
3.5.2	Qualität des Untergrundsfits	83
3.5.3	Spektren	84
3.5.4	Tests der Systematik	85
3.5.4.1	Verschiedene Berechnungen von d	85
3.5.4.2	Untergrund und Zählraten	86
3.5.4.3	Die kombinierte Asymmetrie $\alpha_{\varphi,(D)}$	89
3.5.4.4	Abschätzung von P_x und P_y	90
3.5.4.5	Die kombinierte Asymmetrie $\alpha_{\varphi,(z)}$	90
3.5.4.6	Abschätzung des systematischen Fehlers aus der Strahlverschiebung	92
3.5.4.7	Zusammenfassung und Diskussion	92
3.5.5	Berechnung von D	94
3.6	Diskussion und Ausblick	95
A	Charakterisierung der Detektorkomponenten	99
A.1	Elektronendetektoren	99
A.1.1	Justierung für die Szintillatoren	99
A.1.2	Fitfunktion zur Kalibrierung der Elektronendetektoren	100
A.1.3	Bestimmung der Nachweiseffizienz der Drahtkammern	101
A.1.4	Energiekalibrierung und Energieauflösung der Szintillatoren	103
A.1.5	Homogenität der Elektronendetektoren	104
A.1.6	Linearität	106
A.2	Protonnachweis	107
A.2.1	Fokussierung	107
A.2.2	PIN-Dioden	109
A.2.3	Zeitauflösung der Flugzeitmessung	109
A.3	Magnetisches Führungsfeld	110
B	Simulationen zur Optimierung der Strahlführung	112
C	Bestimmung der Polarisierung	114
D	Fit und Fehlerbehandlung des Untergrunds	117
E	Software	120
E.1	Das Programm <code>integrate</code>	120
E.2	Das Programm <code>trine</code>	122
	Literaturverzeichnis	122
	Abbildungsverzeichnis	129
	Tabellenverzeichnis	131
	Danksagung	132

Einleitung

Physiker lieben Symmetrien. Symmetrien sind nach dem NOETHER-Theorem mit Erhaltungssätzen verbunden, schränken also die Entwicklungsmöglichkeiten oder Zustände eines physikalischen Systems ein und erleichtern somit die Arbeit des Physikers. Klassische Beispiele sind Translationsinvarianz in Raum und Zeit und Rotationsinvarianz, die zu Impuls-, Energie- und Drehimpulserhaltung führen. Die Kombination der Translationsgruppe mit den Punktgruppen erzeugt die 230 Raumgruppen, die die diskreten Symmetrien aller Kristalle beschreiben. Sie werden zur Systematisierung der Kristalle verwendet und vereinfachen die Untersuchung zahlreicher Eigenschaften, beispielsweise die Berechnung von Bandstrukturen, beträchtlich.

Auch aus der modernen Elementarteilchenphysik sind Symmetrien nicht wegzudenken; sie dienen unter anderem der Klassifizierung der Elementarteilchen und spielen eine wichtige Rolle bei der Aufstellung der Theorien. Die Bedeutung der Symmetrien wird sehr schön an der Geschichte der Theorie des Betazerfalls deutlich: Aus der Berufung auf die Gültigkeit der diskreten Symmetrien Parität, Ladungskonjugation und Zeitumkehr in der Anfangszeit resultierten viele Schwierigkeiten und Unstimmigkeiten, die erst mit der Aufgabe dieser Symmetrien – vorgeschlagen von LEE und YANG (1956) und für die Parität experimentell nachgewiesen von WU et al. (1957) – verschwanden. Auch der Versuch, wenigstens die aus Parität und Ladungsumkehr kombinierte Symmetrie CP zu retten, erwies sich als Irrweg, als CHRISTENSON et al. 1964 die Verletzung dieser Symmetrie im Zerfall neutraler Kaonen zeigten.

Die Entdeckung der CP-Verletzung führte zu einer Vielzahl von Erklärungsversuchen, von denen einer besonders erfolgreich und weitreichend war: KOBAYASHI und MASKAWA zeigten, dass die CP-Verletzung durch eine Erweiterung der CABIBBO-Matrix, die die Mischung zwischen den Quarks beschreibt, auf drei Dimensionen in die WEINBERG-Theorie, der Keimzelle des Standardmodells, eingebaut werden könnte. In einer solchen 3×3 -Matrix existiert eine komplexe Phase, die nicht Null sein muss [KOB73] und damit verantwortlich für CP-Verletzung wäre. Konsequenz ist die Existenz einer dritten Quarksgeneration, die inzwischen entdeckt wurde. Für den Kaonenzerfall lässt sich das Auftreten von indirekter CP-Verletzung – CP-Verletzung in der Mischung zwischen den CP-Eigenzuständen des Kaonensystems – und von direkter CP-Verletzung – CP-Verletzung im Wechselwirkungsoperator des Zerfalls selbst – voraussagen. Die Entdeckung der direkten CP-Verletzung im Kaonensystem 1987 am CERN (NA31) und ihr endgültiger Nachweis 1999 am FERMI-Lab sind eine glänzende Bestätigung dieses Ansatzes und machen den Rückgriff auf alternative Modelle wie z.B. die von WOLFENSTEIN vorgeschlagene superschwache Wechselwirkung unnötig. Die CP-Verletzung im Kaonenzerfall scheint damit im Rahmen des Standardmodells verstanden, muss aber noch in anderen Systemen getestet werden. Seit kurzem nehmen die ersten Experimente Daten, die die CP-Verletzung im System der B-Mesonen prüfen sollen (BaBar [BAB00], Belle [BEL00]).

Trotz dieses Erfolgs des Standardmodells gibt es Hinweise auf seine Grenzen. Das sind zum Einen die Grenzen des Modells an sich, d.h. die Tatsache, dass auch das Standardmodell auf zahlreiche Parameter angewiesen ist, die es nicht selbst erklären kann. Weiterhin ist z.B. unklar, warum es gerade drei Familien mit leichten Neutrinos gibt und weshalb die Quarks mischen. Solche Fragen müssen aus einer tiefer liegenden Theorie verstanden werden. Andererseits gibt es auch experimentelle Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells, die meisten aus der Astrophysik. So ist die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Kosmos und damit die Existenz des geeigneten Lesers im Standardmodell wohl nicht

erklärbar. Ist zum Urknall eine solche Asymmetrie nicht vorhanden, kann sie nach SACHAROW nur von Prozessen erzeugt werden, die CP und die Baryonenzahlerhaltung verletzen und während einer Phase der Ausdehnung des Alls abseits des thermischen Gleichgewichts stattfinden. Im Standardmodell wäre hierzu ein elektroschwacher Phasenübergang erster Ordnung nötig; aufgrund der derzeitigen experimentellen Untergrenze für die Higgsmasse ist aber der mit dem Standardmodell verträgliche Phasenübergang zu schwach [BER00].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem Test auf Physik jenseits des Standardmodells: der Messung des D -Koeffizienten im Zerfall freier polarisierter Neutronen und der damit verbundenen Suche nach einer über die Vorhersagen des Standardmodells hinausgehenden Verletzung der Zeitumkehrinvarianz.

In Kapitel 1 wird die Theorie des Neutronenzerfalls vorgestellt. Dabei wird nach einer Ableitung wichtiger Beziehungen aus rein kinematischen Überlegungen (Abschnitt 1.1) der Schwerpunkt auf die klassische Theorie des Betazerfalls gelegt (Abschnitt 1.2) und auf das Standardmodell nur kurz eingegangen (Abschnitt 1.4), weil die klassische Theorie in mancher Hinsicht allgemeiner ist. Wichtigster Teil dieses Kapitels ist die Vorstellung der Observablen des Neutronenzerfalls in Abschnitt 1.3. Hier werden der D -Koeffizient und andere insbesondere für die systematischen Effekte einer D -Messung relevante Koeffizienten definiert. Abschnitt 1.5 diskutiert den Zusammenhang zwischen D -Koeffizient und Zeitumkehrinvarianz und stellt Voraussagen verschiedener Theorien gegenüber.

Kapitel 2 beleuchtet aus theoretischer Sicht die Messung des D -Koeffizienten. Dabei wird auch auf die Messung der anderen Koeffizienten eingegangen. Nach der Herleitung der zur Charakterisierung einer Messapparatur wesentlichen Apparatekonstanten wird ein numerisches Verfahren zu deren Berechnung angegeben. Abschnitt 2.5 beschäftigt sich mit dem Design eines Detektors zur Messung von D und untersucht wichtige systematische Effekte und ihre numerische Erfassbarkeit. Schließlich werden die bisherigen Messungen von D vorgestellt.

Hauptteil dieser Arbeit ist Kapitel 3, das sich mit dem Experiment Trine¹⁾ beschäftigt. Dieses Experiment wurde von BECK und dem Autor in einer kleinen Kollaboration mit französischen Instituten aufgebaut. Im Jahr 2000 fand die Datennahme am Forschungsreaktor des ILL²⁾ statt. Nach der Vorstellung der Messapparatur in Abschnitt 3.1 wird eine erste Datenanalyse durchgeführt. Resultat ist ein Wert für D , der die Voraussagen des Standardmodells bestätigt und der – obwohl er nur einen Teil der insgesamt aufgenommenen Daten verwendet – über die Genauigkeit der bisherigen D -Messungen hinausgeht. Im letzten Abschnitt des Kapitels werden Folgerungen für den Aufbau eines neuen Detektors angegeben, die insbesondere die in der Datenanalyse aufgetretenen systematischen Effekte reduzieren sollen. Detaillierte weitere Informationen über die Eigenschaften der Detektorkomponenten, die Messung der Polarisation, Details der Datenanalyse sowie eine Übersicht der für die Simulationen und die Datennahme entwickelten Software finden sich im Anhang.

Wegen der Komplexität des vorgestellten Experiments und der kleinen Kollaboration ist die Datenanalyse nicht abgeschlossen. Bei der weiteren Auswertung kann sich insbesondere eine Reduzierung des systematischen Fehlers, der durchgängig nach oben abgeschätzt wurde, ergeben; die Hinzunahme der bisher nicht untersuchten Daten wird die statistische Genauigkeit des Ergebnisses weiter verbessern und aufgrund der etwas anderen Systematik neue Zugänge zu den systematischen Effekten eröffnen. Insofern ist der in der Arbeit angegebene Wert für D vorläufig.

¹⁾Time reversal invariance neutron experiment.

²⁾Institut Laue Langevin.

Kapitel 1

Der Neutronenzerfall

Das Neutron zerfällt in Proton, Elektron und Anti-Elektronneutrino¹⁾:

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

Das ist ein Dreikörperzerfall, der in der Theorie des Betazerfalls beschrieben wird. Aus den klassischen Theorien (Kinematik und Statistik) lassen sich jedoch bereits sehr gute Näherungen für die Spektren der Zerfallsprodukte und die Winkelverteilungen zwischen den Zerfallsteilchen ableiten. Das wird in Abschnitt 1.1 durchgeführt.

In Abschnitt 1.2 wird die Theorie des Betazerfalls vorgestellt. Sie führt zu Resultaten, die über die Ergebnisse der kinematisch-statistischen Betrachtung hinausgehen. Die in die Theorie eingehenden Kopplungskonstanten können aus Koeffizienten bestimmt werden, die gerade die Abweichung dieser Resultate von denen der klassischen Theorien beschreiben. Die entsprechenden Observablen werden in Abschnitt 1.3 diskutiert. Abschnitt 1.4 stellt die moderne Beschreibung des Neutronenzerfalls im Standardmodell vor.

Im gesamten Kapitel wird in Einheiten mit $c = 1$ sowie mit den relativistischen Energien der Teilchen gerechnet, d.h. die Energie beinhaltet stets die Ruhemasse des Teilchens.

1.1 Kinematik des Neutronenzerfalls

In diesem Abschnitt werden die Resultate aus den klassischen Theorien Kinematik und Statistik für den Neutronenzerfall als Dreikörperzerfall hergeleitet. Effekte der schwachen Wechselwirkung werden nicht betrachtet.

Weil die im Neutronenzerfall frei werdende Energie von der Größenordnung der Masse des Elektrons und groß gegen die des Antineutrinos ist, sind zumindest die beiden leichten Zerfallsprodukte relativistisch zu behandeln. Im Folgenden werden alle Teilchen relativistisch behandelt. Die für die Kinematik des Neutronenzerfalls wichtigen Eigenschaften der Teilchen sind in Tab. 1.1 angegeben.

1.1.1 Das Betaspektrum

Die Energieverteilung der Zerfallsprodukte in einem Dreikörperzerfall wird durch den verfügbaren Phasenraum bestimmt. Im Neutronenzerfall kann die kinetische Energie des Protons vernachlässigt werden (siehe letzte Spalte in Tab. 1.1). Deshalb wird nur der Phasenraum für Elektron und Antineutrino betrachtet. Weiterhin wird für die Masse des Antineutrinos $m_{\bar{\nu}} = 0$ eingesetzt²⁾. Das Betaspektrum des

¹⁾Im Folgenden Antineutrino.

²⁾Der Nachweis der Neutrinooszillationen impliziert zwar $m_{\nu} \neq 0$. Die bisherigen Experimente zur Neutrinomasse ergaben aber nur obere Grenzen, die sehr klein sind (siehe Tab. 1.1, [Gro00]). Daher ist die Näherung $m_{\bar{\nu}} = 0$ berechtigt. Für die Berechnung des Betaspektrums wäre auch $m_{\bar{\nu}} \neq 0$ mathematisch handhabbar.

Teilchen	i	Masse m_i [$\frac{\text{MeV}}{c^2}$]	$E_{0,i}$ [MeV]	$E_{0,i} - m_i$ [MeV]
Neutron	n	939.565 33(4)		
Proton	p	938.272 00(4)	938.272 75(6)	0.000 75(7)
Elektron	e	0.510 998 902(21)	1.292 58(6)	0.781 58(6)
Antineutrino	$\bar{\nu}$	<0.000 003	0.782 01(6)	0.782 01(6)
$m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}}$		0.782 33(7)		

Tab. 1.1: Massen [GRO00] und Endpunktenergien $E_{0,i}$ der Betaspektren der am Neutronenzerfall beteiligten Teilchen. Die Werte für $E_{0,i}$ folgen aus (1.16).

Elektrons folgt dann aus der Zahl der Zustände im Phasenraumvolumen $d^3p_e d^3p_{\bar{\nu}}$ unter Verwendung der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung und des Energiesatzes $E_e + E_{\bar{\nu}} = m_n - m_p =: E_0$ ³⁾ (siehe auch z.B. [POV99]):

$$d\rho_e = \frac{(4\pi)^2}{(2\pi\hbar)^6} E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2} (E_0 - E_e)^2 dE_e. \quad (1.2)$$

Wird der Rückstoß auf das Proton berücksichtigt, ergibt sich für den Endpunkt des Spektrums der in Tab. 1.1 angegebene Wert $E_{0,e}$ (vergleiche Abschnitt 1.1.3). Dieser Wert ist etwas geringer als der Wert E_0 , weil Letzterer durch Aufteilung der gesamten Zerfallsenergie auf Elektron und Antineutrino definiert wurde. Im Folgenden wird der tatsächliche Endpunkt des Betaspektrums aus Tab. 1.1 für E_0 in (1.2) eingesetzt. Weitere Einflüsse des Rückstoßes auf das Spektrum werden vernachlässigt.

Die COULOMB-Anziehung zwischen Elektron und Proton führt dazu, dass das Elektron im Unendlichen eine geringere Energie als am Kernort hat (siehe z.B. [GRO89, Kapitel 2]). Der Effekt wird durch die FERMI-Funktion $F(Z, E)$ (siehe z.B. [KON74]) beschrieben, wobei Z die Ladung des Tochterkerns ist. Für nichtrelativistische Elektronen im Feld eines kugelförmigen Kerns gilt die Näherung [POV99]

$$F(Z, E_e) \approx \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}} \quad \text{mit} \quad \eta = \pm \frac{Z\alpha}{v_e} = \pm \frac{Z\alpha}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_e}{E_e}\right)^2}} \quad \text{für } \beta^\mp\text{-Zerfall}. \quad (1.3)$$

v_e ist die Geschwindigkeit des Elektrons in Einheiten von c , α die Feinstrukturkonstante. Im Neutronenzerfall ($Z = 1$) gilt schon ab niedrigen Elektronenergien $\eta \ll 1$, woraus $F \approx 1$ folgt.

Das Spektrum des Elektrons (1.2) muss mit der FERMI-Funktion korrigiert werden:

$$\begin{aligned} G_e(E_e) &:= F(1, E_e) \rho_e(E_e) \\ &= \frac{(4\pi)^2}{(2\pi\hbar)^6} F(1, E_e) E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2} (E_{0,e} - E_e)^2. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Die Abweichung vom Spektrum ohne COULOMB-Korrektur (1.2) ist gering und spielt nur für sehr kleine Elektronenergien eine Rolle (vergleiche Abb. 1.1).

Das Spektrum des Antineutrinos ergibt sich analog zu (1.2):

$$d\rho_{\bar{\nu}} = \frac{(4\pi)^2}{(2\pi\hbar)^6} \sqrt{(E_{0,\bar{\nu}} + m_e - E_{\bar{\nu}})^2 - m_e^2} (E_{0,\bar{\nu}} + m_e - E_{\bar{\nu}}) E_{\bar{\nu}}^2 dE_{\bar{\nu}}. \quad (1.5)$$

Die Spektren sind in Abb. 1.1 dargestellt.

³⁾Hierzu ist die Vernachlässigung des Rückstoßes auf das Proton erforderlich.

⁵⁾Wegen $F > 1$ (für Elektronen) ist die Fläche unter dem korrigierten Spektrum größer. Dies entspricht einer höheren Zerfallswahrscheinlichkeit. Für den β^+ -Zerfall gilt das Gegenteil.

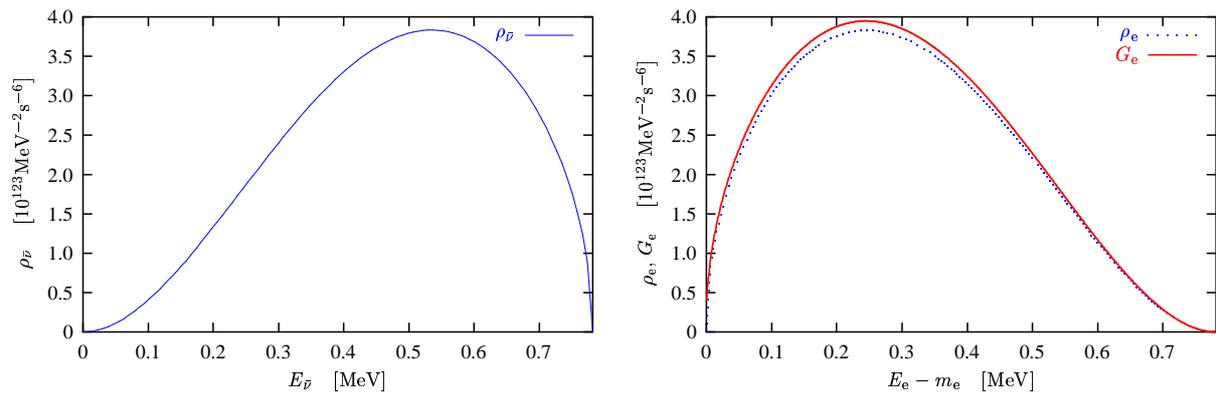


Abb. 1.1: Spektren von Antineutrino (links) und Elektron (rechts) aus Phasenraumargumenten. Für das Elektron ist auch der Verlauf ohne COULOMB-Korrektur dargestellt⁵⁾.

1.1.2 Folgerungen aus Energie- und Impulserhaltung⁶⁾

Energie- und Impulssatz für den Neutronenzerfall lauten im Schwerpunktsystem des Neutrons

$$m_n = E_p + E_e + E_{\bar{\nu}} \quad \text{und} \quad (1.6)$$

$$0 = \vec{p}_p + \vec{p}_e + \vec{p}_{\bar{\nu}}. \quad (1.7)$$

Die relativistische Energie-Impuls-Beziehung

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \quad (1.8)$$

reduziert die Zahl der Unbekannten in den vier Gleichungen (1.6) und (1.7) auf neun. Drei der Unbekannten fixieren die Orientierung im Raum (z.B. zwei Winkel für den Normalenvektor auf die Ebene, in der der Zerfall stattfindet, und ein Winkel für die Emissionsrichtung des Elektrons in dieser Ebene) und sind in diesem Sinne keine “intrinsischen” Größen des Zerfalls. Es sind somit nur zwei wirklich “intrinsische” Größen nötig, um die Kinematik des Neutronenzerfalls vollständig zu bestimmen⁷⁾. In Hinblick auf spätere Betrachtungen seien dies die Energie des Elektrons, E_e , und der Winkel zwischen Elektron und Antineutrino, $\theta_{e,\bar{\nu}}$.

Zur Vereinfachung wird für das Antineutrino wieder die Ruhemasse 0 angesetzt. Dann vereinfacht sich (1.8) für das Antineutrino zu

$$E_{\bar{\nu}} = p_{\bar{\nu}}. \quad (1.9)$$

In einem Koordinatensystem, in dem das Elektron in x -Richtung emittiert werde, gilt für die Impulse der Teilchen:

$$0 \stackrel{!}{=} \vec{p}_e + \vec{p}_{\bar{\nu}} + \vec{p}_p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} p_e + \begin{pmatrix} \cos \theta_{e,\bar{\nu}} \\ \sin \theta_{e,\bar{\nu}} \end{pmatrix} p_{\bar{\nu}} + \begin{pmatrix} \cos \theta_{e,p} \\ \sin \theta_{e,p} \end{pmatrix} p_p.$$

Mit (1.7) lassen sich zunächst p_p und $\theta_{e,p}$ eliminieren. Unter Verwendung von (1.6), (1.8) und (1.9)

⁶⁾Eine sehr nützliche Zusammenstellung der für die folgenden Herleitungen verwendeten Formeln findet sich in [LAN92, Kapitel 1].

⁷⁾Wird der Spin des Neutrons in die Betrachtungen mit einbezogen, muss auch die Orientierung bezüglich des Spins als intrinsische Größe bezeichnet werden. Für die Kinematik spielt dies jedoch keine Rolle.

ergeben sich schließlich die nur noch von E_e und $\theta_{e,\bar{\nu}}$ abhängenden Beziehungen:

$$p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}, \quad (1.10)$$

$$p_{\bar{\nu}} = \frac{m_n^2 - m_p^2 + m_e^2 - 2m_n E_e}{2(p_e \cos \theta_{e,\bar{\nu}} + m_n - E_e)}, \quad E_{\bar{\nu}} = p_{\bar{\nu}}, \quad (1.11)$$

$$p_p = \sqrt{p_e^2 + p_{\bar{\nu}}^2 + 2p_e p_{\bar{\nu}} \cos \theta_{e,\bar{\nu}}}, \quad E_p = m_n - E_e - E_{\bar{\nu}}, \quad (1.12)$$

$$\cos \theta_{e,p} = -\frac{p_{\bar{\nu}} \cos \theta_{e,\bar{\nu}} + p_e}{p_p}. \quad (1.13)$$

1.1.3 Winkelkorrelationen im kinematischen Modell

Wird das zerfallende Teilchen als spinloses Punktteilchen betrachtet, gibt es keine ausgezeichnete Richtung, und die Emission der einzelnen Zerfallsteilchen muss isotrop erfolgen. Gleichwohl sind die Teilchen untereinander korreliert. Aus kinematischen Überlegungen lassen sich bereits sehr gute Näherungen für die Winkelkorrelationen zwischen den Zerfallsteilchen angeben.

Die Helizitäten der Zerfallsteilchen werden in diesem Abschnitt nicht berücksichtigt. Sie führen zu einer zusätzlichen Winkelkorrelation (Koeffizient a , vergleiche Abschnitt 1.3.1), die beim Neutronenzerfall jedoch gering ist.

Es wird folgendes Modell betrachtet: Teilchen 1 werde mit der Energie E_1 , die wie in Abschnitt 1.1.1 angegeben verteilt ist, isotrop und mit dem Impuls \vec{p}_1 emittiert. Wegen der dadurch vorgegebenen Richtung muss die Emission der beiden anderen Teilchen nicht mehr isotrop erfolgen. Das durch diese beiden Teilchen gebildete System bewegt sich mit dem Impuls $-\vec{p}_1$. Es wird nun aber angenommen, dass die Emission der Teilchen 2 und 3 in ihrem gemeinsamen Schwerpunktsystem isotrop erfolgt. Dieses Modell wird im Folgenden als *kinematisches Modell* bezeichnet⁸⁾.

Es seien M die Masse des zerfallenden Teilchens (das im Laborsystem ruhe), m_i die Massen, E_i die Energien und \vec{p}_i die Impulse der entstehenden Teilchen sowie E_{cms} , \vec{p}_{cms} und \vec{v}_{cms} Energie, Impuls und Geschwindigkeit des aus den Teilchen 2 und 3 gebildeten Schwerpunktsystems⁹⁾. Größen im Schwerpunktsystem werden durch ' gekennzeichnet.

Für den Zerfall des Teilchens M in 1 und das Schwerpunktsystem aus 2 und 3 müssen bereits Energie- und Impulssatz gelten. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \vec{p}_1 &= -\vec{p}_{\text{cms}}, \\ M &= E_1 + E_{\text{cms}}. \end{aligned}$$

Mit

$$E_{\text{cms}} = \sqrt{m_{\text{cms}}^2 + p_{\text{cms}}^2} \quad (1.14)$$

kann dem Schwerpunktsystem eine Ruhemasse

$$m_{\text{cms}} = \sqrt{M^2 - 2E_1 M + m_1^2} \quad (1.15)$$

zugeordnet werden. Das ist gerade die Masse (bzw. Energie), die im Schwerpunktsystem auf die beiden Teilchen 2 und 3 aufgeteilt wird. Es muss offenbar

$$m_{\text{cms}} \geq m_2 + m_3$$

⁸⁾In diesem Modell ergeben sich im Laborsystem Winkelkorrelationen, die allein durch die Kinematik bedingt sind. Allerdings ist das Teilchen 1 ausgezeichnet. Das Modell ist deshalb nur dann in sich konsistent, wenn die Ergebnisse von der Wahl des Teilchens 1 unabhängig sind. Dies lässt sich analytisch nur schwer überprüfen. Unten wird jedoch ein numerischer Test durchgeführt, der für Elektron und Antineutrino als Teilchen 1 die gleichen Resultate liefert.

⁹⁾So lange dies möglich ist, soll die Ableitung allgemein gehalten werden. Später führt das Anwenden auf den Neutronenzerfall zu Vereinfachungen.

gelten. Daraus folgt mit (1.15) sofort die maximale Energie des Teilchens 1 im Laborsystem¹⁰⁾:

$$E_{1,\max} = \frac{M^2 + m_1^2 - (m_2 + m_3)^2}{2M}. \quad (1.16)$$

Für die Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems folgt aus der bekannten Beziehung

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2}}$$

mit $m = m_{\text{cms}}$, (1.14) und (1.15):

$$\vec{v}_{\text{cms}} = -\frac{\vec{p}_1}{M - E_1}. \quad (1.17)$$

Im Schwerpunktsystem legen Energie- und Impulssatz die Energie E'_2 (und analog E'_3 , siehe auch [LAN92, §11]) fest¹¹⁾:

$$E'_2 = \frac{m_{\text{cms}}^2 + m_2^2 - m_3^2}{2m_{\text{cms}}}.$$

Da die Emission der Teilchen modellgemäß im Schwerpunktsystem unkorreliert zu Teilchen 1 erfolgen soll, gilt für die Wahrscheinlichkeit dW_i der Emission von Teilchen $i \in \{2, 3\}$ in das Raumwinkelelement $d\Omega'_i$:

$$dW_i = \frac{1}{4\pi} d\Omega'_i = \frac{1}{2} d|\cos\theta'_i|. \quad (1.18)$$

θ'_i ist der Polarwinkel und werde ohne Beschränkung der Allgemeinheit zwischen $-\vec{v}_{\text{cms}}$ und \vec{p}_i' gemessen. Die Winkelverteilungen zwischen den Teilchen 1, 2 und 3 im Laborsystem folgen unmittelbar aus der Transformation der Verteilung (1.18) ins Laborsystem.

Da diese Transformation im Allgemeinen zu sehr unübersichtlichen Formeln führt, werden nun die Eigenschaften der beim Neutronenzerfall entstehenden Teilchen ausgenutzt. Insbesondere wird das Antineutrino als masselos betrachtet. Damit ist seine Geschwindigkeit stets gleich 1.

Für die Transformation von $\cos\theta'$ aus einem mit v_{cms} in x -Richtung bewegten System ins Laborsystem gilt, wenn sich das zugehörige Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit bewegt [LAN92, (5,6)]:

$$\cos\theta = \frac{\cos\theta' + v_{\text{cms}}}{1 + v_{\text{cms}} \cos\theta'} \quad \text{bzw.} \quad \cos\theta' = \frac{\cos\theta - v_{\text{cms}}}{1 - v_{\text{cms}} \cos\theta}. \quad (1.19)$$

Unter Verwendung von (1.18) folgt für die Winkelverteilung zwischen dem zuerst emittierten Teilchen (Elektron oder Proton) und dem Antineutrino im Laborsystem:

$$dW_{1,\bar{\nu}} = \frac{1}{2} \frac{1 - v_{\text{cms}}^2}{(1 - v_{\text{cms}} \cos\theta_{1,\bar{\nu}})^2} d|\cos\theta_{1,\bar{\nu}}| = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - v_{\text{cms}}^2}{(1 - v_{\text{cms}} \cos\theta_{1,\bar{\nu}})^2} d\Omega_{\bar{\nu}}. \quad (1.20)$$

Es wird nun die differenzielle Zerfallsrate $dW/dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}$ hergeleitet. Dazu werden in die bisherigen Betrachtungen für Teilchen 1 das Elektron und für Teilchen 3 das Proton eingesetzt. Wegen $m_n \gg E_e$ und $m_n \gg m_e$ folgt aus (1.17) $v_{\text{cms}} \ll 1$ ¹²⁾. Damit genügt für (1.20) die Entwicklung bis in das lineare Glied in v_{cms} :

$$dW_{\bar{\nu}} = \frac{1}{4\pi} (1 + 2v_{\text{cms}} \cos\theta_{e,\bar{\nu}}) d\Omega_{\bar{\nu}}.$$

¹⁰⁾Diese Energie entspricht dem Endpunkt des Spektrums unter Berücksichtigung aller Teilchen, also insbesondere im Neutronenzerfall des Rückstoßes auf das Proton (vergleiche Abschnitt 1.1.1). Die resultierenden maximalen Energien für die beim Neutronenzerfall entstehenden Teilchen sind in Tab. 1.1 angegeben.

¹¹⁾Im Schwerpunktsystem erfolgt ein Zweikörperzerfall eines "Teilchens" der Masse m_{cms} .

¹²⁾Diese Näherung ist nicht anwendbar, wenn das Proton als Teilchen 1 eingesetzt wird.

Unter Verwendung von (1.4) folgt:

$$\frac{dW}{dE_e d\Omega_{\bar{\nu}}} = \frac{1}{4\pi} G_e(E_e) (1 + 2v_{\text{cms}} \cos \theta_{e,\bar{\nu}}).$$

Diese Formel gilt, wenn die Emissionsrichtung des Elektrons vorgegeben ist. Da das Elektron isotrop emittiert wird, kann mit $d\Omega_e$ multipliziert werden, und unter Berücksichtigung des Normierungsfaktors $1/4\pi$ und Einsetzen von v_{cms} aus (1.17) folgt:

$$\frac{dW}{dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}} = \frac{1}{(4\pi)^2} G_e(E_e) \left(1 - 2 \frac{p_e}{m_n - E_e} \cos \theta_{e,\bar{\nu}} \right).$$

Mit $\cos \theta_{e,\bar{\nu}} = \vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}} / p_e E_{\bar{\nu}}$ lässt sich dies schreiben als

$$\frac{dW}{dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}} = \frac{1}{(4\pi)^2} G_e(E_e) \left(1 - \frac{2E_e}{m_n - E_e} \frac{\vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} \right). \quad (1.21)$$

Das ist die rein kinematisch (genauer: durch den Rückstoß auf das Proton) bedingte Korrelation zwischen \vec{p}_e und $\vec{p}_{\bar{\nu}}$.

Wegen $E_e \ll m_n$ kann der winkelabhängige Term für die meisten Anwendungen vernachlässigt werden. Das bedeutet, dass Elektron und Antineutrino auch im Laborsystem in sehr guter Näherung unkorreliert zueinander emittiert werden.

Die analytische Herleitung der Winkelkorrelationen zwischen Elektron und Proton oder Proton und Antineutrino ist aufwändiger. Deshalb werden diese Korrelationen durch eine Simulation berechnet.

1.1.4 Monte-Carlo-Simulation des kinematischen Modells

Zur Monte-Carlo-Simulation des in Abschnitt 1.1.3 eingeführten kinematischen Modells werden folgende Schritte ausgeführt:

- Würfeln einer Energie E_e mit der Verteilung nach (1.4),
- Berechnen der Geschwindigkeit des aus Proton und Antineutrino bestehenden Schwerpunktsystems nach Gleichung (1.17),
- Würfeln des im Schwerpunktsystem isotrop verteilten Winkels $\theta'_{e,\bar{\nu}}$ ¹³⁾,
- Transformation des Winkels ins Laborsystem mit (1.19),
- Berechnen der weiteren im Zerfall auftretenden Größen (Gleichungen (1.10) bis (1.13)).

Daraus lassen sich die Spektren von Antineutrino und Proton sowie die Winkelkorrelationen zwischen den Zerfallsteilchen berechnen. Die Ergebnisse für 10^7 Ereignisse sind in Abb. 1.2 dargestellt¹⁴⁾.

Die gleichen Verteilungen wurden auch für das Antineutrino als Teilchen 1 berechnet, d.h. Elektron und Antineutrino wurden im obigen Schema vertauscht, und die Energie des Antineutrinos wurde nach (1.5) verteilt. Die Spektren stimmen im Rahmen der Statistik überein. Das spricht für die Konsistenz des kinematischen Modells (vergleiche Fußnote ⁸⁾), da die Ergebnisse unabhängig von der Wahl der Teilchen sind. Leider ist ein analoger Test für das Proton als Teilchen 1 nicht möglich, weil hier keine analytische Form des Spektrums vorliegt.

¹³⁾In Kugelkoordinaten ist der Winkel mit $\sin \theta'_{e,\bar{\nu}}$ verteilt, siehe (1.18).

¹⁴⁾Das für die Simulationen entwickelte Programm `integrate` wird im Anhang E.1 vorgestellt.

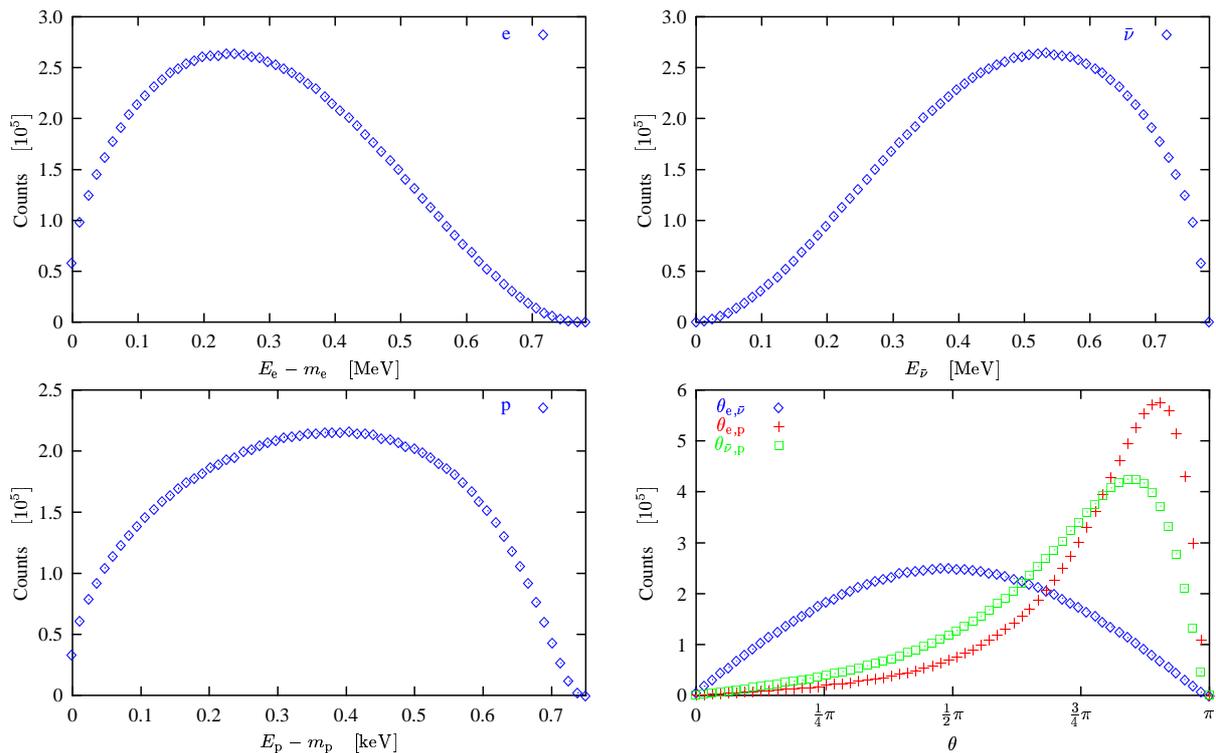


Abb. 1.2: Spektren von Elektron, Antineutrino und Proton sowie Winkelverteilungen zwischen den Zerfallsprodukten im kinematischen Modell (Monte-Carlo-Simulation mit 10^7 Ereignissen, 64 Kanäle; die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbole).

1.1.5 Diskussion des kinematischen Modells

Die kinematische Beschreibung des Neutronenzerfalls ermöglicht die Berechnung der Spektren von Elektron und Antineutrino aus Phasenraumargumenten und die Herleitung sehr guter Näherungen für die Winkelverteilungen und das Spektrum des Protons aus Energie- und Impulserhaltung. Es zeigt sich, dass Elektron und Antineutrino nahezu unkorreliert emittiert werden, während die Winkel zwischen Elektron und Proton und zwischen Antineutrino und Proton deutlich in Richtung π verschoben sind. Ursache hierfür ist die – verglichen mit Elektron und Antineutrino – große Masse des Protons, also die Kinematik des Zerfalls.

Kenntnisse über die Winkelbeziehungen sind erforderlich für das Design eines Detektors, der Korrelationen zwischen den Zerfallsteilchen messen soll. Die Statistik eines Experiments kann durch die Ausnutzung dieser Winkelbeziehungen wesentlich verbessert werden (siehe Kapitel 2).

Das kinematische Modell ist nicht geeignet, um fundamentale Eigenschaften des Neutronenzerfalls zu untersuchen, weil mögliche innere Korrelationen zwischen den Zerfallsteilchen ausgeschlossen werden. Zudem wird der Spin der Teilchen ignoriert¹⁵⁾. Abgesehen von den mit den Spins zusammenhängen-

¹⁵⁾Um den Spin des Neutrons einzubeziehen, ist folgende Argumentation möglich: Durch den Spin des Neutrons gibt es eine ausgezeichnete Richtung. Damit muss die Emission der Teilchen im Allgemeinen nicht mehr isotrop erfolgen, jedoch zylindersymmetrisch bezüglich der durch den Spin vorgegebenen Achse. Die Abweichung von der Kugelsymmetrie kann für die auftretenden Richtungen in Kugelflächenfunktionen Y_l^m entwickelt werden (mit $m = 0$ wegen der Zylindersymmetrie). Aufgrund der bisherigen Ergebnisse werden \vec{p}_e und $\vec{p}_{\bar{\nu}}$ als Richtungen gewählt (\vec{p}_p liegt damit fest). Durch diese beiden Vektoren wird eine Ebene definiert, deren Orientierung bezüglich des Spins ebenfalls anisotrop sein kann. Deshalb muss auch der Normalenvektor auf diese Ebene, $\vec{p}_e \times \vec{p}_{\bar{\nu}}$, berücksichtigt werden. Es ergibt sich als Erweiterung von (1.21):

$$dW \propto G_e (1 + \alpha \vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}} + \mathfrak{A} \cos \theta_{\vec{\sigma}_n, \vec{p}_e} + \mathfrak{B} \cos \theta_{\vec{\sigma}_n, \vec{p}_{\bar{\nu}}} + \mathfrak{D} \cos \theta_{\vec{\sigma}_n, \vec{p}_e \times \vec{p}_{\bar{\nu}}}).$$

Falls für α ein von (1.21) abweichender Wert beobachtet wird, würde dies eine über das Kinematische hinausgehende innere Korrelation zwischen Elektron und Antineutrino nachweisen, die Folge der Wechselwirkungen ist. Diese Betrachtungen sind

den Effekten, die in die kinematische Theorie höchstens phänomenologisch eingebaut werden können, führt die Berücksichtigung der Kopplungen zwischen den Teilchen in der Theorie des Betazerfalls zu (kleinen) Korrekturen an den im kinematischen Modell abgeleiteten Spektren und Winkelverteilungen. Diese Abweichungen enthalten gerade das qualitativ Neue des Betazerfalls und erlauben, die in seine Theorie eingehenden Parameter zu bestimmen. Die Auswirkungen der Korrekturen auf die Spektren von Elektron und Proton sind in den Abbildungen 2.1 und 2.2 dargestellt.

1.2 Klassische Theorie des Betazerfalls¹⁶⁾

Die Entdeckung und Untersuchung des Betazerfalls war mit viele Schwierigkeiten verbunden, da neuartige Teilchen und Effekte auftraten¹⁷⁾: Das beobachtete kontinuierliche Spektrum des Elektrons wurde 1931 durch PAULI mit der Postulierung des Neutrinos erklärt, FERMI stellte 1934 eine erste quantitative Theorie des Betazerfalls auf [FER34], die 1936 durch GAMOW und TELLER erweitert wurde [GAM36] und auch heute noch zur Beschreibung des Kern-Betazerfalls dient.

1956 schlugen LEE und YANG eine Verletzung der Parität im Betazerfall als Lösung des θ - τ -Problems¹⁸⁾ sowie Experimente zum direkten Test der Paritätserhaltung im Betazerfall vor [LEE56]. WU et al. zeigten 1957 am Zerfall von ^{60}Co , dass der Betazerfall in der Tat die Parität verletzt [WU57]. Zunächst wurde dann von einer Erhaltung der Kombination aus Ladungskonjugation und Paritätsoperation, $\hat{C}\hat{P}$, ausgegangen, bis CHRISTENSON et al. 1964 die Verletzung auch dieser Symmetrie im Zerfall der neutralen Kaonen nachwiesen [CHR64].

1.2.1 Auswahlregeln

Da die Kernmasse¹⁹⁾ stets groß gegen die Massen der entstehenden Leptonen (Elektron und Antineutrino bzw. Positron und Neutrino) ist, kann der Kern als ruhend angesehen werden. Der Kernradius R liegt im Bereich weniger Femtometer.

Für Leptonen-Zustände, die einen Bahndrehimpuls $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$ mit der Drehimpulsquantenzahl l besitzen, müssen die Leptonen am mittleren Radius $r_l \sim l\hbar/p$ entstehen. Weil die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Nukleons an diesem Ort proportional zu $(R/r_l)^2$ mit $R/r_1 \leq 1/40$ (siehe z.B. [KON74]) ist, sind Übergänge in Leptonen-Zustände mit einem Bahndrehimpuls $l > 0$ unterdrückt. Diese Übergänge heißen *verboten*.

Für die *erlaubten* Übergänge ($l = 0$) gelten die Auswahlregeln

$$\Delta I \equiv |I_i - I_f| = 0 \quad \text{oder} \quad 1, \quad \pi_i \pi_f = +1,$$

wobei I_i und I_f die Spins sowie π_i und π_f die Paritäten des Anfangs- bzw. Endzustands sind.

Die erlaubten Übergänge werden in Singlett- und Triplet-Endzustände unterteilt, abhängig von den Spins $\vec{\sigma}_e$ und $\vec{\sigma}_{\bar{\nu}}$ der Leptonen, die zum Gesamtspin \vec{S} koppeln. Übergänge zu $S = 0$ heißen FERMI-, zu $S = 1$ GAMOW-TELLER-Übergänge²⁰⁾. Entsprechend ergeben sich die FERMI-Auswahlregel

$$\Delta I = 0 \tag{1.22}$$

natürlich rein phänomenologisch, aber eine recht anschauliche Motivation für die später wesentliche Formel von JACKSON et al. (1.30).

¹⁶⁾Siehe [ROS55, KON74, MK84, GRO89, POV99].

¹⁷⁾Ein interessanter Abriss der frühen Geschichte des Betazerfalls findet sich in [WU59].

¹⁸⁾Experimente für die Teilchen θ^+ und τ^+ ergaben übereinstimmende Lebensdauern und Massen, was für $\theta^+ \equiv \tau^+$ sprach. Es wurden aber Zerfallskanäle mit unterschiedlicher Parität (in zwei bzw. drei Pionen) beobachtet. Nach heutiger Sicht sind θ^+ und τ^+ identisch und werden mit K^+ (Kaon) bezeichnet.

¹⁹⁾Aussagen für den Kern beziehen sich im Folgenden auch auf das Neutron.

²⁰⁾FERMI berücksichtigte in der ersten Theorie des Betazerfalls nur die Übergänge zu $S = 0$ und betrachtete die anderen als unterdrückt [FER34]. GAMOW und TELLER wiesen darauf hin, dass auch der Endzustand $S = 1$ nicht unterdrückt ist [GAM36].

und die GAMOW-TELLER-Auswahlregeln

$$\Delta I = 0 \quad \text{oder} \quad 1, \quad \text{aber nicht} \quad (I_i = 0) \rightarrow (I_f = 0). \quad (1.23)$$

Bei FERMI-Übergängen ändert sich der Spin des Kerns nicht, während bei GAMOW-TELLER-Übergängen genau dann eine Kernspinänderung stattfindet, wenn die Leptonen zu einer der axialen Komponenten $S_z = -1$ oder $S_z = +1$ koppeln. Erlaubte Zerfälle, die die Auswahlregeln eines der beiden Übergänge nicht erfüllen, ermöglichen die Untersuchung des reinen jeweils anderen Übergangs. Der Neutronenzerfall erfüllt beide Auswahlregeln und ist somit eine Mischung aus FERMI- und GAMOW-TELLER-Übergang.

Im Folgenden werden nur erlaubte Übergänge betrachtet.

1.2.2 Der Hamiltonian des Betazerfalls

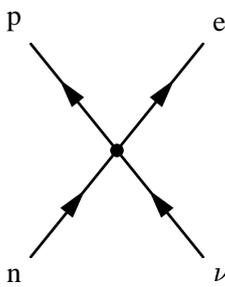


Abb. 1.3: FEYNMAN-Diagramm des β^- -Zerfalls als Punktwechselwirkung.

Da beim Betazerfall Teilchen entstehen und vernichtet werden, muss die Beschreibung in zweiter Quantisierung erfolgen. Seien die Spinoren e, ν, p und n die Vernichtungsoperatoren für Elektron, Neutrino, Proton und Neutron, $l_\mu = e^\dagger \gamma_\mu \nu$ (Erzeugung eines Elektrons und Vernichtung eines Neutrinos) die leptoniche sowie $V_\mu(x) = p^\dagger \gamma_\mu n$ (Erzeugung eines Protons und Vernichtung eines Neutrons) die hadronische Stromdichte. Die eingeführten Größen sind ortsabhängig. In der klassischen Theorie des Betazerfalls koppelt die leptoniche Stromdichte direkt an die hadronische Stromdichte (Punktwechselwirkung):

$$H_\beta(x) = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \left(V^\mu(x) l_\mu(x)^\dagger + l^\mu(x) V_\mu^\dagger(x) \right).$$

Diese Formulierung geht auf FERMI zurück [FER34]. Der erste Summand beschreibt den β^- -Zerfall. Der zweite ist das HERMITESCH Konjugierte (im Folgenden durch H.c. abgekürzt) des ersten. Er entspricht dem β^+ -Zerfall. Das FEYNMAN-Diagramm des β^- -Zerfalls ist in Abb. 1.3 dargestellt.

FERMI berücksichtigte in seiner Theorie nur die vektorielle Kopplung zwischen den Stromdichten. Das ist aber nicht der allgemeine Fall, wie GAMOW und TELLER zeigten [GAM36]. Für eine allgemeine Beschreibung der Wechselwirkung müssen alle Kopplungen berücksichtigt werden, die mit der Symmetrie des Prozesses verträglich sind. In einer relativistisch invarianten Theorie mit Paritäts- und Zeitumkehrinvarianz sind alle mit der erweiterten²¹⁾ LORENTZ-Gruppe verträglichen Kopplungen zugelassen. Das sind (siehe z.B. [ROS55], [MK84, Kapitel 8.4]) skalare, vektorielle, tensorielle, axialvektorielle und pseudoskalare Kopplung, wobei die geforderten diskreten Symmetrien nur bestimmte Kombinationen dieser Kopplungen erlauben. Mit diesem Ansatz lassen sich bereits zahlreiche Messungen quantitativ beschreiben, z.B. die Betaspektren und Beta-Neutrino-Korrelationen [LEE56].

LEE und YANG erweiterten 1956 diesen Ansatz auf die Kombination von Kopplungen, die die diskreten Symmetrien nicht mehr erhalten, also nur noch gegenüber den eigentlichen LORENTZ-Transformationen invariant sind [LEE56]. Sie zeigten, dass die damals etablierten experimentellen Fakten keine Informationen über die Erhaltung der diskreten Symmetrien enthielten, und erklärten das θ - τ -Problem durch Paritätsverletzung (siehe Fußnote ¹⁸⁾). Der von ihnen angegebene Hamiltonian stellt

²¹⁾Das sind die kontinuierlichen LORENTZ-Transformationen (eigentliche LORENTZ-Gruppe) und die Spiegelungen in Raum und Zeit. Die kontinuierlichen Transformationen (Translation und Rotation in Raum und Zeit) führen zu Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung, die diskreten zu Paritäts- und Zeitumkehrinvarianz.

den allgemeinen Ansatz unter der Voraussetzung eigentlicher LORENTZ-Invarianz dar [LEE56]²²⁾:

$$H_{\text{all}} = \frac{G_W}{\sqrt{2}} \sum_{i \in \{S, V, T, A, P\}} \left\{ L_i \left(p^\dagger O_i n \right) \left(e^\dagger O_i (1 + \gamma_5) \nu \right) + R_i \left(p^\dagger O_i n \right) \left(e^\dagger O_i (1 - \gamma_5) \nu \right) \right\} + \text{H.c.} \quad (1.24)$$

G_W heißt Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung. $(1 + \gamma_5)$ projiziert auf die linkshändigen, $(1 - \gamma_5)$ auf die rechtshändigen Neutrinos; entsprechend stehen der erste Summand in der Klammer für die linkshändigen, der zweite für die rechtshändigen Ströme. L_i und R_i sind die Kopplungskonstanten, die als experimentell zu bestimmende Parameter in die Theorie eingehen. Die O_i sind die Kopplungsoperatoren, wobei der Index das Transformationsverhalten unter allgemeinen LORENTZ-Transformationen angibt (zitiert nach [BOO84]):

$$\begin{aligned} O_S &= 1 && \text{Skalar,} \\ O_V &= \gamma_\mu && \text{Vektor,} \end{aligned} \quad (1.25)$$

$$\begin{aligned} O_T &= -\frac{i}{2\sqrt{2}} (\gamma_\mu \gamma_\lambda - \gamma_\lambda \gamma_\mu) && \text{Tensor,} \\ O_A &= -i\gamma_\mu \gamma_5 && \text{Axialvektor,} \\ O_P &= \gamma_5 && \text{Pseudoskalar.} \end{aligned} \quad (1.26)$$

Wenn Paritätserhaltung gefordert wird, so gilt $L_i = R_i$. Gilt Zeitumkehrinvarianz, dann können alle Konstanten reell gewählt werden. Somit weisen Experimente, die $L_i \neq R_i$ für ein i liefern, Paritätsverletzung nach; Messungen der Phasen zwischen den Kopplungskonstanten sind Tests auf Zeitumkehrinvarianz. Auf die Bestimmung der Kopplungskonstanten wird in Abschnitt 1.3 eingegangen.

1.2.3 Die V–A-Theorie der schwachen Wechselwirkung

Die Experimente zur Bestimmung der Kopplungskonstanten ergaben, dass nur die linkshändigen Komponenten von axialer und vektorieller Kopplung einen messbaren Beitrag zum Betazerfall leisten²³⁾. Das Nichtauftreten rechtshändiger Ströme wird als maximale Paritätsverletzung bezeichnet.

Die beiden verbleibenden Kopplungskonstanten L_A und L_V sind vom Betrag her ungefähr gleich, besitzen aber entgegengesetzte Vorzeichen²⁴⁾. Dies führt zur V–A-Theorie mit dem Hamiltonian:

$$\begin{aligned} H_{V-A} &= \frac{G_W}{\sqrt{2}} \sum_{i \in \{V, A\}} L_i \left(p^\dagger O_i n \right) \left(e^\dagger O_i (1 + \gamma_5) \nu \right) + \text{H.c.} \\ &= g_V \left(p^\dagger \gamma^\mu (1 + \lambda \gamma_5) n \right) \left(e^\dagger \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu \right) + \text{H.c.} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Für die Umrechnung wurden (1.25) und (1.26) eingesetzt. $g_V := G_W L_V$ und $g_A := -G_W L_A$ ²⁵⁾ sind Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstante,

$$\lambda := \frac{g_A}{g_V} =: \left| \frac{g_A}{g_V} \right| e^{i\phi_{AV}} \quad (1.28)$$

²²⁾ Angegeben in der moderneren Form in links- und rechtshändigen Strömen, siehe [GLÜ95]. Die in [LEE56] verwendeten und auch sonst gebräuchlichen Kopplungskonstanten sind $C_i = \frac{G_W}{\sqrt{2}} (L_i + R_i)$ und $C'_i = \frac{G_W}{\sqrt{2}} (L_i - R_i)$.

²³⁾ GLÜCK et al. geben in [GLÜ95] Grenzen für die anderen Kopplungskonstanten an, die aus Least-Squares-Fits an experimentell bestimmten Neutronenzerfallsparameter (a , A , B und τ_n) und an Parameter aus Kernbetazerfällen (a , b , Polarisation von Zerfallsprodukten) gewonnen wurden: $L_S \in [-0.005, 0.006]$, $L_T \in [-0.007, 0.004]$, $|R_V| < 0.09$, $|R_A| < 0.11$, $|R_S| < 0.08$, $|R_T| < 0.08$. Bei dieser Analyse gingen die Autoren von Zeitumkehrinvarianz (reelle Kopplungskonstanten) aus. Die Zerfallsparameter sind in Abschnitt 1.3 erklärt.

²⁴⁾ $\lambda := L_A/L_V \in [-1.273, -1.263]$ nach [GLÜ95], siehe Fußnote ²³⁾.

²⁵⁾ Durch die Definition (1.26) ist das “-” schon in L_A enthalten.

deren Verhältnis. Ein komplexes λ ($\phi_{AV} \neq 0, \pi$) würde Verletzung der Zeitumkehrinvarianz bedeuten. Da im Hamiltonian auf die linkshändigen Neutrinos projiziert wird, sind rechtshändige Ströme (bzw. linkshändige Antiströme) in der V–A-Theorie nicht enthalten.

Die Vektorkopplung entspricht gerade dem FERMI-Übergang, die Axialvektorkopplung dem GAMOW-TELLER-Übergang²⁶⁾. In der allgemeinen Theorie unter Einschluss aller Kopplungen ist diese Zuordnung nicht eindeutig: Die Auswahlregeln für den FERMI-Übergang (1.22) wären auch für skalare, die für den GAMOW-TELLER-Übergang für tensorielle Kopplung gültig (siehe [ROS55]).

Es sei angemerkt, dass die V–A-Theorie eine Einschränkung der allgemeinen Beschreibung des Betazerfalls, wie sie von LEE und YANG in [LEE56] vorgeschlagen wurde, darstellt. Sie stimmt mit den experimentellen Daten sehr gut überein; ihre Gültigkeit muss aber immer wieder überprüft werden.

Im Standardmodell (siehe 1.4) ist die V–A-Beschreibung des Kernbetazerfalls als Grenzfall der schwachen Wechselwirkung für niedrige Energieüberträge enthalten.

1.3 Observablen des Neutronenzerfalls

Nach FERMI'S Goldener Regel (siehe z.B. [POV99, Kapitel 4.3]) gilt für die totale Zerfallswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 G_e(E_e), \quad (1.29)$$

wobei M_{fi} das Übergangsmatrixelement zwischen Ausgangs- und Endzustand und $G_e(E_e)$ der in Abschnitt 1.1.1 hergeleitete Phasenraumfaktor mit COULOMB-Korrektur ist. Mit dem Hamiltonian des Betazerfalls (1.24) (bzw. der V–A-Theorie (1.27)) lässt sich das in (1.29) eingehende Matrixelement als Funktion der Kopplungskonstanten berechnen. JACKSON et al. bestimmten so differenzielle Zerfallswahrscheinlichkeiten [JAC57b]²⁷⁾. Dabei unterschieden sie die Fälle

1. orientierter Kern, Beobachtung von Richtung und Energie des Elektrons sowie der Richtung des Antineutrinos,
2. nicht orientierter Kern, Beobachtung von Richtung, Energie und Spin des Elektrons sowie der Richtung des Antineutrinos,
3. orientierter Kern, Beobachtung von Richtung, Energie und Spin des Elektrons.

Für den Zerfall eines Kerns mit dem Spin $1/2$ ²⁸⁾ erhalten sie für den ersten Fall:

$$\frac{dW}{dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}} = \frac{2\pi G_W^2 \xi}{(4\pi)^2 \hbar} G_E(E_e) \left\{ 1 + a \frac{\vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\vec{\sigma}_n}{\sigma_n} \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} \right) \right\} \quad (1.30)$$

sowie für den dritten Fall²⁹⁾:

$$\left. \frac{dW}{dE_e d\Omega_e} \right|_{\sigma_e} = \frac{2\pi G_W^2 \xi}{4\pi \hbar} G_E(E_e) \left\{ 1 + \dots + R \frac{\vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_e \times \vec{p}_e}{\sigma_n \sigma_e E_e} \right\}, \quad (1.31)$$

mit [GLÜ95]

$$\xi = (|L_S|^2 + |R_S|^2 + |L_V|^2 + |R_V|^2) + 3 (|L_T|^2 + |R_T|^2 + |L_A|^2 + |R_A|^2). \quad (1.32)$$

²⁶⁾Die Herleitung der in 1.2.1 phänomenologisch angegebenen Auswahlregeln erfolgt über die Kopplungen.

²⁷⁾In [JAC57a] sind die COULOMB-Korrekturen zu den Formeln aus [JAC57b] angegeben.

²⁸⁾Für andere Spins tritt ein zusätzlicher Term auf.

²⁹⁾Der zweite Fall sowie die in (1.31) weggelassenen Terme werden im Folgenden nicht weiter betrachtet.

Der Faktor 3 vor den mit dem GAMOW-TELLER-Übergang verknüpften Kopplungskonstanten tritt auf, weil dieser in einen Triplett-Zustand erfolgt, der FERMI-Übergang jedoch nur in einen Singlett-Zustand. In der V–A-Theorie vereinfacht sich (1.32) zu

$$\xi = \frac{|g_V|^2 + 3|g_A|^2}{G_W^2}. \quad (1.33)$$

Die Zusammenhänge zwischen den Korrelationskoeffizienten bzw. der Neutronenlebensdauer und den Kopplungskonstanten sind in Tab. 1.2 angegeben.

Im Folgenden werden die Observablen am Beispiel des Neutronenzerfalls³⁰⁾ vorgestellt. Tab. 1.2 gibt eine Übersicht über die derzeit gültigen Messwerte.

1.3.1 Lebensdauer des Neutrons τ_n , FIERZ-Interferenz-Koeffizient b und Elektron-Antineutrino-Korrelation a

Die Observablen τ_n , b und a entstehen bereits, wenn der mit der allgemeinen LORENTZ-Gruppe verträgliche Hamiltonian betrachtet wird (siehe Abschnitt 1.2.2, [ROS55]). Ihre Beobachtung verletzt also keine der diskreten Symmetrien, wie LEE und YANG anmerkten [LEE56].

Die Lebensdauer des Neutrons ist insbesondere wichtig, um die absolute Stärke der Kopplungen zu bestimmen, da die Kopplungskonstanten in die anderen Observablen nur relativ eingehen (Tab. 1.2). Sie kann durch Speicherung ultrakalter Neutronen in materiellen oder magnetischen Flaschen oder durch Strahlexperimente gemessen werden. Dabei geben die Protagonisten der ersten Methode eine höhere Genauigkeit an. In [PIC99] wird eine aktuelle Messung der Neutronenlebensdauer vorgestellt. Ein Review findet sich in [SCH92].

Der FIERZ-Interferenz-Koeffizient b beschreibt die durch die Kopplungen des Betazerfalls nötige Korrektur zum aus reinen Phasenraumüberlegungen hergeleiteten Betaspektrum des kinematischen Modells. Ihm kommt eine besondere Bedeutung zu, da er nur Mischterme aus axialer und tensorieller bzw. vektorieller und skalarer Kopplungskonstante enthält. Die experimentellen Werte³¹⁾ zeigen, dass axiale und tensorielle bzw. vektorielle und skalare Kopplung nicht gleichzeitig große Werte annehmen, und sind daher ein wichtiges Argument für die Beschränkung auf die V–A-Theorie. Die Messung von b kann über den Verlauf des Elektronenspektrums unpolarisierter Kerne bzw. Neutronen erfolgen (Abschnitt 2.2.1). In der V–A-Theorie ist $b \equiv 0$.

Der a -Koeffizient gibt die Korrelation von Antineutrino und Elektron an. Ein solcher Term tauchte auch in der rein kinematisch hergeleiteten Winkelverteilung (1.21) auf, hatte dort aber eine grundsätzlich andere Bedeutung: Im kinematischen Modell sind Elektron und Antineutrino lediglich durch den Rückstoß auf den Kern korreliert. Im Betazerfall gibt es eine qualitativ neue Korrelation, die durch die Wechselwirkungen entsteht. In FERMI-Übergängen lässt sich diese besonders einfach verstehen: Da das Antineutrino nur rechtshändig auftritt, das Elektron aber linkshändig ist und in FERMI-Übergängen die Spins zu 0 koppeln müssen, müssen Elektron und Antineutrino bevorzugt in eine Richtung emittiert werden³²⁾. Deshalb sind die Leptonen in reinen FERMI-Übergängen positiv korreliert mit $a \approx 1$. Eine ähnliche Argumentation für GAMOW-TELLER-Übergänge ergibt $a \approx -1/3$. Die Korrelation ist ausgewaschen, weil der Übergang in einen Triplett-Zustand erfolgt (siehe [KON74]). In gemischten Übergängen überlagern sich unter Berücksichtigung des Faktors 3 für die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs in einen Triplett-Zustand die beiden Werte zu $a \approx 0$. Für hypothetische linkshändige Antineutrinos führen die gleichen Überlegungen ebenfalls zu einer positiven Korrelation für FERMI- und zu einer negativen für GAMOW-TELLER-Übergänge. $a \neq 0$ verletzt somit nicht die Parität.

³⁰⁾Es werden die Vorzeichen für den β^- -Zerfall angegeben, die zum Teil von denen des β^+ -Zerfalls abweichen.

³¹⁾Dem Autor ist keine Messung von b aus dem Neutronenzerfall bekannt; es gibt jedoch Messungen an Kernzerfällen, siehe die in [GLÜ95, BOO84] enthaltenen Referenzen.

³²⁾Für eine genaue Diskussion muss der Spin des zerfallenden Kerns berücksichtigt werden. Vergleiche [KON74].

Größe	Allgemeine Theorie ohne COULOMB-Korrekturen ^a [GLÜ95]	Verletzt \hat{P}	\hat{T}	V–A-Theorie siehe z.B. [ABE00]	Messung [GRO00]
ξ	$(L_S ^2 + R_S ^2 + L_V ^2 + R_V ^2) + 3(L_T ^2 + R_T ^2 + L_A ^2 + R_A ^2)$			$\frac{ g_V ^2 + 3 g_A ^2}{G_W^2}$	
λ				$\frac{g_A}{g_V}$	-1.2670(35)
a	$\frac{1}{\xi} (L_V ^2 - L_S ^2 + L_T ^2 - L_A ^2 + R_V ^2 - R_S ^2 + R_T ^2 - R_A ^2)$	Nein	Nein	$\frac{1 - \lambda ^2}{1 + 3 \lambda ^2}$	-0.102(5)
b	$2\frac{1}{\xi} \text{Re}(L_S L_V^* + 3L_A L_T^* + R_S R_V^* + 3R_A R_T^*)$	Nein	Nein	0 ^b	
A	$2\frac{1}{\xi} \text{Re}(- L_A ^2 - L_V L_A^* + L_T ^2 + L_S L_T^* + R_A ^2 + R_V R_A^* - R_T ^2 - R_S R_T^*)$	Ja	Nein	$-2\frac{ \lambda ^2 + \text{Re}(\lambda)}{1 + 3 \lambda ^2}$	-0.1162(13)
B	$2\frac{1}{\xi} \text{Re}(L_A ^2 - L_V L_A^* + L_T ^2 - L_S L_T^* - R_A ^2 + R_V R_A^* - R_T ^2 + R_S R_T^* - L_S L_A^* - L_V L_T^* + 2L_A L_T^* + R_S R_A^* + R_V R_T^* - 2R_A R_T^*)$	Ja	Nein	$2\frac{ \lambda ^2 - \text{Re}(\lambda)}{1 + 3 \lambda ^2}$	0.983(4)
D	$2\frac{1}{\xi} \text{Im}(L_S L_T^* - L_V L_A^* + R_S R_T^* - R_V R_A^*)$	Nein	Ja	$2\frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + 3 \lambda ^2}$	$-0.5(1.4) \cdot 10^{-3}$
ϕ_{V-A}	lässt sich aus D berechnen				180.07(18)°
R	$2\frac{1}{\xi} \text{Im}(L_T L_A^* - R_T R_A^* + L_S L_A^* - R_S R_A^* - L_V L_T^* + R_V R_T^*)$ ^c	Ja	Ja	0 ^b	
τ_n	$\frac{\hbar}{2\pi f G_W^2 \xi}$ ^d			$\frac{\hbar}{2\pi f} \frac{1}{g_V^2 + 3g_A^2}$ ^e	886.7(1.9)s

Tab. 1.2: Zusammenhang zwischen Kopplungskonstanten und Observablen im Neutronenzerfall sowie experimentelle Werte. Letztere setzen die V–A-Theorie voraus (alle in der V–A-Theorie nicht auftretenden Koeffizienten sind 0 gesetzt).

^aIn [GLÜ95] sind die COULOMB-Korrekturen vernachlässigt. Sie können aus [JAC57a] – jedoch in den Konstanten C_i und C'_i – entnommen werden.

^bIn [ABE00] nicht angegeben.

^cIn [GLÜ95] nicht angegeben. Durch Einsetzen von C_i und C'_i in die Formel für R aus [JAC57b] berechnet.

^dIn [GLÜ95] nicht angegeben. $f := \int_{m_e}^{E_0, e} G_e(E_e) dE_e$ ist der Phasenraumfaktor. τ folgt aus der Integration von (1.30) über die Winkel und E_e , wenn zur Vereinfachung $b = 0$ eingesetzt wird.

^eIn den Bezeichnungen dieser Arbeit und nicht in den anders normierten aus [ABE00]. f ist wie in Fußnote ^d definiert.

Die Messung von a im Neutronenzerfall erfolgt über das Spektrum des Protons (siehe Abschnitt 2.2.1). Ein Experiment ist in [DAW00] beschrieben, ZIMMER et al. schlagen ein neues Spektrometer vor [ZIM00b].

1.3.2 Die paritätsverletzenden Koeffizienten A und B

Bei einer Spiegelung am Zerfallsort des Neutrons wechseln die Impulse das Vorzeichen, während der Axialvektor des Spins erhalten bleibt. Seien dW_{P+} und dW_{P-} die differentiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten gemäß (1.30) vor und nach der Spiegelung. Dann gilt:

$$\frac{d(W_{P+} - W_{P-})}{dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}} = \frac{2\pi G_W^2 \xi}{(4\pi)^2 \hbar} G_E(E_e) 2 \frac{\vec{\sigma}_n}{\sigma_n} \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} \right). \quad (1.34)$$

A und B müssten damit offenbar verschwinden, wenn der Neutronenzerfall paritätserhaltend wäre. Dies folgt auch aus den in Tab. 1.2 angegebenen Formeln: Bei Paritätserhaltung sind links- und rechtshändige Kopplungskonstanten gleich ($L_i = R_i$) und A sowie B damit 0. In einer mit der allgemeinen LORENTZ-Gruppe verträglichen Theorie tauchen die beiden Koeffizienten gar nicht auf [ROS55].

Der Nachweis von $A \neq 0$ im Zerfall von ^{60}Co durch WU et al. [WU57] zeigte, dass die schwache Wechselwirkung paritätsverletzend ist. $A \neq 0$ bzw. $B \neq 0$ führen zu einer anisotropen Emission von Elektron bzw. Antineutrino, wobei der Spin des Neutrons Symmetrieachse ist (siehe 2.2.2).

Der Koeffizient A ist in der V-A-Theorie der auf den Quotienten λ der Kopplungskonstanten empfindlichste Koeffizient³³⁾. Durch den Vergleich der Werte λ_i aus der Messung des Koeffizienten $i \in \{a, A, B\}$ lässt sich die Konsistenz der V-A-Theorie testen. Derzeit sind A und B insbesondere interessant, um nach rechtshändigen Strömen ($R_i \neq 0$) zu suchen. Die aktuellen Grenzen sind vergleichbar mit denen aus wesentlich aufwändigeren Messungen in der Hochenergiephysik, falls das hypothetische rechtshändige Neutrino keine zu große Masse besitzt [ABE00].

Gleichung (1.34) enthält eine Messvorschrift für A und B : Vergleich der Zerfallswahrscheinlichkeiten in eine festgelegte Emissionsrichtung von Elektron bzw. Antineutrino für die beiden Spinrichtungen des Neutrons. Da das Antineutrino direkt nur mit geringer Effizienz nachgewiesen werden kann, erfolgt die Messung indirekt über den Protonennachweis (siehe Abschnitt 2.2.2). Die letzten Messungen von A im Neutronenzerfall sind in [LIA97, REI00], die von B in [KUZ95, SER98] vorgestellt. Mit PERKEO läuft zur Zeit eine Messung von B am ILL.

1.3.3 Die zeitungkehrinvarianzverletzenden Koeffizienten D und R

Unter Bewegungsumkehr³⁴⁾ wechseln die Impulse und der Spin in (1.30) das Vorzeichen. Die Differenz der Zerfallswahrscheinlichkeiten für die beiden Zeitrichtungen lautet:

$$\frac{d(W_{T+} - W_{T-})}{dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}} = \frac{2\pi G_W^2 \xi}{(4\pi)^2 \hbar} G_E(E_e) 2D \frac{\vec{\sigma}_n}{\sigma_n} \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}}. \quad (1.35)$$

D ist also ein Maß für die Verletzung der Zeitumkehrinvarianz im Betazerfall und taucht – wie A und B – in allgemein LORENTZ-invarianten Theorien nicht auf. Zur Messung von D muss die Wahrscheinlichkeit für die Emission von Elektron und Antineutrino in das Raumwinkelelement $d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}$ in Abhängigkeit vom Spin des Neutrons bestimmt werden. Das wird in den Kapiteln 2 und 3 erläutert. Die letzten veröffentlichten Messungen [STE76, ERO78, LIS00] werden in Abschnitt 2.6 vorgestellt.

Analog zu (1.35) gilt für R :

$$\left. \frac{d(W_{T+} - W_{T-})}{dE_e d\Omega_e} \right|_{\sigma_e} = \frac{2\pi G_W^2 \xi}{4\pi \hbar} G_E(E_e) 2R \frac{\vec{\sigma}_n}{\sigma_n} \frac{\vec{\sigma}_e \times \vec{p}_e}{\sigma_e} E_e. \quad (1.36)$$

³³⁾Das gilt in der Umgebung des experimentellen Wertes für λ . Vergleiche z.B. [GLÜ95].

³⁴⁾Der Unterschied zwischen Bewegungs- und Zeitumkehr wird in Abschnitt 1.5 erläutert. Die resultierenden Final-State-Effekte beschränken die Gültigkeit der folgenden Aussagen.

Hier sind Emissionsrichtung und Spin des Elektrons in Abhängigkeit vom Spin des Neutrons zu messen. R wurde im Neutronenzerfall bisher noch nicht bestimmt. Am PSI wird ein Experiment vorbereitet [SRO99, SRO00].

Die beiden Koeffizienten D und R beschreiben die Phase zwischen den Kopplungskonstanten und sind 0, wenn alle Kopplungskonstanten reell gewählt werden können (Tab. 1.2). Ein Vergleich der Formeln für D und R aus Tab. 1.2 zeigt, dass D auch in der V–A-Theorie auftreten kann, insofern diese nicht zeitumkehrinvariant ist. R hingegen ist in der V–A-Theorie 0 und testet somit gleichzeitig die Beimischung von skalarer oder tensorieller Kopplung und die Verletzung der Zeitumkehrinvarianz. Schließlich ist R im Gegensatz zu D paritätsverletzend. Das lässt sich aus (1.31) ableiten (vergleiche (1.34) für D), folgt aber auch aus den Formeln für D und R in Tab. 1.2: R verschwindet im Gegensatz zu D , wenn $L_i = R_i$.

1.4 Neutronenzerfall im Standardmodell

Die Quantenchromodynamik QCD und die GLASHOW-WEINBERG-SALAM-Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung werden als Standardmodell bezeichnet. Das Standardmodell ist außerordentlich erfolgreich in der Erklärung der Elementarteilchenphysik.

Die schwache Wechselwirkung im Standardmodell umfasst nur die V–A-Theorie; die anderen in Abschnitt 1.2 eingeführten Kopplungen tauchen nicht auf. Trotz dieser Einschränkung geht das Standardmodell weit über die klassische Theorie des Betazerfalls hinaus, weil es die Wechselwirkungen durch neue Teilchen erklärt, tiefere Beziehungen zwischen den Teilchen aufzeigt, einige Schwächen der klassischen Theorie des Betazerfalls – z.B. deren Nichtrenormierbarkeit – beseitigt und nicht zuletzt elektromagnetische und schwache Wechselwirkung vereinigt.

Im Standardmodell sind Neutron und Proton als Hadronen aus drei Quarks zusammengesetzt: $p = uud$ und $n = udd$. Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden durch Austauschbosonen vermittelt. Für die schwache Wechselwirkung sind das die Bosonen W^\pm (geladener Strom) und Z_0 (neutraler Strom). Diese Austauschteilchen koppeln nur an linkshändige Fermionen und an rechtshändige Antifermionen, wodurch die schwache Wechselwirkung auch im Standardmodell die Parität verletzt. Der Neutronenzerfall wird als Zerfall eines d Quarks beschrieben. Die anderen beiden Quarks sind nicht beteiligt (siehe Abb. 1.4). Der Prozess heißt *semileptonisch*, weil das W -Boson an Quarks und an Leptonen koppelt.

Quantitativ wird der Prozess durch das Matrixelement

$$M_{\text{fi}} \propto g \cdot \frac{1}{Q^2 + M_W^2} \cdot g \quad (1.37)$$

vermittelt, wobei g die schwache Ladung ist, an die das W -Boson koppelt (siehe z.B. [POV99, Kapitel 10]). $1/(Q^2 + M_W^2)$ ist der Propagator des Austauschteilchens. Der Impulsübertrag Q ist im Neutronenzerfall und in den Kernbetazerfällen klein gegen die Masse des W -Bosons³⁵⁾. Damit ist der Propagator in guter Näherung konstant. In diesen Zerfällen kann das W -Boson wegen der geringen Energieüberträge nur im Rahmen der HEISENBERG'schen Unschärferelation existieren. Für seine Lebensdauer gilt $\tau_W < \hbar/M_W$. Mit der Lichtgeschwindigkeit als größtmögliche Geschwindigkeit beträgt die maximale Reichweite $2.5 \cdot 10^{-3}$ fm. Sie ist klein gegen die Kerndurchmesser, die im Femtometerbereich liegen. Damit ist die Beschreibung des Kernbetazerfalls bzw. Neutronenzerfalls durch eine Punktwechselwirkung eine sehr gute Näherung.

³⁵⁾ $M_W = 80.419(56)\text{GeV}$ [Gro00].

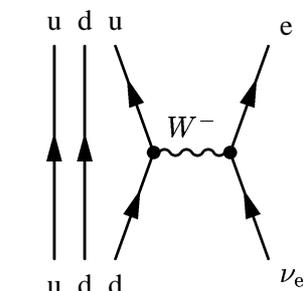


Abb. 1.4: FEYNMAN-Diagramm des β^- -Zerfalls im Standardmodell.

Der Neutronenzerfall bietet Möglichkeiten zum Test des Standardmodells. Beispiele sind der Test auf Zeitumkehrinvarianz (Abschnitt 1.5), der Vergleich der aus dem Neutronenzerfall und aus supererlaubten FERMI-Zerfällen ermittelten Werte für g_V , die im Standardmodell übereinstimmen müssen (Erhaltung des schwachen Vektorstroms), der Vergleich von g_V mit den aus Zerfällen der höheren Generationen (insbesondere Myonenzerfall) abgeleiteten Werten und der in Abschnitt 1.3.2 bereits erwähnte Test auf rechtshändige Ströme. Übersichtsartikel zu diesen Tests sind [DUB91, ABE00].

1.5 D -Koeffizient und Zeitumkehr

Die Zeitumkehr \hat{T} unterscheidet sich qualitativ von den nahe verwandten Operatoren Parität \hat{P} und Ladungskonjugation \hat{C} . Während \hat{P} und \hat{C} unitäre und HERMITESCHE Operatoren sind, ist \hat{T} antiunitär. \hat{P} und \hat{C} besitzen Eigenzustände. Die Erhaltung der mit \hat{P} , \hat{C} und der Kombination $\hat{C}\hat{P}$ verbundenen Symmetrien kann anhand dieser Zustände untersucht werden. Ein typisches Beispiel ist der Zerfall eines Teilchens mit definierter Eigenparität in Kanäle, die unterschiedliche Paritäten besitzen (vergleiche das in Fußnote 18) erwähnte θ - τ -Problem).

Im Unterschied zu \hat{P} und \hat{C} besitzt \hat{T} als antiunitärer Operator keine Eigenzustände, weshalb die zum Test von Paritäts- oder Ladungskonjugationserhaltung verwendete Methode auf die Zeitumkehr nicht anwendbar ist. Zeitumkehr ist die Umkehrung der Zeitrichtung (Bewegungsumkehr) und der Austausch von Anfangs- und Endzustand. Darauf beruhen Tests der Zeitumkehrinvarianz. Die Bewegungsumkehr allein führt zu Final-State-Effekten, d.h. zu einem aus der Wechselwirkung zwischen den Teilchen im Endzustand resultierenden Shift in der Messgröße, der eine nicht vorhandene Zeitumkehrverletzung vortäuschen kann. In Abschnitt 1.3.3 wurde gezeigt, dass D und R die Bewegungsumkehr verletzen. Eine Messung von $D \neq 0$ bzw. $R \neq 0$ bedeutet erst dann eine wirkliche Verletzung der Zeitumkehrinvarianz, wenn der Wert nicht durch Final-State-Effekte verursacht wird.

Im Neutronenzerfall entstehen die Final-State-Effekte durch die elektroschwache Wechselwirkung zwischen den Zerfallsteilchen, die sich berechnen lässt. Als Effekt des schwachen Magnetismus ergibt sich $D^{\text{WM}} = 1.1 \cdot 10^{-5}$. Mögliche tensorielle und skalare Wechselwirkungen können einen elektromagnetischen Anteil erzeugen, der in reiner V-A-Theorie verschwindet und sich aufgrund der aktuellen Grenzen des FIERZ-Interferenz-Koeffizienten b auf $D^{\text{EM}} < 2.8 \cdot 10^{-5} m_e/p_e$ nach oben abschätzen lässt (alle Werte aus [LIS00]). Bis in diese Größenordnung wäre $D \neq 0$ ein Beweis von Zeitumkehrverletzung, ab $D \approx 10^{-5}$ handelt es sich um eine Absolutmessung von Final-State-Effekten, in deren Deutung theoretische Unsicherheiten der Werte D^{WM} und D^{EM} eingehen. Zur Zeit sind die experimentellen Grenzen des D -Koeffizienten aus dem Zerfall von ^{19}Ne besser als die aus dem Neutronenzerfall. Allerdings liegen hier die Final-State-Effekte eine Größenordnung über denen des Neutronenzerfalls, so dass der durch eine Nullmessung zugängliche Bereich für die Suche nach Zeitumkehrverletzung für ^{19}Ne nahezu ausgeschöpft ist.

Es wird angemerkt, dass auch Final-State-freie Tests auf Zeitumkehrinvarianz existieren. Ein Beispiel ist die Streuung polarisierter Neutronen an Targets (siehe [SAC87]). Das Vermessen der Komponenten der Streumatrix enthält sowohl Bewegungsumkehr als auch den Austausch von Anfangs- und Endzustand.

Außer über D - und R -Koeffizient kann die Zeitumkehr am freien Neutron auch über das elektrische Dipolmoment d_n getestet werden [GOL94, ELL89, SAC87]. Das elektrische Dipolmoment ist theoretisch sehr gut untersucht und ist verantwortlich für die Beschränkung des zulässigen Parameterbereichs einiger Modelle. In vielen Modellen stellt der derzeitige experimentelle Wert für d_n eine schärfere Grenze des Parameterbereichs dar als D . Die Umrechnung zwischen D und d_n ist jedoch stark modellabhängig und in manchen Modellen nicht explizit möglich. Weil d_n im Gegensatz zu D paritätsverletzend ist, sind die Messungen von D und d_n zueinander komplementär.

Tab. 1.3 stellt die zulässigen Bereiche für D und d_n für verschiedene Modelle die gegenüber. Eine prägnante Diskussion einiger Modelle in Hinblick auf das elektrische Dipolmoment findet sich in [ELL89]. Die Tabelle zeigt, dass die derzeitige obere Grenze für d_n nicht mit dem WEINBERG-Multi-

Higgs-Modell verträglich ist. Für alle Modelle werden nur obere Grenzen für D angegeben. Deshalb würde nur ein Wert $D \neq 0$ Modelle ausschließen.

Theorie	D (aus [LIS00])	d_n [e/cm] (aus [ELL89])
Phase in CKM-Matrix	$<10^{-12}$	$10^{-33} \dots 2 \cdot 10^{-31}$
QCD θ Parameter		$3 \cdot 10^{-16} \theta_{\text{QCD}}$
Two-Higgs Modell		$10^{-33} \dots 2 \cdot 10^{-31}$
Supersymmetrisches Modell	$\leq 10^{-7} \dots 10^{-6}$	$10^{-22} \phi^a$
Links-Rechts-Symmetrisch	$\leq 10^{-5} \dots 10^{-4}$	$10^{-27} \dots 10^{-25}$
Exotische Fermionen	$\leq 10^{-5} \dots 10^{-4}$	
Leptoquark	\leq Gegenwärtige Grenzen	
Weinberg Multi-Higgs		10^{-24}
Experiment	$-5.5(9.5) \cdot 10^{-4}$	$< 0.63 \cdot 10^{-25}$ [GRO00]
Kosmologie ^b		$6 \cdot 10^{-28} \dots 2 \cdot 10^{-25}$

Tab. 1.3: Theoretische Grenzen für D -Koeffizienten und elektrisches Dipolmoment des Neutrons.

^aAus den gegenwärtigen Grenzen für d_n folgt $\phi \leq O(10^{-3}) \approx O(\alpha/\pi)$ [ELL89].

^bDabei wird θ_{QCD} an das aus Berechnungen der Nukleosynthese im Urknallmodell folgende Verhältnis aus Zahl der Baryonen und Zahl der Gammaquanten (das beschreibt gerade die Baryon-Antibaryon-Asymmetrie) angepasst [ELL89].

Kapitel 2

Zur Messung des D -Koeffizienten

In Abschnitt 1.3 wurden die im Zerfall polarisierter Neutronen definierten Koeffizienten eingeführt. Das folgende Kapitel enthält die Grundlagen für deren Messung, insbesondere für die Messung von D . Zunächst werden in Abschnitt 2.1 die gebräuchlichen Methoden zur Detektion der Zerfallsteilchen aufgeführt. Abschnitt 2.2 legt dar, wie die Koeffizienten gemessen werden können. In Abschnitt 2.3 wird eine Größe zur Charakterisierung eines Detektors für D definiert, die es erlaubt, die Sensitivität verschiedener Detektorgeometrien zu vergleichen. Die notwendigen numerischen Verfahren werden in Abschnitt 2.4 beschrieben. In Abschnitt 2.5 werden das Detektordesign betrachtet und systematische Effekte untersucht. Abschnitt 2.6 schließlich stellt die letzten veröffentlichten Messungen des D -Koeffizienten vor.

2.1 Detektion der Zerfallsteilchen

Die Eigenschaften der zum Nachweis der Zerfallsteilchen verwendeten Detektoren beeinflussen Statistik und Systematik einer Messung. Im Folgenden wird eine grobe Übersicht über die in Neutronenzerfallsexperimenten gebräuchlichen Detektoren und die zu ihrer Charakterisierung wichtigen Größen gegeben.

Zum Nachweis der Elektronen werden in den meisten Experimenten Plastiksziintillatoren in Kombination mit Photomultipliern verwendet. Vorteile sind die Möglichkeit, großflächige Detektoren herzustellen, die einfache Handhabung, eine geringe Rückstreuung für Elektronen, eine hohe Zeitauflösung und kurze Totzeit sowie der niedrige Preis. Die erreichten Energieauflösungen liegen bei einigen 10%. Als untere Schwelle für die Energie des Elektrons werden Werte im Bereich von 100 keV verwendet. Diese Parameter hängen wesentlich von der Lichtauskopplung zum Photomultiplier ab [PLO00].

Weiterhin werden zum Elektronnachweis Drahtkammern – allein oder in Kombination mit Plastiksziintillatoren – eingesetzt. Ein Beispiel ist die Time Projection Chamber zur Messung der Lebensdauer des Neutrons [Kos89]. Mit dieser konnte ein Detektor mit einem Raumwinkel von fast 4π realisiert werden. Vorteile der Drahtkammern sind ihre geringe Empfindlichkeit für Gammastrahlung bei hoher Nachweiseffizienz für geladene Teilchen und ihre Ortsauflösung.

Der Protonnachweis ist beträchtlich schwieriger als der Elektronnachweis, weil die maximale kinetische Energie der im Neutronenzerfall freigesetzten Protonen nur 751 eV beträgt (Tab. 1.1). Ein Proton dieser Energie überträgt beim Stoß mit einem Elektron aufgrund des Massenunterschieds höchstens 1.6 eV. Zum Vergleich beträgt beispielsweise die Bandlücke in Si bei Raumtemperatur 1.1 eV; ein Proton könnte also maximal ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. Deshalb müssen die Protonen bei auf Ionisation beruhenden Detektoren vor dem Nachweis beschleunigt werden. Das geschieht in elektrostatischen Feldern mit einer Potenzialdifferenz im Bereich von 20 bis 40 kV. Häufig wird die Beschleunigung mit einer Fokussierung kombiniert, so dass der erfasste Raumwinkel größer als der eigentliche Detektorraumwinkel ist. Durch die Beschleunigung des Protons geht seine Energieinformation verloren. Deshalb muss die Energiemessung über die Flugzeit in einem feldfreien Raum oder durch Potenzialbarrieren erfolgen.

Trotz der Beschleunigung ist der Protonnachweis sehr schwierig. Das wird auch daran sichtbar, dass

viele verschiedene Detektoren eingesetzt werden, sich also keine Methode wirklich durchgesetzt hat. Beispiele sind szintillierende Schichten, die sich vergleichsweise großflächig herstellen lassen, aber empfindlich und damit schwer handhabbar sind [STE76, ERO78]¹⁾, Multichannelplates mit guter Zeit-, aber geringer Energieauflösung²⁾ und hohen Kosten [KUZ95], Surface-Barrier-Detektoren, die eine zusätzliche Kühlung erfordern [DAW00] und PIN-Dioden [JON00] (siehe auch Kapitel 3). BECK untersuchte detailliert die Eignung von PIN-Dioden und Phosphorschirmen für den Protonnachweis und gibt eine Übersicht über bisher verwendete Detektoren [BEC98].

Besonders interessant sind Detektoren, die sowohl Elektronen als auch Protonen nachweisen können. Zwar detektieren die aufgeführten Protodetektoren grundsätzlich auch Elektronen, jedoch im Allgemeinen mit schlechteren Eigenschaften als z.B. Plastikszintillatoren. PERKEO plant, einen kombinierten Detektor für die derzeit am ILL laufende B -Messung einzusetzen: Die Protonen werden auf dünne Kohlenstofffolien beschleunigt und die freigesetzten Sekundärelektronen im gleichen Szintillator wie die Zerfallselektronen nachgewiesen [REI99]³⁾.

Zur Charakterisierung eines Elektron- oder Protodetektors ist neben seiner Energieauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit für das zu messende Teilchen gerade für Neutronenzerfallsexperimente auch seine Empfindlichkeit für Gamma-Strahlung relevant. Diese ist näherungsweise proportional zur Massendicke des Detektors. Die Homogenität der Detektoreffizienz und die Rückstreuwahrscheinlichkeit für das nachzuweisende Teilchen wirken sich insbesondere auf die Systematik einer Messung aus (Abschnitte 2.5.3.1 und 2.5.3.2). Ein weiteres wichtiges Charakteristikum, vor allem für Protodetektoren, ist die Totschicht. Beim Durchqueren der Totschicht verliert ein geladenes Teilchen Energie, wodurch sich Trennung vom Detektorrauschen sowie Energieauflösung verringern und Nachweisschwelle sowie Rückstreuwahrscheinlichkeit erhöhen.

Einige der aufgeführten Charakteristika werden in Kapitel 3 am Detektor Trine untersucht.

2.2 Grundprinzipien zur Messung der Koeffizienten im Neutronenzerfall

Im Folgenden wird – ausgehend von (1.30) – eine Methode zur Bestimmung des D -Koeffizienten hergeleitet. Da das Verfahren auch für Experimente zur Messung der Koeffizienten A und B geeignet ist, wird die Ableitung allgemein gehalten. Dies erleichtert die Untersuchung systematischer Effekte in Abschnitt 2.5.

Die Messung der in (1.30) definierten Koeffizienten kann über Elektron- oder Protodetektoren erfolgen. Dabei lassen sich zwei Fälle unterscheiden: Die Bestimmung des Koeffizienten aus der Form des Spektrums eines der beiden Zerfallsprodukte und die Bestimmung über Zählraten⁴⁾. Beide Verfahren stellen unterschiedliche Ansprüche an die eingesetzten Detektoren, insbesondere an ihre Energieauflösung (vergleiche auch Abschnitt 2.1). Die zweite Methode kann in Kombination mit dem Neutronenspin (Spinflip) als Relativmessung ausgeführt werden.

2.2.1 Messung über Spektren

Die Koeffizienten b und a können aus den Spektren der Zerfallsprodukte bestimmt werden.

¹⁾Angegeben sind jeweils Zitate von Experimenten, die die entsprechenden Detektoren verwenden. Die Artikel enthalten nicht in jedem Fall Aussagen über die Eigenschaften der Detektoren.

²⁾Obwohl die Energie des Protons am Detektor durch die Beschleunigungsspannung bestimmt wird, ist ihre Messung zur Untergrundsunterdrückung nützlich. Siehe Kapitel 3.

³⁾Das Prinzip zum Protonnachweis wurde bereits von STRATOWA et al. für die Messung von a eingesetzt [STR78], jedoch nicht zum Nachweis von Elektron und Proton im selben Detektor.

⁴⁾Die erste Methode kann als Spezialfall der zweiten angesehen werden. Sie wird hier jedoch getrennt betrachtet, weil sie eine wesentlich genauere Bestimmung des Spektrums erfordert und nicht als Relativmessung ausgeführt werden kann. Obwohl sie zur Messung von D nicht geeignet ist, wird sie der Vollständigkeit halber angegeben.

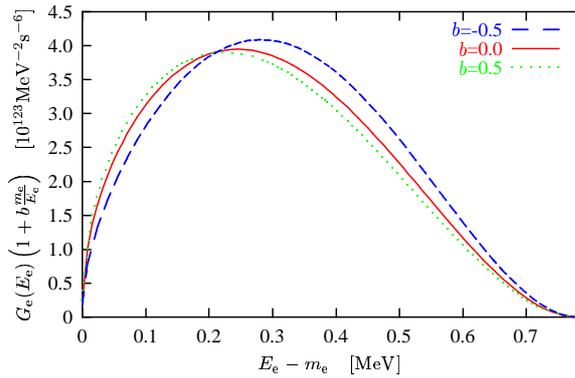


Abb. 2.1: Abhängigkeit des Elektronspektrums von b ($b \in \{-0.5, 0.0, 0.5\}$). Die Spektren nach (2.1) wurden jeweils auf die gleiche Fläche (Ereigniszahl) normiert. Das Spektrum für $b = 0$ entspricht dem kinematischen Modell.

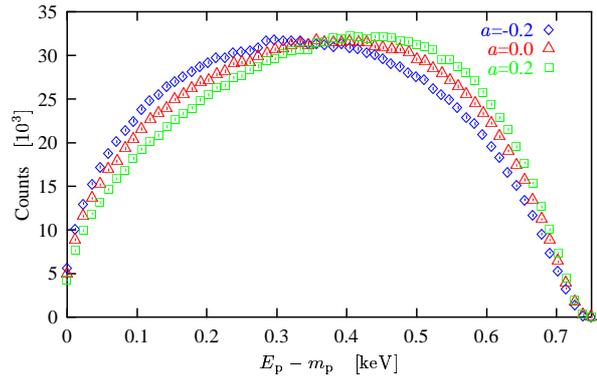


Abb. 2.2: Abhängigkeit des Protonenspektrums von a ($a \in \{-0.2, 0.0, 0.2\}$). Die Berechnung erfolgte mit dem JACKSON-Modell (Abschnitt 2.4.2, $b=A=B=D=0$, Punktquelle, kreisförmiger Protonendetektor, 10^7 Zerfälle, davon ca. $1.5 \cdot 10^6$ Treffer. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbole). Das Spektrum für $a = 0$ entspricht dem kinematischen Modell.

Für b wird (1.30) über die Raumwinkel integriert und über die Orientierungen des Kernspins summiert:

$$\frac{dW}{dE_e} = \frac{2\pi G_W^2 \xi}{\hbar} G_E(E_e) \left(1 + b \frac{m_e}{E_e}\right). \quad (2.1)$$

Damit erlaubt die Beobachtung des Elektronspektrums die Bestimmung von b . Allerdings ist die Abhängigkeit gering, wie Abb. 2.1 zeigt.

In Abschnitt 1.1.3 wurde hergeleitet, dass im kinematischen Modell der Rückstoß auf das Proton zu einer (kinematischen) Korrelation zwischen Elektron und Antineutrino führt. Ist umgekehrt eine Korrelation zwischen den Leptonen durch andere Prozesse bedingt (durch die Kopplungen in Abschnitt 1.2), muss sich dies auch auf das Spektrum des Protons auswirken: Seine mittlere Energie ist höher, wenn die Leptonen bevorzugt unter spitzen Winkeln emittiert werden ($a > 0$) und umgekehrt. Der a -Koeffizient kann somit über das Spektrum des Protons gemessen werden. Die Abhängigkeit des Protonenspektrums von a ist in Abb. 2.2 dargestellt.

Für a und b ist eine Messung am unpolarisierten Strahl vorteilhaft, weil dann der Einfluss der Koeffizienten A , B und D verschwindet und die Statistik höher ist.

2.2.2 Messung über Zählraten

Zur Bestimmung der Zählrate einer Messung wird die differenzielle Zerfallswahrscheinlichkeit (1.30) über die Detektoren integriert⁵⁾. Hierzu werden die folgenden Apparatekonstanten K definiert:

$$K_1^{ij} := k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}} \right\rangle_V, \quad (2.2)$$

$$K_a^{ij} := k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) \frac{\vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}} \right\rangle_V, \quad (2.3)$$

$$K_b^{ij} := k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) \frac{m_e}{E_e} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}} \right\rangle_V, \quad (2.4)$$

⁵⁾Die Grundidee zu diesem Verfahren wurde aus [LIS00] entnommen.

$$\vec{K}_A^{ij} := k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) \frac{\vec{p}_e}{E_e} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}} \right\rangle_V, \quad (2.5)$$

$$\vec{K}_B^{ij} := k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) \frac{\vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}} \right\rangle_V, \quad (2.6)$$

$$\vec{K}_D^{ij} := k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}} \right\rangle_V \quad (2.7)$$

mit

$$k := \frac{2\pi G_W^2 \xi}{(4\pi)^2 \hbar}. \quad (2.8)$$

$\langle \dots \rangle_V$ bedeutet die Mittelung über das Zerfallsvolumen V . Der Index $\{1, a, b, A, B, D\}$ steht für das Glied in (1.30), aus dem die entsprechende Konstante hervorgeht. Die Indizes i und j nummerieren die Detektoren; integriert wird über den Elektronendetektor e_i und den Protonendetektor p_j . Wird ein Teilchen nicht beobachtet (z.B. für einen nicht koinzident betriebenen Elektronendetektor das Proton), sind für dieses Teilchen in der Integration alle Raumrichtungen zulässig. Das wird durch $i \times (4\pi)$ bzw. $(4\pi) \times j$ symbolisiert. Die Integration erstreckt sich über die Energiebereiche, die durch die Detektoren erfasst werden, unabhängig davon, ob diese Bereiche durch die physikalischen Eigenschaften der Detektoren selbst oder durch Schnitte, die zur aufgelösten Betrachtung von Energiebereichen dienen, definiert werden. Für nicht beobachtete Teilchen sind alle Energien zulässig. Zusammenfassend werden also zur Berechnung des Integranden genau die Kombinationen aus E_e , Ω_e und $\Omega_{\bar{\nu}}$ – diese Größen definieren nach Abschnitt 1.1.2 die Kinematik vollständig – berücksichtigt, für die Elektron und Proton den jeweiligen Detektor treffen und die geforderte Energie besitzen. Auf die Berechnung dieser Integrale wird in Abschnitt 2.4.1 eingegangen. In Tab. 2.1 sind nützliche Beziehungen für die Apparatekonstanten in elementaren Detektorgeometrien angegeben.

Für die ideale Zählrate $\dot{\mathcal{N}}$ einer Detektorkombination bzw. eines Einzeldetektors ergibt sich⁶⁾

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{N}}^{ij} &\equiv \int_{e_i p_j} \frac{dW}{dE_e d\Omega_e} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}} \\ &= K_1^{ij} + aK_a^{ij} + bK_b^{ij} + \vec{P} \left(A\vec{K}_A^{ij} + B\vec{K}_B^{ij} + D\vec{K}_D^{ij} \right), \end{aligned} \quad (2.9)$$

wobei die mittlere Polarisierung über das Zerfallsvolumen V definiert ist durch

$$\vec{P} := \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle_V}{\sigma_n}. \quad (2.10)$$

Real besitzen die Detektoren Nachweiswahrscheinlichkeiten $\epsilon_{e,i}, \epsilon_{p,j} < 1$, die mit der idealen Zählrate multipliziert werden müssen⁷⁾, um die reale Zählrate \dot{N} zu erhalten:

$$\dot{N}^{ij} = \epsilon_{e,i} \epsilon_{p,j} \dot{\mathcal{N}}^{ij}. \quad (2.11)$$

Experimentell sind die Zählraten \dot{N} gegeben durch:

$$\dot{N}^{ij} = \frac{N^{ij}}{T}. \quad (2.12)$$

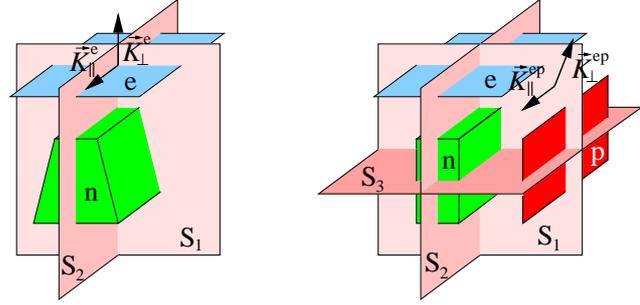
Dabei ist N^{ij} die Anzahl der in der Zeit T von der Detektorkombination $e_i p_j$ erfassten Ereignisse⁸⁾.

⁶⁾Das gilt mit der Einschränkung, dass die Richtung des Neutronspins konstant über das Zerfallsvolumen ist. Andernfalls kann er bei der Integration über (1.30) nicht aus dem Integral gezogen werden, und die Definitionen (2.5)-(2.7) sind nicht ausreichend. Hier wird zunächst die Polarisierung \vec{P} als über das Zerfallsvolumen gemittelter Spin eingesetzt. Eine Methode zur Erfassung eines inhomogen verteilten Spins wird in Abschnitt 2.5.3.4 vorgestellt.

⁷⁾Das ist nur exakt, wenn die Effizienz des Detektors homogen ist, was im Allgemeinen nicht gilt. Für ϵ wird zunächst die mittlere Effizienz des Detektors eingesetzt. Inhomogene Detektoreffizienzen können bei der Berechnung der oben definierten Integrale berücksichtigt werden. Das ist zur Untersuchung systematischer Effekte wichtig und wird in Abschnitt 2.5.3.1 erläutert. Für nicht beobachtete Teilchen (nicht in Koinzidenz verwendeter Detektor) ist $\epsilon = 1$.

⁸⁾Die Begriffe Zerfall und Ereignis werden unterschieden: Ein nachgewiesener Zerfall heißt Ereignis.

K	e	p	ep(90°)	ep(180°)
K_1	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
K_b	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
K_a	0	0	$\neq 0$	$\neq 0$
$K_{A,\perp}$	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
$K_{A,\parallel}$	0	0	0	0
$K_{B,\perp}$	0	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
$K_{B,\parallel}$	0	0	0	0
$K_{D,\perp}$	0	0	0	0
$K_{D,\parallel}$	0	0	$\neq 0$	0



Tab. 2.1: Beziehungen für die Apparatekonstanten in einfachen Detektorgeometrien. Es sind e ein einzelner Elektronendetektor, p ein einzelner Protonendetektor und ep(90°) bzw. ep(180°) koinzident ausgelesene Elektron- und Protondetektoren unter 90° bzw. 180°. Folgende Symmetrien werden gefordert: Für e, p und ep(180°) existieren zwei zueinander senkrechte Spiegelebenen S_1 und S_2 der Gesamtanordnung aus Zerfallsvolumen und Detektoren (Abb. links), für ep(90°) existieren eine Spiegelebene S_1 der Gesamtanordnung sowie zwei dazu senkrechte Ebenen S_2 und S_3 , die Spiegelebenen des Zerfallsvolumens und eines der beiden Detektoren e bzw. p sind (Abb. rechts). Für die vektoriell definierten \vec{K} ist K_{\parallel} die zum Detektor bzw. zu den Detektoren parallele Komponente von \vec{K} , die auf einer der Spiegelebenen senkrecht steht. K_{\perp} ist der Betrag der zu \vec{K}_{\parallel} senkrechten Komponente von \vec{K} , muss aber nicht auf einem der Detektoren senkrecht stehen. Die angegebenen Beziehungen folgen durch Symmetrieüberlegungen aus den Definitionen der K .

Damit die Koeffizienten A , B oder D überhaupt Einfluss auf die Zählrate haben, muss die Polarisation von 0 verschieden sein. Im Experiment werden nun die Zählraten \dot{N}_{\uparrow} und \dot{N}_{\downarrow} für beide Spinrichtungen bestimmt und die experimentelle Asymmetrie α wie folgt definiert:

$$\alpha^{ij} := \frac{\dot{N}_{\uparrow}^{ij} - \dot{N}_{\downarrow}^{ij}}{\dot{N}_{\uparrow}^{ij} + \dot{N}_{\downarrow}^{ij}}. \quad (2.13)$$

Einsetzen der bisherigen Formeln liefert:

$$\alpha^{ij} = \frac{(\vec{P}_{\uparrow} - \vec{P}_{\downarrow}) (A\vec{K}_A^{ij} + B\vec{K}_B^{ij} + D\vec{K}_D^{ij})}{2(K_1^{ij} + aK_a^{ij} + bK_b^{ij}) + (\vec{P}_{\uparrow} + \vec{P}_{\downarrow}) (A\vec{K}_A^{ij} + B\vec{K}_B^{ij} + D\vec{K}_D^{ij})}. \quad (2.14)$$

Homogene Detektoreffizienzen fallen heraus. Es wird zunächst angenommen, dass $\vec{P}_{\uparrow} = \vec{P}_{\downarrow} =: \vec{P}$. Das entspricht einer Spinflippeffizienz S von 100% und ist mit den experimentell erreichbaren Spinflippeffizienzen $S > 99\%$ sehr gut erfüllt. Dann vereinfacht sich (2.14) zu

$$\alpha^{ij} = \frac{\vec{P} (A\vec{K}_A^{ij} + B\vec{K}_B^{ij} + D\vec{K}_D^{ij})}{(K_1^{ij} + aK_a^{ij} + bK_b^{ij})}. \quad (2.15)$$

Zur Messung eines der Koeffizienten A , B oder D muss der Detektor so optimiert werden, dass das Produkt aus Polarisation und der zum Koeffizienten gehörenden Apparatekonstante möglichst groß wird und die entsprechenden Produkte mit den anderen beiden Konstanten verschwinden. Dann lässt sich (2.15) nach dem gesuchten Koeffizienten auflösen. Der Nenner kann numerisch⁹⁾ oder experimentell¹⁰⁾ ermittelt werden.

⁹⁾Hierzu müssen a und b bekannt sein, falls $K_a \neq 0$ bzw. $K_b \neq 0$ (in der V-A-Theorie gilt $b = 0$).

¹⁰⁾Durch Messung mit einem unpolarisierten Strahl, der die gleiche Verteilung wie der polarisierte hat. Das ist praktisch unmöglich, kann aber angenähert werden.

Zur Vereinfachung werden die reduzierten Apparatekonstanten \vec{k}_η , $\eta \in \{A, B, D\}$, definiert:

$$\vec{k}_\eta := \frac{\vec{K}_\eta^{ij}}{K_1^{ij} + aK_a^{ij} + bK_b^{ij}}, \quad \eta \in \{A, B, D\}. \quad (2.16)$$

Gleichung (2.15) lautet dann:

$$\alpha^{ij} = \vec{P} \left(A\vec{k}_A^{ij} + B\vec{k}_B^{ij} + D\vec{k}_D^{ij} \right) \quad \text{bzw.} \quad D = \frac{\alpha^{ij} - \vec{P} \left(A\vec{k}_A^{ij} + B\vec{k}_B^{ij} \right)}{\vec{P}\vec{k}_D^{ij}}. \quad (2.17)$$

Es sollen nun zwei Beispiele betrachtet werden, um das bisher Gesagte zu verdeutlichen. Für eine Messung von A genügt nach Tab. 2.1 ein Elektronendetektor, auf dem die Polarisation senkrecht steht. Hat die Anordnung die in Tab. 2.1 geforderte Symmetrie, so sind K_a , \vec{K}_B und \vec{K}_D alle 0, und in der V - A -Theorie ($b = 0$) gilt für eine senkrecht auf dem Detektor stehende Polarisation P

$$A = \frac{K_1^{e \times (4\pi)}}{PK_{A,\perp}^{e \times (4\pi)}} \alpha^{e \times (4\pi)}.$$

Die K lassen sich numerisch bestimmen; $\alpha^{e \times (4\pi)}$ ist die gemessene Asymmetrie¹¹⁾.

Werden für die gleiche Messung Elektron- und Protonendetektor unter 180° konizident eingesetzt, ergibt sich (vergleiche Tab. 2.1)

$$P(AK_{A,\perp}^{\text{ep}} + BK_{B,\perp}^{\text{ep}}) = (K_1^{\text{ep}} + aK_a^{\text{ep}}) \alpha^{\text{ep}}.$$

In dieser Geometrie sind A und B direkt nicht getrennt bestimmbar¹²⁾.

2.3 Charakterisierung der Statistik einer Messapparatur

In Abschnitt 2.2.2 wurde gezeigt, wie sich durch die Messung der Asymmetrie α die Koeffizienten A , B und D bestimmen lassen. Im Folgenden wird eine Größe, die Figure of Merit, hergeleitet, die die statistische Sensitivität einer Messapparatur für D beschreibt und einen von den Eigenschaften des Messplatzes unabhängigen Vergleich verschiedener Messapparaturen ermöglicht. Entsprechende Größen sind auch für A und B ableitbar. Sie sind aber weniger aussagekräftig, weil dort Absolutwerte und keine Abweichung von 0 gemessen werden und die hier vernachlässigten systematischen Effekte eine größere Rolle spielen.

Der statistische Fehler der Asymmetrie α , δ_α , bestimmt sich durch Fehlerfortpflanzung für statistische Fehler aus (2.13) zu

$$\delta_\alpha^2 = 4 \frac{\delta_{\dot{N}_\uparrow}^2 \dot{N}_\downarrow^2 + \delta_{\dot{N}_\downarrow}^2 \dot{N}_\uparrow^2}{(\dot{N}_\uparrow + \dot{N}_\downarrow)^4}, \quad (2.18)$$

wobei $\delta_{\dot{N}_i}$ der statistische Fehler der experimentellen Zählrate \dot{N}_i , $i \in \{\uparrow, \downarrow\}$, ist. Nach (2.12) gilt

$$\delta_{\dot{N}}^2 = \left\{ \left(\frac{\delta_N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\delta_T}{T} \right)^2 \right\} \dot{N}^2. \quad (2.19)$$

¹¹⁾Die Asymmetrie wird üblicherweise nicht aus der Zählrate bestimmt, sondern durch einen Fit an das Spektrum [REI99]. Das ist nützlich zur Untersuchung systematischer Effekte (Untergrundsabzug). Der hier dargelegte Formalismus ist auch auf eine so bestimmte Asymmetrie anwendbar.

¹²⁾Die Geometrie wird von PERKEO (siehe z.B. [REI99]) zur Messung von B verwendet, jedoch erweitert um die Möglichkeit, in (zunächst) einem Detektor gleichzeitig Elektron und Proton nachzuweisen. Dann ist B einzeln messbar.

Der Fehler der Zeitmessung soll zunächst vernachlässigt werden. Bei Vernachlässigung des Untergrunds gilt $\delta_N = \sqrt{N}$, und es folgt

$$\delta_{\dot{N}} = \frac{\dot{N}}{\sqrt{N}}. \quad (2.20)$$

δ_α bestimmt über (2.17) direkt den statistischen Fehler einer D -Messung:

$$\delta_D = \delta_\alpha \frac{1}{\vec{P}\vec{\kappa}_D}. \quad (2.21)$$

Aufgrund der früheren Messungen von D wird eine Asymmetrie von 0 erwartet. Dann gilt $\dot{N}_\uparrow \approx \dot{N}_\downarrow =: \dot{N}$, und (2.21) lässt sich mit (2.18) und (2.20) schreiben als

$$\delta_D = \frac{1}{\sqrt{2N}} \frac{1}{\vec{P}\vec{\kappa}_D}.$$

Damit ist der statistische Fehler von D umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Zahl der von der Detektorkombination $e_i p_j$ nachgewiesenen Zerfälle und zum Produkt aus Polarisation und reduzierter vektorieller Apparatekonstante $\vec{\kappa}_D$. Die Trefferwahrscheinlichkeit der Detektorkombination $e_i p_j$ wird wie folgt definiert:

$$\mathcal{W}^{ij} := \frac{\text{Zahl der von } e_i p_j \text{ nachweisbaren Ereignisse}}{\text{Zahl der Zerfälle}}. \quad (2.22)$$

Ein nachweisbares Ereignis ist ein Zerfall, bei dem die Zerfallsteilchen die Detektoren geometrisch treffen und die vom jeweiligen Detektor akzeptierte Energie besitzen. Die Detektoreffizienzen ϵ sind nicht enthalten. In diesem Abschnitt wird von $\epsilon = 1$ ausgegangen.

Dann ist die Zahl der in der Zeit T nachgewiesenen Ereignisse gegeben durch

$$N^{ij} = \mathcal{W}^{ij} \frac{\Phi_n F l}{\langle v \rangle \tau_n} T, \quad (2.23)$$

wobei Φ_n die Neutronenflussdichte in der Eintrittsblende, F die Fläche der Eintrittsblende, l die Länge des Zerfallsvolumens und $\langle v \rangle$ die mittlere Geschwindigkeit der Neutronen ist. Für den statistischen Fehler von D für die Detektorkombination folgt:

$$\delta_D^{ij} = \sqrt{\frac{\langle v \rangle \tau_n}{2\Phi_n T}} \cdot \frac{1}{\sqrt{Fl}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mathcal{W}^{ij}}} \cdot \frac{1}{\vec{P}\vec{\kappa}_D^{ij}}. \quad (2.24)$$

Der erste Faktor ist vom Detektor unabhängig und nur durch den Strahlplatz bestimmt (Neutronenfluss, verfügbare Messzeit). Der zweite und der dritte Faktor charakterisieren die mit der Detektorkombination unter den gegebenen Bedingungen erreichbare Ereigniszahl und der vierte die Empfindlichkeit je Ereignis. Es lässt sich die folgende *Figure of Merit* \mathcal{M}^{ij} der Detektorkombination definieren:

$$\mathcal{M}^{ij} := \sqrt{Fl} \sqrt{\mathcal{W}^{ij}} \vec{P}\vec{\kappa}_D^{ij}.$$

In dieser Definition hat \mathcal{M}^{ij} die Dimension $[\text{cm}^{3/2}]$. Die Figure of Merit charakterisiert die mit der Detektorkombination unter vorgegebenen Bedingungen erreichbare statistische Genauigkeit und erlaubt damit den Vergleich verschiedener Detektorgeometrien.

Besteht der Detektor aus mehreren Detektorkombinationen (was meist der Fall ist), so ergibt sich der statistische Gesamtfehler für D als Fehler des gewichteten Mittelwerts (siehe z.B. [LEO94, Kapitel 4]):

$$\delta_D^{-2} = \sum_{ij} \left(\delta_D^{ij} \right)^{-2}. \quad (2.25)$$

Größe	Bedeutung	Einfluss
F	Fläche der Eingangsblende	\sqrt{F}
l	Länge des Zerfallsvolumens	\sqrt{l}
\mathcal{W}^{ij}	Trefferwahrscheinlichkeit der Detektorkombination	$\sqrt{\mathcal{W}}$
P	Mittlere Polarisation	linear
κ_D^{ij}	Reduzierte Apparatekonstante der Detektorkombination	linear

Tab. 2.2: Die die Figure of Merit $\mathcal{M} = \sqrt{Fl} \sqrt{\sum_{ij} \mathcal{W}^{ij} \left(\vec{P} \vec{\kappa}_D^{ij} \right)^2}$ definierenden Größen.

Entsprechend ergibt sich für die Figure of Merit des Gesamtdetektors:

$$\mathcal{M} = \sqrt{Fl} \sqrt{\sum_{ij} \mathcal{W}^{ij} \left(\vec{P} \vec{\kappa}_D^{ij} \right)^2}. \quad (2.26)$$

\mathcal{M} vergleicht unabhängig vom Strahlplatz die statistischen Eigenschaften eines Gesamtdetektors. Die in \mathcal{M} eingehenden Größen sind in Tab. 2.2 zusammengestellt.

In [WAS94] wird die Figure of Merit für eine D -Messung mit

$$\mathcal{M}_{[\text{WAS94}]} = \mathcal{W}(K_D P)^2$$

angegeben. Diese Größe ist dimensionslos, enthält aber keine Informationen über das für die Charakterisierung der Statistik eines Detektors wesentliche Zerfallsvolumen¹³⁾. Sie ist proportional zu δ_D^2 . Aus diesen Gründen wird im Folgenden die in (2.26) definierte Figure of Merit verwendet, aber im Interesse der Vergleichbarkeit stets aufgetrennt nach \sqrt{Fl} und der *reduzierten Figure of Merit*

$$\mathcal{M}_{\text{red}} := \sqrt{\sum_{ij} \mathcal{W}^{ij} \left(\vec{P} \vec{\kappa}_D^{ij} \right)^2} \quad (2.27)$$

angegeben. \mathcal{M}_{red} ist dimensionslos und insbesondere dafür geeignet, verschiedene Anordnungen von Proton- und Elektronendetektor um ein definiertes Zerfallsvolumen zu vergleichen.

Die Figure of Merit erfasst nicht die Eigenschaften des Detektors, die den systematischen Fehler bestimmen. Hierfür lässt sich keine allgemeine Größe definieren, weil die Systematik von vielen Faktoren beeinflusst wird.

2.4 Monte-Carlo-Simulationen

Die in den Abschnitten 2.2.2 und 2.3 eingeführten Apparatekonstanten und Trefferwahrscheinlichkeiten lassen sich nicht analytisch bestimmen. Im Folgenden wird je ein numerisches Verfahren zu ihrer Berechnung angegeben.

2.4.1 Unkorreliertes Modell zur Integration

Zur Berechnung der Integrale (2.2)-(2.7) und ihrer Mittelung über das Zerfallsvolumen wird die Monte-Carlo-Methode eingesetzt. Nach dem Mittelwertsatz der Integralrechnung gilt für das bestimmte Integral einer über das Intervall $[x_1, x_2]$ integrierbaren Funktion f :

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = \mu(x_2 - x_1) \quad \text{mit} \quad \mu = \langle f(x) \rangle_{[x_1, x_2]}. \quad (2.28)$$

¹³⁾Die geometrische Gestalt des Zerfallsvolumens geht lediglich über die Mittelungen in (2.2)-(2.7) in die Apparatekonstanten K ein. Das berücksichtigt aber nicht den Einfluss der Größe des Zerfallsvolumens auf die Statistik.

Der Mittelwert μ lässt sich mit der Monte-Carlo-Methode bestimmen durch

$$\mu = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \quad (2.29)$$

mit gleichverteilt zufällig über das Intervall $[x_1, x_2]$ gewählten Stützstellen x_i . Real werden natürlich nur endlich viele Stützstellen verwendet. Dieses Verfahren ist auf beliebig viele Dimensionen erweiterbar.

Für die Berechnung der Integrale (2.2)-(2.7) werden die folgenden Schritte \mathcal{N} mal ausgeführt (\mathcal{N} ist die Zahl der Zerfälle):

1. Würfeln eines Ortes im Zerfallsvolumen,
2. Würfeln der gleichverteilten Energie $E_e \in [m_e, E_{0,e}]$ ¹⁴⁾ sowie zweier isotrop verteilter Einheitsvektoren \vec{e}_e und $\vec{e}_{\bar{\nu}}$,
3. Berechnen von $\cos \theta_{e,\bar{\nu}} = \vec{e}_e \vec{e}_{\bar{\nu}}$, der Vektoren $\vec{p}_e = p_e \vec{e}_e$, $\vec{p}_{\bar{\nu}} = p_{\bar{\nu}} \vec{e}_{\bar{\nu}}$ und $\vec{p}_p = -(\vec{p}_e + \vec{p}_{\bar{\nu}})$ sowie der Energien $E_{\bar{\nu}}$ und E_p mit Hilfe von (1.10)-(1.12),
4. Test, ob der so definierte Zerfall den oder die Detektoren geometrisch trifft und die geforderten Energien hat. Ist dies der Fall, so werden
 - (a) der Trefferzähler um 1 erhöht (N_{++} ¹⁵⁾),
 - (b) die Integranden nach (2.2)-(2.7) berechnet und aufsummiert (z.B. $\kappa_{1+} = G_e(E_e)$, $\kappa_{a+} = G_e(E_e) \vec{p}_e \vec{p}_{\bar{\nu}} / (E_e E_{\bar{\nu}})$).

Die mittleren Integranden (sie entsprechen μ aus (2.29)) sind dann die Quotienten aus den aufsummierten Integranden und der Zahl der Treffer (z.B. κ_{1+} / N ; κ_{a+} / N). Um die tatsächlichen Integrale zu berechnen, müsste mit den Raumwinkeln von Elektron- und Antineutrino-Detektor sowie mit der Länge des Energieintervalls multipliziert werden (das entspricht der Multiplikation mit $(x_2 - x_1)$ in (2.28)). Dabei ist der Raumwinkel des Antineutrino-Detektors schwer zu bestimmen, weil dieser Detektor nur abstrakt als Funktion von Elektron- und Protonendetektor unter Verwendung von Energie- und Impulserhaltung existiert¹⁶⁾. Allerdings sind die Faktoren für alle Integrale gleich und fallen bei der Bildung der zur Bestimmung der Koeffizienten A , B und D nötigen reduzierten Apparatekonstanten κ_η nach (2.16) heraus. Deshalb können auch die Vorfaktoren k aus den Gleichungen (2.2)-(2.7) ignoriert werden.

Weil in der Integration die Richtungen von Elektron und Antineutrino unkorreliert erzeugt werden (Schritt 2), wird das Verfahren in dieser Arbeit als *unkorreliertes Modell* bezeichnet. Jeder Zerfall erfüllt Energie- und Impulssatz. Die resultierenden Spektren und Winkelverteilungen haben jedoch wegen der unkorrelierten Emission von Elektron und Antineutrino, vor allem aber wegen der homogenen Verteilung der Energie des Elektrons über das Intervall $[m_e, E_{0,e}]$, keine physikalische Bedeutung. Insbesondere führt die Übergewichtung hoher Elektronenergien im Vergleich zum tatsächlichen Betaspektrum zu einer zusätzlichen Verschiebung der Winkelverteilung zwischen Elektron und Proton (vergleiche Abb. 1.2 für die kinematisch richtige Verteilung) in Richtung 180° .

Zur Berechnung der Konstanten wurde das Programm `integrate` entwickelt, das die Simulation sehr allgemeiner Detektorgeometrien und Zerfallsvolumina erlaubt. Das Programm wird in Anhang E.1 vorgestellt.

¹⁴⁾Die offene obere Intervallsgrenze ist technisch bedingt, weil die üblichen Zufallszahlengeneratoren nur Werte im Intervall $[0, 1)$ liefern. Auf das Ergebnis hat dies keinen Einfluss, da $G_e(E_{0,e}) = 0$.

¹⁵⁾Zur Vereinfachung wird die beim Programmieren übliche Notation verwendet.

¹⁶⁾Wird das Proton nicht gemessen, beträgt der Raumwinkel des Antineutrino-Detektors 4π .

2.4.2 JACKSON-Modell zur Simulation von Zählraten und Spektren

Die Berechnung der Trefferwahrscheinlichkeit \mathcal{W}^{ij} der Detektorkombination $e_i p_j$ könnte im Prinzip über die Formel (2.9) unter Verwendung der wie in Abschnitt 2.4.1 angegeben bestimmten Apparatekonstanten K erfolgen. Allerdings sind hierzu die in 2.4.1 beschriebenen Faktoren nötig. Deshalb wird zur Berechnung der Trefferwahrscheinlichkeit das im Folgenden beschriebene Verfahren verwendet.

Die folgenden Schritte werden \mathcal{N} mal ausgeführt:

1. Würfeln eines Ortes im Zerfallsvolumen,
2. Erstellen eines nach der Formel von JACKSON et al. (1.30) verteilten Zerfalls:
 - (a) Würfeln der Energie und Einheitsvektoren sowie Berechnung der den Zerfall beschreibenden Größen wie in den Schritten 2 und 3 aus Abschnitt 2.4.1,
 - (b) Berechnen der Wahrscheinlichkeit w_{relativ} dieses Zerfalls nach (1.30)¹⁷⁾. Da hierbei der absolute Wert nicht erforderlich ist, werden konstante Faktoren weggelassen. Es muss jedoch eine obere Schranke der Funktion, \hat{w}_{relativ} , bekannt sein.
 - (c) Test, ob der Zerfall akzeptiert wird. Hierzu wird die VON NEUMANNsche Rückweisungsmethode (siehe z.B. [GRO00, Kapitel 29]) verwendet: Der Zerfall wird akzeptiert, falls $w_{\text{relativ}} > r \hat{w}_{\text{relativ}}$ mit einer gleichverteilten Zufallszahl $r \in [0, 1)$.

Die Schritte a bis c werden so lange wiederholt, bis ein Zerfall gefunden wurde.

3. Test, ob der so definierte Zerfall den oder die Detektoren geometrisch trifft und die geforderten Energien hat. Ist dies der Fall, so werden
 - (a) der Trefferzähler um 1 erhöht ($N++$),
 - (b) die den Zerfall definierenden Größen (Energien und Winkel) in Spektren einsortiert.

Die Trefferwahrscheinlichkeit des Detektors ist dann $\mathcal{W} = N/\mathcal{N}$.

Weil das Verfahren in Schritt 2 nach (1.30) verteilte Zerfälle generiert, wird es in dieser Arbeit JACKSON-Modell genannt. Im Unterschied zum unkorrelierten Modell sind Spektren und Winkelkorrelationen direkt physikalisch interpretierbar. Insbesondere ist das Verfahren geeignet, um die durch einen Detektor oder eine Detektorkombination gemessenen Spektren zu erstellen (Schritt 3b). So wurden die Abbildungen 2.1 und 2.2 erzeugt. Die Resultate sind von der Polarisation abhängig (siehe Fußnote ¹⁷⁾). Zur Berechnung der Apparatekonstanten K ist die Methode nicht geeignet, da die Energie des Elektrons und die Emissionsrichtungen von Elektron und Antineutrino nicht gleichverteilt und unkorreliert erzeugt werden.

Das Verfahren ist im Programm `integrate` (Anhang E.1) implementiert.

2.4.3 Fehler der Monte-Carlo-Verfahren

Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Verfahren hängen von der Qualität des Zufallszahlengenerators ab. Im Programm `integrate` wurde der in Gnu C enthaltene Zufallszahlengenerator `drand48()` [LPM99] verwendet. Seine Qualität wurde nicht getestet.

Der statistische Fehler einer per Monte-Carlo-Simulation berechneten Größe ist proportional zur Wurzel aus der Zahl der verwendeten Zerfälle \mathcal{N} . Zur Bestimmung eines solchen Fehlers wurden für die jeweilige Konfiguration mehrere Simulationen mit einer moderaten Zahl von Zerfällen und unterschiedlichen Initialisierungen des Zufallszahlengenerators durchgeführt und der statistische Fehler des Mittelwerts der Ergebnisse dieser Simulationen verwendet. Dieses recht aufwändige Verfahren wurde jedoch

¹⁷⁾Hier gehen die Koeffizienten a, b, A, B und D sowie die Polarisation \vec{P} ein. Für die Koeffizienten wurden die Werte aus Tab. 1.2 verwendet.

nur eingesetzt, wenn die Konvergenz einer Rechnung getestet werden musste oder der Wert eines statistischen Fehlers unmittelbar erforderlich war (z.B. bei der Berechnung der für die Datenanalyse verwendeten Apparatekonstanten von Trine, vergleiche Abschnitt 3.3). Für die Untersuchung der Abhängigkeit berechneter Größen von Parametern wurden so viele Zerfälle simuliert, dass die statistischen Schwankungen der Werte kleiner als ihre Abhängigkeit vom betrachteten Parameter war.

2.5 Detektordesign und systematische Effekte

In diesem Abschnitt werden die Abhängigkeiten verschiedener für die Messung von D wichtiger Größen vom Detektordesign untersucht. Es wird hergeleitet, wie der Detektor aufgebaut sein muss, um möglichst viele systematische Effekte kompensieren zu können. Wege zur numerischen Erfassung nicht kompensierbarer Effekte werden beschrieben. Tab. 2.4 am Ende des Abschnitts enthält eine Übersicht der diskutierten systematischen Effekte.

Nach Tab. 2.1 muß ein Detektor zur Messung von D aus mindestens einem Proton- und einem Elektronendetektor bestehen, die einen longitudinal polarisierten Strahl umgeben und mit diesem einen Winkel $\varphi \neq 180^\circ$ einschließen (Abb. 2.3).

Ein Detektor mit den folgenden Eigenschaften heißt *idealer Detektor*:

1. Das Zerfallsvolumen besitzt drei zueinander senkrechte Spiegelebenen. Die zur Strahlachse z senkrechte Spiegelebene (transversale Spiegelebene) ist auch Spiegelebene aller Einzeldetektoren. Eine der beiden anderen Spiegelebenen (longitudinale Spiegelebene) ist auch Spiegelebene eines Einzeldetektors.
2. Alle Einzeldetektoren haben eine homogene Effizienz.
3. Die Polarisation \vec{P} ist parallel zur Strahlachse.

In einem idealen Detektor verschwinden die zur Strahlachse parallelen Komponenten von $\vec{\kappa}_A$ und $\vec{\kappa}_B$ sowie die orthogonalen Komponenten von $\vec{\kappa}_D$.

2.5.1 Einfluss des Winkels zwischen Elektron- und Protodetektor

Um quantitative Resultate zu erhalten, wird der folgende Prototyp eines idealen Detektors betrachtet: zylindrisches Zerfallsvolumen mit 60 mm Durchmesser und 500 mm Länge, Elektron- und Protodetektor mit einer Länge von 500 mm und einer Breite von 40 mm im Abstand von 100 mm zur Strahlachse (das entspricht einem Öffnungswinkel von 22.5° bezüglich der Strahlachse), untere Abschneideenergie des Elektronendetektors $E_{e,\min} - m_e = 150$ keV.

Mit den in Abschnitt 2.4 beschriebenen Verfahren wurden die reduzierten Apparatekonstanten $\vec{\kappa}_\eta$, $\eta \in \{A, B, D\}$, die Trefferwahrscheinlichkeit sowie die reduzierte Figure of Merit in Abhängigkeit des Winkels φ zwischen Elektron- und Protodetektor im Intervall 0° (Proton- und Elektronendetektor sind identisch) bis 180° bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 2.4 dargestellt. Sie lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die Empfindlichkeit für D ist maximal bei $\varphi \approx 120^\circ$.
- Die Trefferwahrscheinlichkeit \mathcal{W} wächst im betrachteten Intervall streng monoton.
- Die Figure of Merit ist maximal bei $\varphi \approx 135^\circ$.
- Die Detektorkombination ist für alle φ empfindlicher auf A und B als auf D .

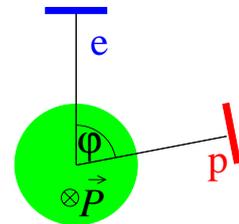


Abb. 2.3: Minimaler Detektor für D .

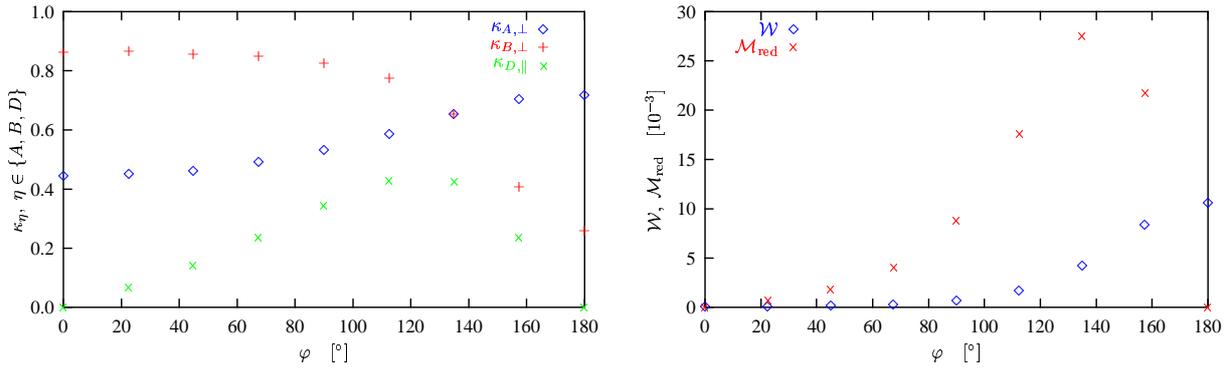


Abb. 2.4: Abhängigkeit der reduzierten Apparatekonstanten κ_{η} , $\eta \in \{A, B, D\}$, der Trefferwahrscheinlichkeit \mathcal{W} und der reduzierten Figure of Merit \mathcal{M}_{red} vom Winkel φ zwischen Elektron- und Protondetektor für den Prototyp aus Abschnitt 2.5.1 (10^8 Zerfälle, $E_e - m_e > 150$ keV). $\vec{\kappa}_{A,\perp}$ und $\vec{\kappa}_{B,\perp}$ zeigen in verschiedene Richtungen; angegeben sind jeweils die Beträge. Fehlerbalken wurden nicht eingetragen.

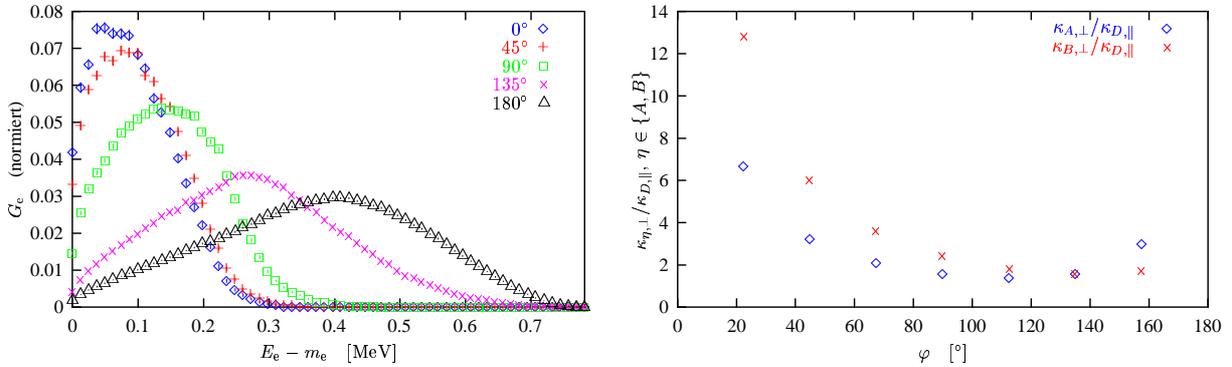


Abb. 2.5: Abhängigkeit des Elektronenspektrums vom Winkel zwischen Elektron- und Protondetektor für den Prototyp aus Abschnitt 2.5.1 (aber ohne untere Abschneidegrenze für E_e). Die Spektren wurden jeweils auf die gleiche Fläche normiert. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbole.

Abb. 2.6: Abhängigkeit der Quotienten $\kappa_{A,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$ und $\kappa_{B,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$ vom Winkel zwischen Elektron- und Protondetektor für den Prototyp aus Abschnitt 2.5.1.

Die Lage der maximalen Empfindlichkeit für D bei $\varphi \approx 120^\circ$ widerspricht der naheliegenden Erwartung $\varphi \approx 90^\circ$ zur Maximierung des Kreuzproduktes $\vec{p}_e \times \vec{p}_p$. Die Ursache soll qualitativ erläutert werden. Der von den Detektoren eingeschlossene Winkel beeinflusst den von der Detektorkombination gesehenen Energiebereich: Das Elektronenspektrum verschiebt sich für größere Winkel aufgrund der Kinematik zu höheren Energien (siehe Abb. 2.5). In die reduzierte Apparatekonstante κ_D geht im Zähler das Integral über $G_e \sqrt{1 - (m_e/E_e)^2}$ ein, im Nenner das über G_e (vergleiche (2.16), (2.2) und (2.7)). Das Maximum des Integranden im Zähler liegt bei einer höheren Energie als das im Nenner. Deshalb wächst der Quotient, wenn über einen höher liegenden Energiebereich integriert wird. Die Maximierung von $\sin \varphi$ allein reicht damit nicht aus.

Die Figure of Merit schließlich hat ihr Maximum bei noch größeren Winkeln, weil hier auch die Trefferwahrscheinlichkeit eingeht, die durch die in Abschnitt 1.1 abgeleitete Winkelkorrelation zwischen Elektron und Proton bestimmt wird (vergleiche Abb. 1.2).

Die konkreten Zahlenwerte für die Lagen und Höhen der Maxima hängen vom Strahldurchmesser und den Einzeldetektorabmessungen ab¹⁸⁾ und sind daher nicht allgemein gültig, aber als Richtwerte

¹⁸⁾Z.B. sind für einen unendlich dünnen Strahl bei ansonsten gleicher Geometrie die Maxima um ca. 20° zu größeren Winkeln verschoben.

verwendbar. Die hohe Empfindlichkeit für A und B über den gesamten Winkelbereich zeigt, dass die Ausrichtung der Polarisation eine sehr große Rolle spielt. Eine Möglichkeit zur Kompensation einer von der Achse abweichenden Polarisation wird in Abschnitt 2.5.2.1 vorgestellt.

2.5.2 Kompensierbare systematische Effekte

In diesem Abschnitt werden die systematischen Effekte betrachtet, die durch eine geeignete Detektorgeometrie unterdrückt werden können. Solche Effekte werden in dieser Arbeit als *kompensierbare systematische Effekte* bezeichnet.

2.5.2.1 Von der Achse abweichende Polarisation

Die Apparatekonstanten $\vec{\kappa}_A$ und $\vec{\kappa}_B$ stehen für eine ideale Detektorkombination ep senkrecht zur Strahlachse (siehe Tab. 2.1) und damit zur Polarisation. Der Einfluss der zugehörigen Koeffizienten auf die gemessene Asymmetrie verschwindet nach (2.17). Das gilt nicht mehr, wenn die Polarisation von der Strahlachse abweicht.

Schließt die Polarisation \vec{P} mit der Strahlachse den Winkel $\vartheta \neq 0$ ein, so führt das nach (2.17) zu einem von der gemessenen Asymmetrie unabhängigen Offset auf D mit dem Maximum¹⁹⁾

$$D_{\text{offset},\eta} = \eta \tan \vartheta \frac{\kappa_{\eta,\perp}}{\kappa_{D,\parallel}}, \quad \eta \in \{A, B\}. \quad (2.30)$$

Die Abhängigkeit der Quotienten $\kappa_{\eta,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$ vom Winkel φ zwischen Elektron- und Protodetektor ist für den in Abschnitt 2.5.1 definierten Prototyp in Abb. 2.6 dargestellt. Am unempfindlichsten für transversale Komponenten ist die Detektorkombination in dem Winkelbereich, in dem κ_D maximal ist. Soll D ohne nachträgliche Korrekturen mit einer Genauigkeit von δ_D gemessen werden, so lassen sich durch Einsetzen der experimentellen Werte für A und B (Tab. 1.2) in (2.30) Obergrenzen für den Winkel ϑ berechnen. Mit $\delta_D = 10^{-4}$ ergeben sich in der unempfindlichsten Konfiguration $\vartheta_A < 5 \cdot 10^{-4}$ bzw. $\vartheta_B < 5 \cdot 10^{-5}$. Solche Genauigkeiten sind praktisch nicht erreichbar.

Dieser systematische Effekt kann für einen sonst idealen Detektor beseitigt werden, wenn stets paarweise Detektorkombinationen existieren, die durch Drehung um die Strahlachse mit 180° ineinander übergehen (siehe Abb. 2.7). Während sich die longitudinalen Komponenten der Apparatekonstanten dabei nicht ändern, wechseln die transversalen gerade ihre Vorzeichen:

$$\kappa_{\eta,x}^{00} = -\kappa_{\eta,x}^{11}, \quad \kappa_{\eta,y}^{00} = -\kappa_{\eta,y}^{11} \quad \text{sowie} \quad \kappa_{\eta,z}^{00} = \kappa_{\eta,z}^{11}, \quad \eta \in \{A, B, D\}.$$

Da für einen idealen Detektor nur $\vec{\kappa}_D$ eine longitudinale Komponente hat, ergibt sich mit (2.17) auch für eine von der Strahlachse abweichende homogene Polarisation die Offset-freie Formel:

$$D = \frac{\alpha^{00} + \alpha^{11}}{2P_z \kappa_{D,z}^{00}}. \quad (2.31)$$

2.5.2.2 Strahldivergenz oder gegenüber der transversalen Spiegelebene versetzter Einzeldetektor

Für einen divergenten Strahl oder einen Detektor, bei dem ein Einzeldetektor gegenüber der Detektormitte in longitudinaler Richtung versetzt ist, existiert keine zur Strahlachse senkrechte Spiegelebene. Deshalb verschwinden die longitudinalen Komponenten von $\vec{\kappa}_A$ und $\vec{\kappa}_B$ nicht mehr. Mit der geforderten longitudinalen Spiegelebene von Zerfallsvolumen und einem Einzeldetektor kann der Effekt für einen sonst idealen Detektor beseitigt werden, indem zu jedem Einzeldetektor der anderen Teilchenart auch

¹⁹⁾Das Maximum wird erreicht, wenn $\vec{\kappa}_D$, $\vec{\kappa}_\eta$ und \vec{P} in einer Ebene liegen. Die Extrema von $D_{\text{offset},A}$ und $D_{\text{offset},B}$ treten im Allgemeinen nicht gleichzeitig auf.

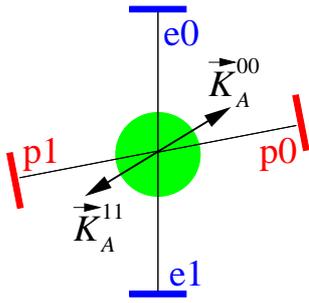
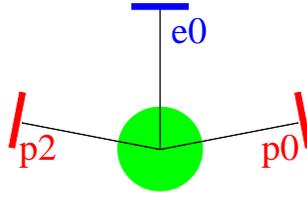
Abb. 2.7: Auf $\vec{P} \parallel$ Strahlachse unempfindlicher Detektor.

Abb. 2.8: Auf divergenten Strahl unempfindlicher Detektor.

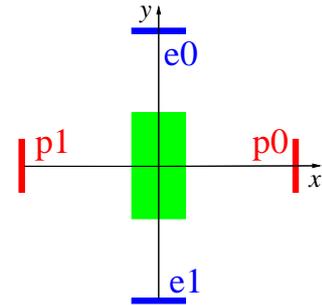


Abb. 2.9: Minimaler symmetrischer Detektor.

ein an der longitudinalen Ebene gespiegelter Einzeldetektor verwendet wird (Abb. 2.8). Für die longitudinalen Komponenten der Apparatekonstanten gilt dann:

$$\kappa_{A,z}^{00} = \kappa_{A,z}^{02}, \quad \kappa_{B,z}^{00} = \kappa_{B,z}^{02} \quad \text{sowie} \quad \kappa_{D,z}^{00} = -\kappa_{D,z}^{01},$$

und mit (2.17) folgt bei ideal longitudinaler Polarisation:

$$D = \frac{\alpha^{00} - \alpha^{01}}{2P\kappa_{D,z}^{00}}. \quad (2.32)$$

Die Polarisation muss ideal sein, weil sich die transversalen Komponenten der Apparatekonstanten nicht aufheben.

2.5.2.3 Kombination aus Strahldivergenz, von der Achse abweichender Polarisation und versetztem Detektor

Es wird nun die Kombination der in den Abschnitten 2.5.2.1 und 2.5.2.2 diskutierten Fälle betrachtet: Im Gegensatz zum idealen Detektor darf die Polarisation von der Strahlachse abweichen und es muss keine transversale Spiegelebene existieren. Damit sind divergente Strahlen und gegenüber der Detektormitte longitudinal versetzte Detektoren zulässig. Die dadurch hervorgerufenen systematischen Effekte können in einem Detektor kompensiert werden, der die in 2.5.2.1 und 2.5.2.2 abgeleiteten Eigenschaften besitzt. Es wird definiert:

Ein Detektor mit den folgenden Eigenschaften heißt *symmetrischer Detektor*:

1. Das Zerfallsvolumen besitzt zwei zueinander orthogonale longitudinale Spiegelebenen.
2. Zu jeder Detektorkombination existieren auch die an den beiden longitudinalen Spiegelebenen gespiegelten Kombinationen.

Dann ist zu jeder Detektorkombination auch die bezüglich der Strahlachse (Schnittgerade der beiden Spiegelebenen) um 180° gedrehte Kombination vorhanden.

Der einfachste Fall dieser Geometrie ist in Abb. 2.9 angegeben: Elektron- und Protonendetektor müssen mit dem Strahl jeweils 90° einschließen; zwei Detektorpaare sind erforderlich. Diese Anordnung heißt im Folgenden *minimaler symmetrischer Detektor*.

Für diesen Detektor ergeben sich die in Tab. 2.3 angegebenen Beziehungen zwischen den Apparatekonstanten. Mit (2.15) folgt für den D -Koeffizienten:

$$D = \frac{\alpha^{00} - \alpha^{01} - \alpha^{10} + \alpha^{11}}{4P_z \kappa_{D,z}}. \quad (2.33)$$

e_i	p_j	$\kappa_{A,x}^{ij}$	$\kappa_{A,y}^{ij}$	$\kappa_{A,z}^{ij}$	$\kappa_{B,x}^{ij}$	$\kappa_{B,y}^{ij}$	$\kappa_{B,z}^{ij}$	$\kappa_{D,x}^{ij}$	$\kappa_{D,y}^{ij}$	$\kappa_{D,z}^{ij}$
0	0	$-\kappa_{A,x}$	$\kappa_{A,y}$	$\kappa_{A,z}$	$-\kappa_{B,x}$	$-\kappa_{B,y}$	$\kappa_{B,z}$	$\kappa_{D,x}$	$-\kappa_{D,y}$	$\kappa_{D,z}$
0	1	$\kappa_{A,x}$	$\kappa_{A,y}$	$\kappa_{A,z}$	$\kappa_{B,x}$	$-\kappa_{B,y}$	$\kappa_{B,z}$	$\kappa_{D,x}$	$\kappa_{D,y}$	$-\kappa_{D,z}$
1	0	$-\kappa_{A,x}$	$-\kappa_{A,y}$	$\kappa_{A,z}$	$-\kappa_{B,x}$	$\kappa_{B,y}$	$\kappa_{B,z}$	$-\kappa_{D,x}$	$-\kappa_{D,y}$	$-\kappa_{D,z}$
1	1	$\kappa_{A,x}$	$-\kappa_{A,y}$	$\kappa_{A,z}$	$\kappa_{B,x}$	$\kappa_{B,y}$	$\kappa_{B,z}$	$-\kappa_{D,x}$	$\kappa_{D,y}$	$\kappa_{D,z}$

Tab. 2.3: Komponenten der reduzierten Apparatekonstanten für den minimalen symmetrischen Detektor. Das Koordinatensystem ist in Abb. 2.9 definiert.

Beiträge der anderen Koeffizienten können also vollständig unterdrückt werden. Analoge Beziehungen lassen sich auch für jeden anderen symmetrischen Detektor herleiten.

Die meisten bisherigen Messungen von D wurden mit minimalen symmetrischen Detektoren durchgeführt (Abschnitte 2.6.1, 2.6.2). Beispiele für symmetrische, aber nicht minimale symmetrische Detektoren sind emiT (Abschnitt 2.6.3) und Trine (Kapitel 3).

2.5.3 Nicht kompensierbare systematische Effekte

Der Einfluss der in diesem Abschnitt diskutierten systematischen Effekte kann nicht durch eine geeignete Detektoranordnung beseitigt werden. Deshalb ist es nötig, diese Effekte numerisch oder experimentell zu erfassen, um den Messwert zu korrigieren oder zumindest seinen systematischen Fehler bestimmen zu können.

2.5.3.1 Inhomogene Detektoreffizienz

Eine inhomogene Einzeldetektoreffizienz in einem symmetrischen Detektor führt erst dann zu einem von den gemessenen Asymmetrien unabhängigen Offset für D , wenn sie nicht die Symmetrien des Detektors besitzt. Dann gilt die Kompensationsformel (2.33) nicht mehr exakt, weil die Werte von $\vec{\kappa}_A$ und $\vec{\kappa}_B$ für verschiedene Detektorkombinationen voneinander abweichen. Konstruktiv sollten die Einzeldetektoren daher die geforderte Symmetrie des Gesamtdetektors widerspiegeln²⁰. Dann ist zu erwarten, dass auch die Effizienzverteilung diese Symmetrie besitzt und durch die unvollkommene Umsetzung der Konstruktion verursachte Abweichungen gering sind. Es ist im Allgemeinen jedoch nicht möglich, diese Abweichungen durch eine Kombination mit den anderen Detektoren zu kompensieren. Deshalb müssen Effizienz-Inhomogenitäten sehr genau getestet werden. Zudem beeinflussen inhomogene Detektoreffizienzen, auch wenn sie symmetrisch sind, den Wert für $\vec{\kappa}_D$ und führen damit zu einem mit der gemessenen Asymmetrie skalierenden Fehler. Das gilt auch für Detektoreffizienzen, die von der Energie des auftreffenden Teilchens abhängen.

Der Einfluss inhomogener Detektoreffizienzen lässt sich in die Integration der Apparatekonstanten (2.2)-(2.7) einbauen. Dazu muss für jeden Einzeldetektor eine Funktion definiert werden, die seine ortsabhängige und gegebenenfalls energieabhängige Effizienz beschreibt. In Schritt 4 des unkorrelierten Modells (Abschnitt 2.4.1) wird dann mit Hilfe der VON NEUMANNschen Rückweisungsmethode das Teilchen in Abhängigkeit von der Nachweiswahrscheinlichkeit an seinem Auftreffort mitgenommen. Entsprechend muss auch für die Berechnung der Trefferwahrscheinlichkeiten \mathcal{W}^{ij} im JACKSON-Modell (Abschnitt 2.4.2) verfahren werden. Im Programm `integrate` wird ein etwas anderes Verfahren verwendet, das es erlaubt, einem Detektor verschiedene Bereiche mit jeweils konstanter Effizienz zuzuweisen (siehe Anhang E.1).

Experimentell lässt sich der Einfluss einer inhomogenen Detektoreffizienz durch teilweises Abdecken eines Einzeldetektors untersuchen (siehe z.B. [ERO74]). Ist ein Einzeldetektor aus mehreren unabhängig

²⁰Beispiel: Es ist ‘symmetrischer’, einen Szintillator an beiden Enden auszulesen, als ein Ende zu verspiegeln.

auslesbaren Elementen zusammengesetzt (wie z.B. die Protonendetektoren von Trine aus mehreren PIN-Dioden, siehe Kapitel 3), so lassen sich diese Elemente einzeln auswerten, und Effizienzunterschiede zwischen den Elementen fallen heraus. Bei einer integralen Auswertung des Einzeldetektors kann eine inhomogene Detektoreffizienz simuliert werden, indem durch ein bestimmtes Element erfasste Ereignisse weggelassen (das entspricht dem bereits erwähnten Abdecken, kostet aber keine zusätzliche Messzeit) oder nur teilweise berücksichtigt werden. Deshalb empfiehlt sich ein modularer Aufbau der Einzeldetektoren.

2.5.3.2 Streuung der Zerfallsteilchen

Die Zerfallsteilchen können an Material im Detektor oder an den Einzeldetektoren gestreut werden. Die Streuwahrscheinlichkeit hängt unter anderem vom Material, von der Energie des Teilchens und vom Auftreffwinkel ab. Folgende Auswirkungen können auftreten:

1. Durch die Rückstreuung vom Einzeldetektor wird das Teilchen nicht nachgewiesen. Dies führt zu einer energie- und winkelabhängigen Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Winkelabhängigkeit kann eine inhomogene Detektoreffizienz verursachen. Die Auswirkungen können mit den in Abschnitt 2.5.3.1 angegebenen Verfahren untersucht werden.
2. Durch die Rückstreuung vom Einzeldetektor wird nur ein Teil der ursprünglichen Energie des Teilchens registriert. Dadurch wird das Spektrum deformiert. Für die Messung von D ist dieser Effekt nicht kritisch, weil der Verlauf des Spektrums nicht eingeht, sondern nur eine untere Schwelle gesetzt wird. Unterschreitet die nachgewiesene Energie die Schwelle, entspricht das Fall 1.
3. Ein gestreutes Teilchen gelangt in einen Einzeldetektor, der nicht der ursprünglichen Flugrichtung des Teilchens entspricht. Der Effekt kann als Vergrößerung des getroffenen Detektors mit inhomogener Nachweiswahrscheinlichkeit aufgefasst werden. Weil sich damit die Apparatekonstanten des Detektors bzw. der Detektorkombination ändern, ist der Effekt insbesondere für Absolutmessungen von Werten ungleich 0 (A und B) kritisch. In einer Messung von D wird der Absolutwert verfälscht, aber er skaliert mit der gemessenen Asymmetrie. Eine nicht vorhandene Asymmetrie kann dann erzeugt werden, wenn der "vergrößerte" Einzeldetektor auf A oder B empfindlich ist. Abschnitt 2.5.3.1 lässt sich auf diesen Fall verallgemeinern. Ist insbesondere auch der aus den "vergrößerten" Einzeldetektoren zusammengesetzte Detektor ein symmetrischer Detektor, so kompensieren sich die Einflüsse von A und B .

Die Streuung lässt sich durch die eingesetzten Materialien und den Aufbau des Detektors beeinflussen. Ein Grund für den Einsatz von Plastiksintillatoren zum Elektronnachweis ist deren geringe Rückstreuungswahrscheinlichkeit.

2.5.3.3 Nichtzentraler Strahl

Hat das Zerfallsvolumen (d.h. der Neutronenstrahl) nicht die für einen symmetrischen Detektor geforderten Eigenschaften, weil z.B. der Strahlquerschnitt gegenüber der Detektorachse verschoben ist, so unterscheiden sich die Apparatekonstanten der verschiedenen Detektorkombinationen. Es lässt sich dann keine zu (2.33) analoge Kombination von Asymmetrien bilden, in der die Einflüsse von A - und B -Koeffizient verschwinden.

Die Einflüsse lassen sich erfassen, indem die Integrale (2.2)-(2.7) mit der realen Strahlgeometrie berechnet werden. Damit kann der systematische Fehler abgeschätzt oder – bei hinreichend genau bekannter Strahlgeometrie – der Wert für D korrigiert werden.

Die Stärke des Effekts hängt vom Winkel zwischen Elektron- und Protonendetektor ab. Für den Prototyp aus Abschnitt 2.5.1, erweitert um die um 180° gedrehte Detektorkombination (Abb. 2.7), wurde dies durch eine Simulation überprüft. Die Anordnung kompensiert für einen zentralen Strahl eine von

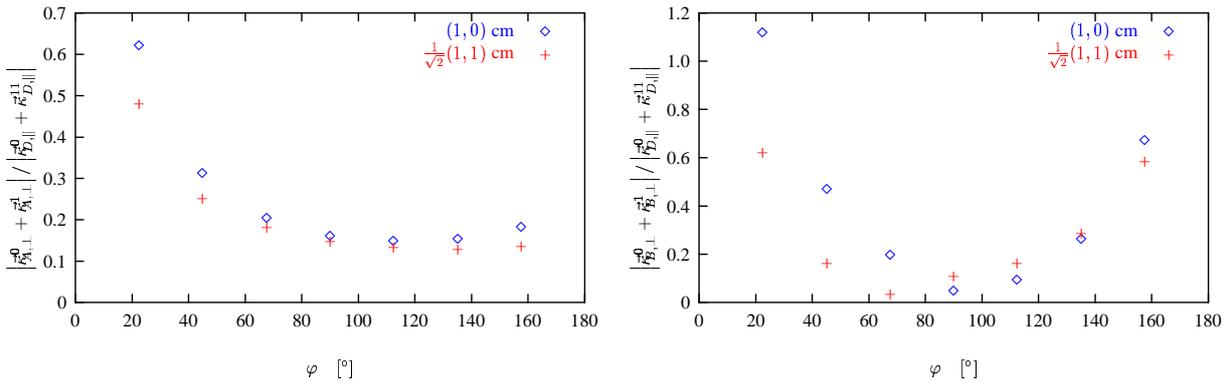


Abb. 2.10: Abhängigkeit der kompensierenden Quotienten $|\vec{\kappa}_{A,\perp}^{00} + \vec{\kappa}_{A,\perp}^{11}|/|\vec{\kappa}_{D,\parallel}^{00} + \vec{\kappa}_{D,\parallel}^{11}|$ (links) und $|\vec{\kappa}_{B,\perp}^{00} + \vec{\kappa}_{B,\perp}^{11}|/|\vec{\kappa}_{D,\parallel}^{00} + \vec{\kappa}_{D,\parallel}^{11}|$ (rechts) vom Winkel zwischen Elektron- und Protondetektor bei nichtzentralem Strahl (Prototyp aus Abschnitt 2.5.1, erweitert nach Abb. 2.7, 10^8 Zerfälle, $E_e - m_e > 150$ keV, zwei verschiedene Strahlverschiebungen wie in Diagrammen angegeben).

der Strahlachse abweichende Polarisation vollständig (Abschnitt 2.5.2.1). Die Ergebnisse für um 1 cm gegenüber der Achse verschobene Strahlen sind in Abb. 2.10 dargestellt. Die Kompensation der Abweichung der Polarisation funktioniert offensichtlich noch am besten, wenn die Einzeldetektoren Winkel von 90° einschließen.

2.5.3.4 Inhomogene Polarisation im Zerfallsvolumen

Für die Definition der Apparatekonstanten in (2.2)-(2.7) wurde vorausgesetzt, dass der Vektor des Spins im Detektorvolumen konstant ist und damit vor die entsprechenden Integrale gezogen werden kann. Eine inhomogene Spinverteilung wurde zunächst näherungsweise durch die mittlere Polarisation ersetzt.

Sei $\vec{P}_{\parallel,\max}$ der Wert von $\vec{P}(\vec{r})$ im Zerfallsvolumen, für den der Winkel zur Detektorachse maximal ist. Dann lässt sich der in einem Paar aus Elektron- und Protondetektor durch die inhomogene Polarisation hervorgerufene Effekt durch den Effekt der homogenen Polarisation mit dem Wert $\vec{P}_{\parallel,\max}$ nach oben abschätzen. Werden jedoch Kombinationen von verschiedenen Detektorpaaren gebildet, die den Effekt der abweichenden Polarisation beseitigen sollen (vergleiche (2.33)), kompensieren sich im Gegensatz zu einer homogenen Polarisation für eine inhomogene Polarisation die verschiedenen $\vec{\kappa}_\eta$, $\eta \in \{A, B\}$, nicht mehr vollständig. Eine obere Abschätzung der systematischen Effekte mit $\vec{P}_{\parallel,\max}$ ist damit nicht möglich.

Zur Erfassung einer inhomogenen Polarisation müssen deshalb die Definitionen der Apparatekonstanten (2.5)-(2.7) modifiziert werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_A^{ij} &:= k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) \frac{\vec{\sigma}_n(\vec{r}) \vec{p}_e}{\sigma_n E_e} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{v}} \right\rangle_V \\ \mathcal{K}_B^{ij} &:= k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) \frac{\vec{\sigma}_n(\vec{r}) \vec{p}_{\bar{v}}}{\sigma_n E_{\bar{v}}} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{v}} \right\rangle_V, \\ \mathcal{K}_D^{ij} &:= k \left\langle \int_{e_i p_j} G_E(E_e) \frac{\vec{\sigma}_n(\vec{r}) (\vec{p}_e \times \vec{p}_{\bar{v}})}{\sigma_n E_e E_{\bar{v}}} dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{v}} \right\rangle_V, \end{aligned}$$

wobei $\vec{\sigma}_n(\vec{r})$ der Vektor des Spins am Ort \vec{r} ist. In den Gleichungen aus Abschnitt 2.2.2 sind dann Ausdrücke der Form $\vec{P} \vec{K}_\eta$ durch \mathcal{K}_η zu ersetzen. Damit können die Koeffizienten weiter durch Asymmetrien ausgedrückt werden. Allerdings sind die Betrachtungen zu systematischen Effekten aus Abschnitt 2.5 nicht mehr in der angegebenen Form durchführbar.

In [ER078] findet sich eine qualitative Diskussion der durch eine inhomogene Polarisation hervorgerufenen Effekte. Als experimentelle Möglichkeit zur Untersuchung dieser Effekte wird die Abdeckung eines Teils des Neutronenstrahls vorgeschlagen und ein entsprechendes Experiment durchgeführt. Damit lassen sich jedoch Effekte durch eine entlang der Detektorachse variierende Polarisation nicht erfassen.

2.5.3.5 Felddurchgriff

Das für den Nachweis der Protonen notwendige elektrostatische Potenzial ist groß gegen die Energie der Protonen (vergleiche Abschnitt 2.1). Wirkt das Potenzial bis in das Zerfallsvolumen, können die Protonen daher so beschleunigt werden, dass der nachweisende Detektor nicht ihrer ursprünglichen Emissionsrichtung entspricht. Weil dieser Effekt unabhängig von der Spinrichtung des zerfallenden Neutrons ist, wird eine vorhandene Asymmetrie ausgewaschen. Das ist für Messungen von Absolutwerten ungleich 0 (A und insbesondere B) besonders kritisch (siehe z.B. [REI99]).

Sei N_0 die Zahl der Zerfälle, die unabhängig von der Spinrichtung des Neutrons in einer bestimmten Detektorkombination nachgewiesen werden. Dann ergibt sich die folgende Asymmetrie:

$$\alpha = \frac{N_{\uparrow} + N_0 - (N_{\downarrow} + N_0)}{N_{\uparrow} + N_0 + N_{\downarrow} + N_0} \stackrel{N_0 \ll N_{\uparrow}}{\approx} \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \cdot \left(1 - \frac{2N_0}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}\right).$$

Damit werden die tatsächliche Asymmetrie und die Empfindlichkeit für D reduziert. Bei einem elektrostatischen Potenzial von z.B. 25 kV und einer Abschirmung auf 10^{-3} werden ca. 0.5% der Protonen (das ist der Anteil, der eine kinetische Energie von weniger als 25 eV hat) unabhängig von ihrer eigentlichen Emissionsrichtung nachgewiesen. Eine möglicherweise vorhandene Asymmetrie würde also um 1% reduziert. Das wäre für eine Messung von D akzeptabel. Allerdings kann das nicht vollständig abgeschirmte Potenzial auch den Raumwinkel des Detektors insgesamt erhöhen. Wird z.B. angenommen, dass die niederenergetischen Protonen vollständig nachgewiesen werden, die anderen aber nur mit der Trefferwahrscheinlichkeit \mathcal{W} der Detektorkombination, so gilt $N_0 \approx N_{\uparrow}/\mathcal{W}$. Wegen $\mathcal{W} \approx 10^{-3}$ (siehe z.B. Abschnitt 2.6.4) wäre dies eine drastische Korrektur.

Die konkreten Anforderungen an die Abschirmung des elektrostatischen Potenzials im Zerfallsvolumen hängen also von der Geometrie ab. Die Abschirmung des Potenzials geschieht meist durch feine Gitter; der Felddurchgriff muss daher mit großer Ortsauflösung berechnet werden. Um obere Abschätzungen der Auswirkung eines nichtverschwindenden elektrischen Feldes zu erhalten, kann in den Simulationen aus den Abschnitten 2.4.1 und 2.4.2 jedes Proton, das eine bestimmte Energie unterschreitet, einem vorgegebenen Detektor zugeordnet werden.

2.5.4 Zeitabhängige Effekte

Zeitabhängige Effekte können falsche Asymmetrien verursachen. Beispiele sind sich ändernde Detektoreffizienzen (z.B. Druckschwankungen im Zählgas, Alterung), elektronische Störungen, Temperatureffekte in der Ausleseelektronik (Rauschen) und ein schwankender Neutronenfluss. Ändern sich die Größen langsam, können die Auswirkungen durch gegenüber dieser Zeitkonstante schnell abwechselnde Messungen für die beiden Spinrichtungen weggemittelt werden. Einige zeitabhängige Effekte, z.B. Schwankungen im Neutronenfluss und unterschiedlich lange Zeitintervalle für die Messung der beiden Spinrichtungen, fallen für symmetrische Detektoren bei der Bildung der Kompensationsformel (2.33) heraus, weil sie in D einmal mit positivem und einmal mit negativem Vorzeichen eingehen.

Werden möglicherweise zeitabhängige Effekte mitgeschrieben, ist mitunter die Beseitigung ihrer Auswirkungen möglich. Z.B. erlaubt ein Neutronenzähler die Korrektur von Schwankungen im Neutronenfluss und von unterschiedlich langen Zeitintervallen für die beiden Spinrichtungen. Können Effekte nicht korrigiert werden, ist es zumindest möglich, Ereignisse, die bei schnellen Änderungen von äußeren Bedingungen aufgenommen wurden, zu verwerfen.

	Effekt	Auswirkung	Komp. ^a	Kompensation bzw. Erfassung	Siehe
1	Abweichende homogene Polarisation	Offset durch A und B	ja	um 180° gedrehte Detektorkombination	2.5.2.1
2	Strahldivergenz	Offset durch A und B	ja	gespiegelte Detektorkombination	2.5.2.2
3	Longitudinal versetzter Detektor	Offset durch A und B	ja	gespiegelte Detektorkombination	2.5.2.2
4	1, 2 und 3	Offset durch A und B	ja	symmetrischer Detektor	2.5.2.3
5	Inhomogene Detektoreffizienz				
5.1	Symmetrische inhomogene Detektoreffizienz	mit Asymmetrie skalierender Fehler durch falsches $\vec{\kappa}_D$	nein	Berechnung von $\vec{\kappa}_D$ mit realer Effizienzverteilung	2.5.3.1
5.2	Nicht symmetrische inhomogene Detektoreffizienz	Offset durch A und B	nein	Korrektur durch Berechnung der $\vec{\kappa}_\eta$ mit realer Effizienzverteilung	2.5.3.1
6	Streuung				
6.1	Streuung besitzt Detektorsymmetrie	mit Asymmetrie skalierender Fehler durch falsches $\vec{\kappa}_D$	nein	Berechnung von $\vec{\kappa}_D$ mit "vergrößertem" Detektor inhomogener Effizienz	2.5.3.2
6.2	Streuung besitzt Detektorsymmetrie nicht	Offset durch A und B	nein	Korrektur durch Berechnung der $\vec{\kappa}_\eta$ mit "vergrößertem" Detektor inhomogener Effizienz	2.5.3.2
7	Nichtzentraler Strahl	Kompensation gilt nicht	nein	Korrektur durch Berechnung der $\vec{\kappa}_\eta$ mit realer Strahlverteilung	2.5.3.3
8	Inhomogene Polarisation	Kompensation gilt nicht	nein	Verwendung der Konstanten \mathcal{K}_η mit realer Polarisationsverteilung	2.5.3.4
9	Felddurchgriff	mit Asymmetrie skalierender Fehler durch falsches $\vec{\kappa}_D$	nein	Berechnung von $\vec{\kappa}_D$ unter Berücksichtigung des Felddurchgriffs	2.5.3.5
10	Zeitabhängige Effekte	falsche Asymmetrie	teils	häufiges Spinflippen, Korrektur auf Neutronenflussschwankungen, Verwerfen von bei schnellen Änderungen gesammelten Ereignissen	2.5.4

 Tab. 2.4: Zusammenfassende Übersicht der in Abschnitt 2.5 diskutierten systematischen Effekte für D .

^aKompensierbar.

2.5.5 Zusammenfassung

Die Empfindlichkeit eines Detektors für D wird durch die Apparatekonstanten κ_D und die Trefferwahrscheinlichkeiten \mathcal{W} der Detektorkombinationen bestimmt. In κ_D gehen der Sinus des von der Detektorkombination eingeschlossenen Winkels φ und die Verschiebung des von der Detektorkombination gemessenen Spektrums ein. Das Maximum liegt bei $\varphi \approx 120^\circ$; die genaue Lage hängt von den Detektorabmessungen ab. \mathcal{W} wird vor allem durch die Winkelverteilung zwischen Elektron und Proton bestimmt und wächst bei ausgedehnten Einzeldetektoren mit φ .

Für das Detektordesign ist auch die Systematik des Detektors zu beachten. Es lassen sich zwei Typen systematischer Effekte unterscheiden: ein nicht mit der gemessenen Asymmetrie skalierender Offset durch den Einfluss der Koeffizienten A und B und ein mit der Asymmetrie skalierender Fehler durch eine falsche Apparatekonstante κ_D oder eine falsche Polarisation²¹⁾. Da bei einer Messung von D zunächst die Inkonsistenz mit Null interessiert, sind vor allem die Offsets kritisch. Ein symmetrischer Detektor ermöglicht die Kompensation der durch eine von der Strahlachse abweichende Polarisation oder durch die Strahldivergenz verursachten Offsets. Die Offsets lassen sich durch (2.30) – angepasst auf die für den Detektor gültige Kompensationsformel (z.B. (2.33)) – charakterisieren. Für eine möglichst geringe Empfindlichkeit gegen A und B müssen die Verhältnisse $\kappa_{\eta,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$, $\eta \in \{A, B\}$, minimiert werden, wobei $\kappa_{B,\perp}$ wegen $|B| \approx 8|A|$ wichtiger ist. Für eine einzelne Detektorkombination sind diese Quotienten etwa dort minimal, wo κ_D maximal ist. In einem symmetrischen Detektor werden Offsets durch Abweichungen von der Detektorsymmetrie verursacht; die optimale Geometrie hängt von der Art dieser Abweichungen ab. Z.B. ist eine 90° -Geometrie am unempfindlichsten gegenüber einem verschobenen Strahl, weil dort der entsprechend der Kompensationsformel erweiterte Quotient $\kappa_{B,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$ minimal ist. Tab. 2.4 enthält eine Übersicht der diskutierten systematischen Effekte.

2.6 Bisherige und konkurrierende Messungen von D

Im Folgenden werden die letzten Experimente zur Messung von D vorgestellt. Tab. 2.5 enthält eine Auflistung der Ergebnisse und verfügbaren Daten und vergleicht diese mit denen der Experimente Trine β und Trine, die in Kapitel 3 vorgestellt werden.

2.6.1 Die Messung von STEINBERG et al. am ILL

STEINBERG et al. führten in den 70er Jahren eine Messung von D am ILL, Grenoble, durch [STE74, STE76]. Ein Querschnitt des Detektors ist in Abb. 2.11 dargestellt. Insgesamt bestand der Detektor aus zwei der dargestellten Kammern, die nacheinander vom Strahl durchquert und unabhängig voneinander betrieben wurden. In der Notation aus Abschnitt 2.5 handelte es sich somit um zwei minimale symmetrische Detektoren.

Die Polarisation betrug 70(7)%. Der Spinflip erfolgte jede Sekunde mit einem Flipper aus zwei Spulen; die Effizienz betrug 97%. Das magnetische Führungsfeld wurde durch drei Spulen erzeugt und durch eine Anordnung von zwei großen HELMHOLTZ-Spulen auf 1° genau ausgerichtet.

Die Elektronen wurden mit Plastiksintillatoren nachgewiesen. Die Protonen wurden in einem elektrostatischen Feld auf 20 keV beschleunigt und in einer $0.8 \mu\text{m}$ dicken NaI-Schicht, die auf einen Lichtleiter aufgebracht war und mit einem Photomultiplier ausgelesen wurde, detektiert. Für jede Kombination aus Elektron- und Protonendetektor in einer Kammer wurden für beide Spinrichtungen Flugzeitspektren aufgenommen, so dass insgesamt $2 \cdot 2 \cdot 4 = 16$ Spektren gemessen wurden. Aus diesen Spektren wurden nach Untergrundabzug die Zählraten und Asymmetrien berechnet. Alle Photomultiplier waren gegen Strahlung und das magnetische Führungsfeld abgeschirmt.

²¹⁾Der systematische Fehler durch den falschen Betrag der Polarisation (Fehler δP) wurde bisher nicht diskutiert. Er folgt sofort z.B. aus (2.33) mit Fehlerfortpflanzung.

Größe		[STE76]	[ERO78]	[Lis00]	Trine β	Trine
Strahlquerschnitt in Detektormitte	[cm ²]	5×8	2×14	∅6	≈2.5×4	2.8×6
Detektorkombinationen je Ebene ^a		4	4	32	8	16
Ebenen		2	1	6	3	12
Protonnachweis		NaI(Tl)	CsI(Tl)	PIN	PIN	PIN
Totschicht	[μg/cm ²]	0	0	20(2)	6	6
Dicke	[μm]	0.8	1	500	301-317	301-317
Beschleunigungsspannung	[kV]	20	25	30-40	25-28	20-28
Elektronnachweis		Plastiksz.	Plastiksz.	Plastiksz.	Plastiksz.	Plastiksz.
Abmessungen	[cm ³]		∅7.5×0.3 ^b	50×8.4×0.64	50×26×0.8	56×15.8×0.85
$E_e - m_e$	[keV]	100–500	150–550	>150	>150	>150
Anteil $\int_{E_e} G_e(E)dE / \int_{m_e}^{E_{0,e}} G_e(E)dE$		0.748	0.710	0.791	0.791	0.791
Polarisation P	[%]	70(7)	68(3), 65(1) ^c	96(2)	99	92.6(6.1), 97.4(2.6) ^c
Spinflippzeit	[s]	1		5	5	3
Magnetfeldstärke	[mT]	0.3		0.5		0.14
Ausrichtung	[°]	<1	<0.05	<0.06		<0.3
Messzeit ^d	[Tage]	90		210	50	100
Neutronenfluss vor Pol.	[10 ⁹ n/cm ² s]	3		1.4	3.5	3.5
Neutronenfluss im Detektor	[10 ⁸ n/s]	20 ^e	10 ^f	1 ^g	≈7-10	40
Koinzidenzzählrate	[s ⁻¹]	1.5	0.8	7	0.3	10
Signal zu Untergrund		4	2.2	2.5		23
Ereignisse	[10 ⁶]	5.9	2.5	15	0.6	50
D^h	[10 ⁻³]	-1.1(1.7)	2.2(3.0)	-0.6 ^{±1.2±0.5}		-0.31 ^{±0.78±0.47i}
Φ	[°]	180.14(22)	179.71(39)			

 Tab. 2.5: Vergleich der letzten und aktuellen D -Messungen. Neutronenflüsse sind auf eine mittlere Geschwindigkeit von 2200 m/s normiert.

^aDabei verwenden [Lis00] nur die 16 und Trine nur die acht Kombinationen mit den größten Winkeln für die Datenanalyse.

^bFünf Stück je Array.

^cVerschiedene Messserien.

^dKann Stillstandszeiten enthalten.

^eAm Polarisatorausgang. Die Verluste bis zum Detektor waren vermutlich gering, weil der dort akzeptierte Strahlquerschnitt größer als der Polarisatorausgang war.

^fMittlere Geschwindigkeit nicht angegeben.

^gNach [Jon00]. Vermutlich Druckfehler mit richtigem Wert $10 \cdot 10^8$ n/s.

^hFalls verfügbar, in der Form $D^{\pm\text{stat}\pm\text{sys}}$ mit statistischem und systematischem Fehler angegeben.

ⁱVorläufiger Wert nach Auswertung von $30 \cdot 10^6$ Ereignissen, von denen $13.8 \cdot 10^6$ in D eingehen. Systematischer Fehler sehr konservativ nach oben abgeschätzt.

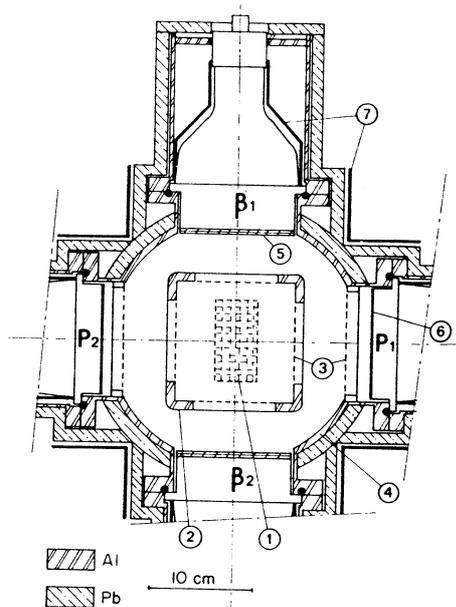


Abb. 2.11: Querschnitt des Detektors von STEINBERG et al. [STE76] mit 1 – polarisierter Neutronenstrahl, 2 – Hochspannungselektrode, 3 – Beschleunigungsstrecke für die Protonen, 4 – Vakuum-Kammer, 5 – Plastiksziintillator, 6 – NaI-Layer zum Protonnachweis, 7 – magnetische Abschirmung.

2.6.2 Die Messung von EROZOLIMSKI et al. am KURCHATOV-Institut

EROZOLIMSKI und Mitarbeiter führten in den 60er und 70er Jahren verschiedene Messungen des D -Koeffizienten am KURCHATOV-Institut (Institut für Atomenergie) in Moskau durch [ERO68, ERO69, ERO70, ERO74, ERO78]. Der jeweils nur geringfügig modifizierte Apparat ist in Abb. 2.12 dargestellt. Es handelt sich um einen minimalen symmetrischen Detektor.

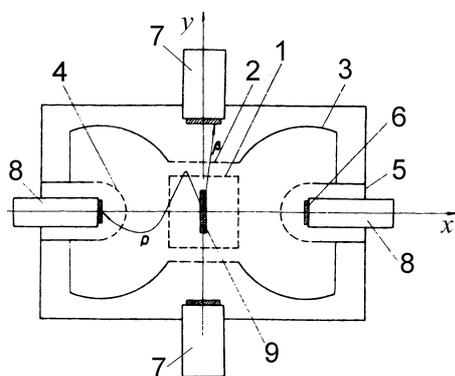


Abb. 2.12: Querschnitt des Detektors von EROZOLIMSKI et al. [ERO68, ERO78] mit 1 – inneres Gitter (24.2 kV), 2 – äußeres zylindrisches Gitter, 3 – sphärische Elektrode (25 kV), 4 – sphärisches Gitter, 5 – Vakuum-Kammer, 6 – CsI(Tl)-Kristall, 7 – Photomultiplier Elektronendetektor, 8 – Photomultiplier Protonendetektor, 9 – longitudinal polarisierter Neutronenstrahl.

Die Polarisation der Neutronen erfolgte durch Reflexion an mehreren in einen vertikalen Neutronenleiter eingebauten magnetisierten Kobalt-Spiegeln.

Für den Nachweis der Elektronen wurden zwei Detektorarrays verwendet, die sich jeweils aus fünf mit Photomultipliern von hinten ausgelesenen Plastiksziintillatoren ($\varnothing 75$ mm, Dicke 3 mm) zusammensetzten. Die genaue Anordnung der fünf Szintillatoren wird aus keiner der zitierten Arbeiten klar. Offenbar wurden die Signale der Einzeldetektoren jedoch nicht getrennt verarbeitet. Der Protonnachweis erfolgte mit dünnen Schichten aus CsI(Tl). Dabei erreichte der durch einen Detektor erfasste Raumwinkel durch ein aufwändiges Fokussiersystem aus zwei verschiedenen Potenzialflächen mit 24.2 kV und 25 kV (elektrostatischer Spiegel) nahezu 2π .

Die Autoren untersuchten sehr sorgfältig zahlreiche systematische Effekte, z.B. ortsabhängige Detektoreffizienz und Polarisation.

2.6.3 Die Messung von emiT am NIST

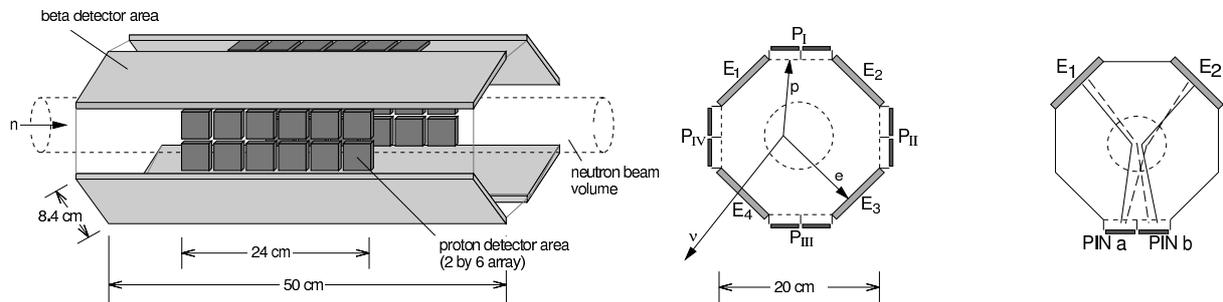


Abb. 2.13: Der emiT-Detektor [Lis00]. Links: Übersicht, Mitte: Querschnitt mit E_i – Elektronendetektoren, P_j – Protonendetektorarrays, Rechts: Die vier genutzten Kombinationen zwischen zwei Elektronendetektoren und einem Protonendetektorarray.

Der Detektor der emiT-Kollaboration ([Was94, Jon00, Lis00], Abb. 2.13) besteht dadurch, dass er die in Abschnitt 2.5 abgeleiteten Anforderungen für einen D -Detektor in idealer Weise umsetzt. Er besteht aus insgesamt vier Elektron- und vier Protonendetektorarrays, wobei Letztere jeweils aus zwei Reihen mit je sechs Einzeldetektoren zusammengesetzt sind. Damit gibt es sechs Detektorebenen, in denen je 32 Kombinationen zwischen Elektron- und Protonendetektoren gebildet werden können. Die 16 Kombinationen mit den kleinen Winkeln werden jedoch wegen ihrer geringen Statistik und der größeren Empfindlichkeit für systematische Effekte (vergleiche Abb. 2.6) für die Auswertung nicht verwendet. Die 16 anderen Kombinationen schließen Winkel im Bereich von 135° ein. Dort ist nach Abschnitt 2.5.1 die Figure of Merit maximal. Die Symmetrie des Detektors ist sehr hoch: Insgesamt existieren acht longitudinale Spiegelebenen.

Der Elektronennachweis erfolgt durch Plastikszintillatoren, der Protonennachweis mit PIN-Dioden. Jede PIN-Diode befindet sich hinter einer mit einem Gitter zum Strahl hin abgeschlossenen Elektrode, die auf Masse liegt; die PIN-Diode selbst liegt auf einem Potenzial von -30 bis -40 kV. Innerhalb der Elektrode werden die Protonen auf die PIN-Diode fokussiert, wodurch jede PIN-Diode mit ihrer aktiven Fläche von $1.8 \times 1.8 \text{ cm}^2$ einen Bereich von $4 \times 4 \text{ cm}^2$ abdeckt. Die vergleichsweise hohe Beschleunigungsspannung ist wegen der relativ dicken Totschicht der verwendeten PIN-Dioden nötig. Weil diese Anordnung weit vom Strahl entfernt ist, werden systematische Effekte durch Felddurchgriffe unterdrückt. Allerdings ist das Hochlegen der Elektronik technisch sehr aufwändig.

Ein Vorteil für die neueren D -Messungen ist die heute mit Superspiegel-Polarisatoren [SCH89a, SCH89b] erreichbare nahezu vollständige Polarisation der Neutronen, die linear in die statistische Empfindlichkeit der Messung eingeht (vergleiche (2.26)). Für die Messung von emiT wurde eine Polarisation von 96(2)% erreicht. Als Spinflipper wurde ein Current Sheet verwendet. Der Strahlquerschnitt war kreisförmig. Das nutzt zwar die rechteckigen Querschnitte von Neutronenleiter und Polarisator nicht vollständig aus, ist aber optimal an die Symmetrie des Detektors angepasst.

Das bisherige Resultat (Tab. 2.5) bleibt hinter dem Potenzial des Detektors zurück. Bei der Messung am NIST, Gaithersburg, traten viele vor allem durch die Hochspannung verursachte Probleme auf: Ausfälle von PIN-Dioden mit resultierender schlechterer Detektorsymmetrie und -systematik, hoher hochspannungsbedingter Untergrund, große Detektortotzeit [Jon00, Lis00]. Gleichwohl konnte mit dem Detektor das bisher genaueste Resultat für D im Neutronenzerfall erreicht werden. Eine weitere Messung mit Oberflächensperrschichtzählern oder PIPS-Detektoren²²⁾ zum Protonennachweis sowie verbesserter Elektronik und Datenaufnahme ist geplant [Jon00].

²²⁾Passivated implanted planar silicon detectors.

2.6.4 Apparatekonstanten konkurrierender D -Messungen

Für die D -Messungen aus Tab. 2.5 wurden mit dem Programm `integrate` die Trefferwahrscheinlichkeiten \mathcal{W} , die Apparatekonstanten κ_D und die resultierenden Figures of Merit berechnet. Es wurde der vom jeweiligen Elektronendetektor erfasste Energiebereich eingesetzt (siehe Tab. 2.5). Weil in [STE76] und [ERO78] nicht alle für die Berechnungen nötigen Detektorkoordinaten explizit angegeben sind, mussten fehlende Werte aus den Zeichnungen abgeschätzt werden. Daher sind die Ergebnisse für diese beiden Detektoren nicht sehr zuverlässig. Für [LIS00], Trine β und Trine wurden alle Detektorebenen zusammengefasst, so dass nur die Detektorkombinationen mit verschiedenen Winkeln innerhalb einer Detektorebene unterschieden werden. Um Trine β mit Trine direkt vergleichen zu können, wurde der vollständig bestückte Detektor (48 PIN-Dioden) mit dem gleichen Zerfallsvolumen berechnet. Das entspricht nicht dem Aufbau bei der in Tab. 2.5 angegebenen Testmessung. Die durch die Drahtkammern erreichbare bessere Ortsauflösung des Elektronnachweises wurde nicht berücksichtigt.

Als Zerfallsvolumen wurden für [STE76], [ERO78], Trine β und Trine nichtdivergente Quader, für [LIS00] ein nichtdivergenter Zylinder, jeweils mit dem in der Detektormitte vorhandenen Querschnitt, eingesetzt. Dieser Querschnitt ist aufgrund der Strahldivergenz größer als die Blende. Als Länge l des Zerfallsvolumens wurde willkürlich der Mittelwert von Proton- und Elektronendetektorlänge eingesetzt. Dieser Wert geht auch in Trefferwahrscheinlichkeiten und Apparatekonstanten ein. Für die Polarisation wurde für alle Detektoren der heute nahezu erreichbare Wert 1 verwendet.

Es wurden jeweils 10^8 Zerfälle berechnet. Die Ergebnisse sind in Tab. 2.6 aufgelistet. Die statistischen Fehler sind kleiner als die angegebene Genauigkeit. Systematische Fehler aufgrund der Abschätzung nicht gegebener oder willkürlich eingesetzter Werte wurden nicht berechnet. Die Tabelle zeigt die Überlegenheit der emiT-Geometrie für die statistische Genauigkeit.

Größe		[STE76]	[ERO78]	[LIS00]	Trine β	Trine
F	[cm ²]	40 ^a	28 ^a	19.6	6.5	6.5
l	[cm]	11 ^b	15 ^b	37	40	41.5
Kombinationen		2·4	4	8	4	4
φ^{00}	[°]	90	90	146	105	130
\mathcal{W}^{00c}	[10 ⁻³]	1.485 ^d	1.010 ^d	6.944	2.528	3.910
κ_D^{00}		0.470 ^d	0.430 ^d	0.312 ^e	0.437	0.429
$\mathcal{M}_{\text{red}}^{00}$		0.0181 ^d	0.0137 ^d	0.0260	0.0220	0.0268
φ^{01}	[°]			124	75	98
\mathcal{W}^{01}	[10 ⁻³]			3.244	0.684	1.043
κ_D^{01}				0.436 ^e	0.325	0.386
$\mathcal{M}_{\text{red}}^{01}$				0.0248	0.0085	0.0125
φ^{02}	[°]			56		82
\mathcal{W}^{02}	[10 ⁻³]			0.215		0.791
κ_D^{02}				0.211		0.354
$\mathcal{M}_{\text{red}}^{02}$				0.0031		0.0100
φ^{03}	[°]			34		50
\mathcal{W}^{03}	[10 ⁻³]			0.124		0.261
κ_D^{03}				0.116		0.205
$\mathcal{M}_{\text{red}}^{03}$				0.0013		0.0033
\mathcal{M}_{red}		0.0512 ^d	0.0273 ^d	0.1021	0.0472	0.0628
\mathcal{M}	[cm ^{3/2}]	1.075 ^{df}	0.560 ^{df}	2.750	0.760	1.031

Tab. 2.6: Berechnete Apparatekonstanten der letzten und aktuellen D -Messungen (mit $P = 1$). Die Detektorkombinationen sind nach dem mittleren geometrischen Winkel zwischen Elektron- und Proton-detektor, φ , sortiert. Siehe Abschnitt 2.6.4 für weitere Erklärungen.

^aStrahlquerschnitt im Detektor. Größe der Eingangsblende nicht angegeben.

^bGeschätzt aus Zeichnung. In [BOW84] wird für [STE76] eine Gesamtlänge von 40 cm, d.h. $l = 20$ cm (zwei Detektorkammern), und für [ERO78] $l = 12$ cm angegeben. Das ist jedoch kein Originalzitat.

^cBeinhaltet geometrische Trefferwahrscheinlichkeit und Energiebereich, der durch Szintillator erfasst wird, aber nicht die Fenster auf die Protonflugzeit (vergleiche (2.22)).

^dNur Richtwert, weil wichtige in die Berechnungen eingehende Größen in den Publikationen nicht enthalten sind (vergleiche Abschnitt 2.6.4).

^eFür eine einzelne PIN-Diode und das reale Strahlprofil gilt nach [LIS00] $\kappa_D^{00} = 0.335(20)$ und $\kappa_D^{01} = 0.424(10)$.

^fMit l aus Fußnote ^b ergeben sich $\mathcal{M} = 1.449$ cm^{3/2} für [STE76] und $\mathcal{M} = 0.501$ cm^{3/2} für [ERO78], wenn Einflüsse des geänderten Zerfallsvolumens auf \mathcal{W} und κ_D vernachlässigt werden.

Kapitel 3

Das Experiment Trine

3.1 Die Messapparatur

3.1.1 Trine β und Trine

Das ursprüngliche Konzept von Trine wurde von BECK, SCHRECKENBACH (Technische Universität München, TUM), LIAUD (Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble, ISN), BUSSIÉRE und KOSSAKOWSKI (Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules, Annecy, LAPP) entworfen. Es handelte sich um einen symmetrischen Detektor. Im Vergleich zum minimalen symmetrischen Detektor waren aber in jeder Detektorebene zwei Elektron- und vier Protonendetektoren vorhanden, so dass unter zwei verschiedenen mittleren geometrischen Winkeln, 75° und 105° , gemessen werden konnte. Drahtkammern sollten – neben der zusätzlichen Untergrundsunterdrückung – eine winkelauflösende Messung ermöglichen. Dieser Aufbau wird in der vorliegenden Arbeit mit Trine β ¹⁾ bezeichnet.

Trine β wurde von BECK und dem Autor aufgebaut. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [BEC98] (siehe auch [SOL00] für einen Überblick). Eine Testmessung mit einem nur teilweise bestückten Detektor fand 1999 am Institut Laue Langevin (ILL), Grenoble, statt. Dabei zeigte sich, dass auch die mit der vollständig bestückten Apparatur erreichbare Statistik hinter den Erwartungen bleiben würde. Zum Einen betrug der tatsächliche Neutronenfluss am Messplatz PF1 nur ein Drittel des vom ILL angegebenen Wertes ($3.5 \cdot 10^9$ n/cm²s statt 10^{10} n/cm²s aus [ILL94]), zum Anderen war die durch den Detektor akzeptierte Strahldivergenz zu gering. Weiterhin zeigte sich, dass die ursprünglich geplante Unterteilung der großflächigen Szintillatoren mit Hilfe der Drahtkammern wegen der (beim erforderlichen niedrigen Zählgasdruck) zu inhomogenen Nachweiseffizienzen der Kathoden nicht möglich ist.

Der Detektor wurde umgebaut, um die akzeptierte Strahldivergenz zu erhöhen und die Empfindlichkeit für D zu steigern. Um trotz des unzuverlässigen Kathodensignals die ursprünglich geplante Ortsauflösung des Elektronnachweises zu erreichen, wurden vier Szintillatoren eingesetzt. Dadurch ergeben sich zusätzliche Kombinationen zwischen Elektron- und Protonendetektoren, so dass nun unter vier verschiedenen Winkeln gemessen werden kann. Zudem erhöhen sich Raumwinkel und statistische Empfindlichkeit des Detektors. Der Erfolg des Umbaus wird bereits an den Figures of Merit in Tab. 2.6 sichtbar, die sich auf das Zerfallsvolumen des neuen Detektors beziehen und deshalb keine Aussage über die durch die größere akzeptierte Divergenz verbesserte Statistik enthalten. Der umgebaute Detektor, mit dem im Jahr 2000 eine 100tägige Messung (zwei Zyklen á 50 Tage) am ILL stattfand, wird in dieser Arbeit Trine genannt. Die folgenden Darstellungen beziehen sich nur auf diesen Detektor.

In den Tabellen 2.5 und 2.6 sind charakteristische Daten von Trine und Trine β denen anderer Detektoren gegenübergestellt. Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen den Aufbau von Trine.

¹⁾In der Informatik gebräuchliche Bezeichnung für die erste funktionierende Version.

3.1.2 Aufbau des Detektors

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Detektorkomponenten vorgestellt und für die Bestimmung von D wichtige Kenngrößen angegeben. Die Eigenschaften der Einzeldetektoren wurden ausführlich untersucht und während der Strahlzeit überwacht. Die hierzu durchgeführten Messungen mit Ergebnissen, Abbildungen und Diskussion sind in Anhang A enthalten.

3.1.2.1 Elektronnachweis

Die Detektion der Elektronen erfolgt durch Plastikszintillatoren (4²⁾) in Kombination mit Proportionaldrahtkammern (2). Diese Kombination reduziert den durch Gammastrahlen erzeugten Untergrund. Die durch die Drahtkammern mögliche orts aufgelöste Messung erlaubt die Untersuchung der Homogenität der Elektrondetektion.

Plastikszintillatoren. Es werden vier BC408-äquivalente Plastikszintillatoren (SM&D Chemicals + Technology, Prag³⁾) verwendet. Jeder Szintillator hat ein aktives Volumen von $560 \times 158 \times 8.5 \text{ mm}^3$ ⁴⁾ und ist an beiden Enden an Plexiglas-Lichtleiter gekoppelt, die die Querschnittsfläche von $158 \times 8.5 \text{ mm}^2$ unter Erhaltung der Fläche auf einen Kreis mit dem Durchmesser 40 mm überführen (Abb. 3.3). Die Auslese erfolgt mit Photomultipliern R878-20 (Hamamatsu, Sockel E1198-11, verwendete Betriebsspannung 1200 V, Vorverstärker EG&G Ortec 113), die mit dem optischen Gel BC630 (Bicron) an die Lichtleiter angekoppelt sind.

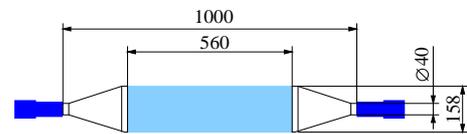


Abb. 3.3: Szintillator von Trine.

Die Szintillatoren wurden mit einer Schwelle von 90 keV ⁵⁾ betrieben. Mit der zur Protonbeschleunigung nötigen Spannung von 25 kV entspricht das 115 keV für Elektronen aus dem Neutronenzerfall. Die Energieauflösungen lagen zwischen 50 und 60% für $E_e = 386 \text{ keV}$ und bei 30% für $E_e = 991 \text{ keV}$. Im ersten Zyklus der Strahlzeit konnte für die Szintillatoren A und C wegen je eines (in der Wartungspause ausgetauschten) Photomultipliers nur eine Energieauflösung zwischen 60 und 70% für $E_e = 386 \text{ keV}$ erreicht werden (Anhänge A.1.1 und A.1.4). Signalamplitude, Energieauflösung und Effizienz der Szintillatoren variierten über den Szintillator um höchstens 10% . Diese Ortsabhängigkeiten waren symmetrisch zur Detektormittelebene; die größten Signalamplituden und Effizienzen und die besten Energieauflösungen traten in der Nähe der beiden Photomultiplier auf (Anhang A.1.5). Über den untersuchten Energiebereich bis 1 MeV Elektronenergie war die Signalamplitude linear zur Elektronenergie E_e (Anhang A.1.6). Die zeitlichen Drifts in den Signalen waren sehr gering.

Drahtkammern Die vier Drahtkammern. (2) wurden am ISN hergestellt. Jede Kammer besteht aus drei Drahtebenen im Abstand von 10 mm . Es wurde vergoldeter Wolframdraht mit einem Durchmesser von $25 \mu\text{m}$ für Anoden und Kathoden und von $50 \mu\text{m}$ für die Felddrähte verwendet. Die beiden äußeren Ebenen (2a) bestehen aus 124 horizontalen Kathodendrähten mit einem Abstand von 2.52 mm . Die zwei obersten und untersten Drähte liegen auf Masse, die anderen sind zu 24 Flächen aus jeweils 5 Drähten zusammengefasst und liegen auf dem Potenzial 0 V . Eine Kathode deckt damit eine Höhe von ca. 12.6 mm ab. Die einander entsprechenden Kathoden der beiden Ebenen sind verbunden, so dass insgesamt 24 Kathoden je Drahtkammer ausgelesen werden. Die mittlere Ebene (2b) ist abwechselnd mit 60 Feld- und

²⁾Die Nummern beziehen sich auf Abb. 3.1

³⁾Die Angabe von Herstellern bzw. Produktbezeichnungen dient der eindeutigen und reproduzierbaren Identifizierung der verwendeten Komponenten und stellt keine Empfehlung der Hersteller bzw. Produkte dar.

⁴⁾Die Dicke von 8.5 mm folgt der Berechnung des Herstellers. Laut [Bic97] wären 5 mm ausreichend, um die Elektronen aus dem Neutronenzerfall vollständig stoppen zu können.

⁵⁾In diesem Kapitel und im Anhang wird im Unterschied zu den anderen Kapiteln die Energie stets ohne die Ruheenergie des Teilchens angegeben.

59 Anodendrähten bespannt, die in vertikaler Richtung verlaufen. Die Felddrähte dienen der Formung des Driftfeldes in der Drahtkammer und liegen auf einem Potenzial von 600 V. Der Abstand zwischen zwei Anodendrähten beträgt 1 cm. Alle Anodendrähte werden einzeln ausgelesen. Die bei der Messung verwendeten Anodenspannungen U_A lagen zwischen 1650 V und 1850 V. Die gesamte aktive Fläche einer Drahtkammer beträgt ca. $300 \times 590 \text{ mm}^2$.

Die Signale der Anoden und Kathoden werden nach der Entkopplung von der Hochspannung verstärkt und in ladungsproportionale differenzielle Signale umgewandelt. Dazu werden zwölf Module mit je 32 Kanälen verwendet, jeweils zwei für die Anoden und eins für die Kathoden einer Drahtkammer. Die Module sind an der äußeren Kammer angebracht. Sie wurden von BECK entwickelt und vom Elektronik-Labor der TUM gebaut.

Als Zählgas wird CF_4 der Reinheit 5.0⁶⁾ (Linde) ohne weitere Reinigung eingesetzt. Dieses Zählgas kann auch bei niedrigen Drücken (ab 100 mbar für die Drahtkammern von Trine) verwendet werden. Das ist erforderlich, um das Zählgasvolumen durch möglichst dünne Folien vom Hochvakuum in der inneren Kammer trennen zu können. Der Betriebsdruck betrug 150 mbar.

Die Nachweiseffizienz der Anodenflächen der Drahtkammern war bei den verwendeten Anodenspannungen U_A stets größer 95 %, die der Kathodenflächen lag für $U_A = 1700 \text{ V}$ zwischen 70 % und 85 % und für $U_A = 1800 \text{ V}$ bei über 95 %. Die Kathoden der Drahtkammer LI hatten im ersten Zyklus eine deutlich niedrige und sehr inhomogene Effizienz, die durch schlechten Kontakt der Verstärkerplatine verursacht wurde (Anhang A.1.3). Die Triggerung durch die Drahtkammern erfolgte homogen, aber aufgrund defekter Logikmodule wurden einzelne Drahtnummern durch das Datenaufnahmesystem (Abschnitt 3.1.3) nicht registriert (Anhang A.1.5).

Alle Hochspannung führenden Komponenten (Drahtkammern sowie Elektrode zur Protonbeschleunigung) sind gegenüber den Plastiksintillatoren optisch abgeschirmt. Dazu sind die Drahtkammern so weit wie möglich durch Aluminiumbleche eingeschlossen. Zwischen Drahtkammern und Szintillatoren befindet sich eine Aluminiumfolie (3, Dicke $6.5 \mu\text{m}$, Folienwerk Merseburg).

3.1.2.2 Protonnachweis

Der Neutronenstrahl (6) wird durch eine Elektrode (7) umschlossen und auf ein Potenzial U_{HV} gebracht. Dadurch werden die Protonen vor der Detektion auf eine Energie von eU_{HV} beschleunigt. Das Sollpotenzial beträgt 25 kV. Die Startenergie des Protons kann damit gegenüber eU_{HV} vernachlässigt werden. Die Elektrode wirkt gleichzeitig als elektrostatische Linse und fokussiert die Protonen von einer Fläche von $25 \times 24 \text{ mm}^2$ auf die aktive Detektorfläche von 10 mm Durchmesser (vergleiche Abschnitt A.2.1). Die Seiten der Elektrode, die zu den Elektrodendetektoren zeigen, sind durch eine $6.5 \mu\text{m}$ dicke Alufolie (7a) abgeschlossen, die zu den Protodetektoren durch elektroperforierte Kupfergitter (7b) mit einer geometrischen Transmission von 95 % (MC-4, Buckbee-Mears St. Paul, Minnesota).

Potenzial und resultierende Flugbahnen der Zerfallsprotonen wurden mit dem Programm Simion 6.0 [DAH88] simuliert. Dabei zeigte sich, dass alle Protonen mit kinetischen Energien von mehr als 25 eV aufgrund ihrer ursprünglichen Emissionsrichtung nachgewiesen werden, wenn diese eine der Flächen von $25 \times 24 \text{ mm}^2$ trifft. Protonen mit niedrigerer Energie werden aufgrund des Felddurchgriffs durch die Gitter teilweise unabhängig von ihrer ursprünglichen Flugrichtung nachgewiesen, wobei der Anteil dieser fehlgeleiteten Protonen um so höher ist, je näher der Zerfallsort an den Gittern liegt. Die Simulationen und weitere Ergebnisse sind in Anhang A.2.1 beschrieben.

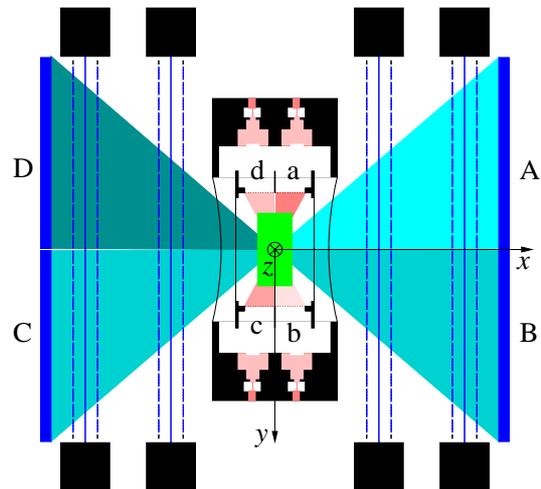
Wegen der Beschleunigungsspannung muss der Protonnachweis im Hochvakuum (besser als 10^{-5} mbar) erfolgen. Innere und äußere Kammer sind daher durch $6.5 \mu\text{m}$ dicke Mylarfolien voneinander getrennt. Zur Verhinderung einer elektrostatischen Aufladung und zur Verbesserung der Gasdichtheit sind die Folien beidseitig mit Aluminium beschichtet (Widerstand $0.5\text{-}1.0 \Omega/\text{Qu.}$, Birkelbach Kondensator-technik, Erndtebrück).

⁶⁾D.h. 99.999 %.

BECK untersuchte verschiedene Protonendetektoren (Phosphorschirme und diverse PIN-Dioden [BEC98]). Aufgrund dieser Vorstudien werden PIN-Dioden mit extrem dünnen Eintrittsfenstern⁷⁾ (Canberra TW/PD-100-13-100AM) eingesetzt. Die Dicke dieser Fenster (Totschicht) beträgt 25 nm, die der intrinsischen Schicht 100 μm und die des Chips selbst ca. 300 μm . Der Durchmesser des aktiven Bereichs einer PIN-Diode ist 10 mm. Zur elektrostatischen Abschirmung befindet sich unmittelbar vor jeder PIN-Diode ein elektroperforiertes Kupfergitter mit einer geometrischen Transmission von 90 % (MC-17, Buckbee-Mears St. Paul). Als Vorverstärker werden von BECK entwickelte und vom Elektronik-Labor des Physik-Departments der TUM gebaute Module verwendet, die zur Rauschunterdrückung (Minimierung der Kapazität der Signalleitung) unmittelbar an der inneren Kammer angeordnet sind. Die diskriminierenden Hauptverstärker (NIM-Module) wurden im Rahmen einer Diplomarbeit am ISN entwickelt [MAR97] und von BECK optimiert. Die Elektronik der PIN-Dioden arbeitete sehr stabil (Anhang A.2.2; dort ist auch ein Spektrum abgebildet). Protonen konnten ab $U_{\text{HV}} = 18 \text{ kV}$ nachgewiesen werden, wobei höhere Spannungen die Trennung von Signal und Rauschen deutlich verbessern.

3.1.2.3 Detektorgeometrie und Bezeichnungen

φ	Kombination	$\text{sgn}(\kappa_{D,z})$
50°	Aa, Cc	+
	Bb, Dd	-
82°	Ad, Cb	+
	Bc, Da	-
98°	Ab, Cd	-
	Ba, Dc	+
130°	Ac, Ca	-
	Bd, Db	+



Tab. 3.1: Detektorkombinationen von Trine und Vorzeichen der jeweiligen Apparatekonstante $\kappa_{D,z}$. φ ist der mittlere geometrische Winkel zwischen Elektron- und Protonendetektor. Das Koordinatensystem ist in der Abbildung (Blickrichtung entspricht der Flugrichtung der Neutronen) angegeben.

Trine ist ein symmetrischer Detektor, der aus insgesamt 16 der in Abb. 3.1 dargestellten Ebenen mit je vier PIN-Dioden besteht, wobei alle Ebenen die gleichen Szintillatoren und Drahtkammern benutzen⁸⁾ (vergleiche Abb. 3.2). Zu jeder Detektorkombination in einer Ebene existieren die zwei an den longitudinalen Spiegelebenen gespiegelten Detektorkombinationen sowie die bezüglich der Detektorachse um 180° gedrehte Detektorkombination, so dass je vier Detektorkombinationen mit dem gleichen mittleren geometrischen Winkel φ existieren. Insgesamt gibt es vier solche Gruppen. Die Kombinationen, der eingeschlossene Winkel und die Vorzeichen für $\kappa_{D,z}$ sind in Tab. 3.1 aufgelistet. Trine ist auf eine 90°-Geometrie optimiert, erlaubt aber auch die Messung unter mittleren geometrischen Winkeln von 50° und 130°. Durch Vergleich der Ergebnisse für die verschiedenen Winkel können systematische Effekte untersucht werden.

Während der Messung wurden nur die zwölf mittleren Ebenen verwendet, da die Randebeben sehr asymmetrisch zu den Elektronendetektoren angeordnet sind und die Flugbahnen der Protonen an den beiden Enden der Elektrode durch Feldeingriffe beeinflusst werden können. Um diese systematischen Effekte

⁷⁾Die Reichweite von Protonen mit 20 keV in Silizium beträgt nur 200 nm [BEC98].

⁸⁾Mit Hilfe der Anoden ist auch eine Unterteilung der Elektronendetektoren in Ebenen möglich.

Abkürzung	Bedeutung
A, B, C, D	Szintillator wie in Abb. 3.1
A1, A2	Photomultiplier am Szintillator A; A1 vorderer und A2 hinterer Photomultiplier in Flugrichtung der Neutronen
RO, RI, LI, LO	Drahtkammer wie in Abb. 3.1
ROa, ROc	Anode und Kathode der Drahtkammer RO
a, b, c, d	PIN-Dioden-Reihe wie in Abb. 3.1
a03	PIN-Diode in der Ebene 03 der Reihe a. Ebenen 01, 02 und 15 nicht, Ebene 16 nur im zweiten Zyklus bestückt

Tab. 3.2: Abkürzungen der Einzeldetektoren von Trine.

experimentell zu untersuchen, wurde im zweiten Zyklus zusätzlich die 16. Ebene bestückt. Somit wurden 48 bzw. 52 der insgesamt möglichen 64 PIN-Dioden eingesetzt.

Zur Vereinfachung werden in dieser Arbeit die in Tab. 3.2 angegebenen Abkürzungen für die Einzeldetektoren verwendet.

Für die Berechnung der Apparatekonstanten müssen die Einzeldetektoren und relevante Detektor-komponenten in einem Koordinatensystem beschrieben werden. Das System wird auch zur Beschreibung des gemessenen Magnetfeldes verwendet (Abschnitt A.3). Sein Ursprung liegt in der Detektormitte, die Achsen sind in der Abbildung zu Tab. 3.1 dargestellt. Die z -Achse zeigt in Flugrichtung der Neutronen. Alle Einzeldetektoren sind rechteckig⁹⁾ und liegen parallel zur z -Achse und zu einer der beiden Achsen x oder y . Zur Beschreibung ihrer Lage im Koordinatensystem werden der Mittelpunkt des Detektors \vec{r}_{DET} und drei Zahlen X , Y und Z angegeben. Ein Detektor besteht dann aus der Menge aller Punkte \vec{r} mit

$$\vec{r} = \vec{r}_{\text{DET}} + pX\hat{x} + qY\hat{y} + rZ\hat{z}, \quad p, q, r \in [-1, 1].$$

\hat{x} , \hat{y} und \hat{z} sind die Einheitsvektoren, $2X$, $2Y$ und $2Z$ geben die Gesamtlänge des Detektors in x -, y - bzw. z -Richtung an ($X = 0$ bzw. $Y = 0$ bedeutet, dass die x - bzw. y -Achse senkrecht auf dem Detektor steht). Die Koordinaten der Detektoren sind in Tab. 3.3 aufgeführt.

3.1.2.4 Magnetisches Führungsfeld

Das magnetische Führungsfeld dient der Orientierung der Spins der Neutronen longitudinal zur Detektorachse. Seine genaue Ausrichtung ist essenziell zur Unterdrückung der Einflüsse der Koeffizienten A und B auf die Messung von D (vergleiche die Abschnitte 2.5.2.1 und 2.5.3.4).

Durch das Magnetfeld werden die Flugbahnen der geladenen Zerfallsteilchen beeinflusst. Als Abschätzung kann der Bahnradius r im homogenen Magnetfeld B herangezogen werden: $r = p/eB$. Für ein Elektron mit der Energie 150 keV (im Experiment verwendete untere Abschneideenergie) ergibt sich die Beziehung $r = 2.15 \cdot 10^{-3} \text{ Tm}/B$. Damit dieser Bahnradius groß gegen die Detektorabmessungen ist, muss das Magnetfeld kleiner als 1 mT sein.

Weil das Erdmagnetfeld von der Größenordnung $50 \mu\text{T}$ ist, muss es abgeschirmt oder kompensiert werden. Wegen einer durch frühere Experimente magnetisierten Wand am Strahlplatz PF1 in Grenoble ist das Magnetfeld dort sehr inhomogen [ZIM00a], was eine Kompensation schwierig macht. Daher wird das äußere Magnetfeld bei Trine durch ein Mymetallrohr mit einer Länge von 229 cm, einem Durchmesser von 109.5 cm und einer Wandstärke von 2 mm abgeschirmt.

⁹⁾Für die Protonendetektoren wird die aktive Fläche durch den jeweiligen Elektrodenbereich definiert und nicht durch die PIN-Diode, vergleiche die Abschnitte 3.1.2.2 und A.2.1.

Detektor	r_x [mm]	r_y [mm]	r_z [mm]	X [mm]	Y [mm]	Z [mm]
A	183	-80	0	0	79	280
B	183	80	0	0	79	280
C	-183	80	0	0	79	280
D	-183	-80	0	0	79	280
RO, LO	± 155	0	0	0	150	295
RI, LI	± 85	0	0	0	150	295
ai	13.25	-46.5	$-187.5 + 25(i - 1)$	12.75	0	12
bi	13.25	46.5	$-187.5 + 25(i - 1)$	12.75	0	12
ci	-13.25	46.5	$-187.5 + 25(i - 1)$	12.75	0	12
di	-13.25	-46.5	$-187.5 + 25(i - 1)$	12.75	0	12
Fenster	± 45	0	$-225 + 50(j - 1)$	0	60	24

Tab. 3.3: Koordinaten der Einzeldetektoren von Trine. $i \in \{01, \dots, 16\}$ ist die PIN-Dioden-Ebene, besetzt waren $i \in \{03, \dots, 14\}$ und im zweiten Zyklus zusätzlich $i = 16$. Die Fenster sind die durch Stege begrenzten Sektionen der Mylarfolie zwischen innerer und äußerer Kammer. Sie müssen von den Elektronen durchflogen werden; $j \in \{1, \dots, 10\}$. Die Fehler der Werte betragen 0.5 mm, für die r_x und X der PIN-Dioden 0.1 mm.

Im Inneren des Rohres befindet sich eine achteckige Spule¹⁰⁾ mit einer Länge von 180 cm und einer Außendiagonale von 96 cm. Sie besteht aus 101 Windungen (Abstand 1.8 cm) und aus je 11 Korrekturwindungen an beiden Enden. Diese Daten wurden numerisch¹¹⁾ mit dem Ziel optimiert, ein möglichst homogenes Feld im Zerfallsvolumen zu erhalten. Die Korrekturwindungen können separat betrieben werden, sind aber so dimensioniert, dass sie mit dem gleichen Strom wie die Hauptspule die richtige Korrektur liefern. Die berechnete Abweichung der Feldrichtung von der Strahlachse (Abb. 3.4) ist dann im gesamten Zerfallsvolumen kleiner als $3 \cdot 10^{-5}$ rad. Alle Windungen stehen senkrecht zur Strahlachse; das durch die Verbindungsdrähte zwischen den einzelnen Windungen erzeugte Magnetfeld wird durch ein Kabel mit entgegengesetzt laufender Stromrichtung kompensiert. Bei der stets verwendeten Stromstärke von 2 A beträgt die magnetische Induktion 0.14 mT.

Der Verlauf des magnetischen Führungsfeldes im Zerfallsvolumen wurde im vollständig aufgebauten Detektor gemessen. Der Mittelwert des Feldes betrug $(0.41, -0.23, 138) \mu\text{T}$. Aufgrund der im untersuchten Bereich des Zerfallsvolumens gemessenen maximalen Abweichung des Feldes von der Detektorachse wurde die maximale Abweichung für das gesamte Zerfallsvolumen auf 0.3° nach oben abgeschätzt. Messungen und die erhaltenen Ortsabhängigkeiten sind in Anhang A.3 vorgestellt.

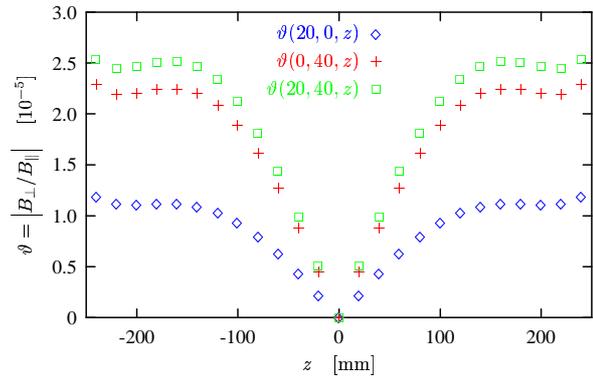


Abb. 3.4: Abweichung ϑ des berechneten Spulenfeldes von der Strahlachse. Dargestellt ist der Verlauf entlang dreier Geraden (Koordinaten in mm), die am Rand des Zerfallsvolumens liegen.

¹⁰⁾Diese Form ist technisch bedingt.

¹¹⁾Analytische Berechnung des Feldes eines einzelnen Leiterstücks mit dem Gesetz von BIOT und SAVART und Superposition. Hierzu wurde das Programm Mathcad verwendet.

3.1.2.5 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem besteht aus drei voneinander nur durch dünne Folien getrennten Volumina: einem Vorvakuum von ca. 10^{-1} mbar im Rohr zwischen Polarisator und Detektor (siehe Abschnitt 3.1.4), dem Hochvakuum in der inneren Kammer (einschließlich Beamstopprohr, vergleiche Abschnitt 3.1.4) und dem Zählgasvolumen der äußeren Kammer. Diese drei Volumina müssen synchron abgepumpt bzw. belüftet werden, was durch Bypass-Ventile realisiert wird. Während der Datennahme sind die drei Volumina vollständig getrennt.

Das Vorvakuum wird durch eine Drehschieberpumpe erzeugt.

In der inneren Kammer ist zum Betrieb der Beschleunigungs-Hochspannung ein Hochvakuum von besser als 10^{-5} mbar nötig. Es wird durch drei Turbo-Molekular-Pumpen – eine am Detektoreingang, zwei am Ausgang – erzeugt. Drei Pumpen werden eingesetzt, um das durch die nicht völlig gasdichte Trennfolie zwischen innerer und äußerer Kammer nachströmende Zählgas möglichst schnell abzuführen. Während der Messung zeigte sich jedoch, dass auch eine Pumpe am Kammerausgang zur Aufrechterhaltung des Vakuums ausreicht. Das Vorvakuum der Turbopumpen wird durch eine Membranpumpe (Detektoreingang) bzw. eine Drehschieberpumpe, die über eine Zeolithfalle abgetrennt ist, erzeugt.

Das Zählgas in der äußeren Kammer wird kontinuierlich ausgetauscht. Dazu strömen ungefähr 1 m^3 pro Tag bei einem Druck von 150 mbar durch die Kammer. Den Zufluss reguliert ein einstellbares Nadelventil. Abgepumpt wird am Ausgang durch eine mit einer Zeolithfalle abgetrennte Drehschieberpumpe. Der Zählgasdruck wird durch ein elektronisch gesteuertes Ventil zwischen Zählgasvolumen und Pumpe geregelt.

3.1.2.6 Kühlung

Die Neutronenleiterhalle ILL22 mit dem Strahlplatz PF1 ist nicht klimatisiert. Weil das Rauschen der PIN-Dioden stark temperaturabhängig ist, wurde eine Kühlung für den Detektor installiert. Dazu wurde das Mymetallrohr von außen thermisch isoliert, mit kalter Luft durchblasen und auf eine Temperatur von 12° C stabilisiert. Die Temperatur bei den PIN-Dioden betrug dann etwa 16° C . Die Tag-Nacht-Schwankungen konnten deutlich reduziert werden.

3.1.3 Datenaufnahmesystem

Das Datenaufnahmesystem muss aus den eintreffenden Signalen die zu speichernden Ereignisse auswählen (Triggersystem) und die zur Charakterisierung eines Ereignisses nötigen Informationen speichern (Datenaufnahme). Zudem können die Komponenten verwendet werden, um die Messung zu steuern und zu überwachen (Steuerung und Monitoring).

Ein vollständiges Ereignis enthält die Energieinformation des Elektrons (Szintillatorsignal), des Protons (Flugzeit) sowie die Nummern der getroffenen Detektoren (Szintillator und Drahtkammerdrähte bzw. PIN-Diode). Obwohl das Analogsignal der PIN-Diode keinen Rückschluss auf die Energie des Protons aus dem Zerfall erlaubt, wird es für ein vollständiges Ereignis gefordert. Das ist sehr hilfreich zur Untergrundsunterdrückung. Aus den Signalen der Einzeldetektoren müssen also zunächst sowohl analoge als auch zeitauflösende¹²⁾ logische Signale erzeugt werden. Für die Photomultiplier geschieht das jeweils durch einen Spektroskopieverstärker und einen parallel geschalteten schnellen Verstärker¹³⁾, auf den mit einem Schwellendiskriminator getriggert wird. Für die PIN-Dioden werden die in Abschnitt 3.1.2.2 erwähnten Hauptverstärker eingesetzt, die einen Nulldurchgangsdiskriminator¹⁴⁾ enthalten. Die

¹²⁾Für die Flugzeitmessung ist eine Zeitauflösung von der Größenordnung 100 ns ausreichend.

¹³⁾Der schnelle Verstärker entstand durch Anpassung der RC-Glieder des PIN-Hauptverstärkers und wurde am ISN gebaut.

¹⁴⁾Beim “fast zero-crossing triggering” wird der Puls in einen bipolaren Puls transformiert (im Falle des verwendeten Verstärker-Diskriminator-Moduls durch Differenziation [MAR97]) und dessen Nulldurchgang bestimmt, siehe z.B. [LEO94]. Dadurch wird die Abhängigkeit der Verzögerung von der Pulshöhe reduziert und die Zeitauflösung verbessert. Das ist für das Photomultiplier-Signal nicht nötig, weil die Anstiegszeit aus dem schnellen Verstärker sehr kurz ist. Für die Signale der PIN-Dioden ist jedoch ein Verstärker mit deutlich größerer Shapingzeit erforderlich, weshalb ein nachfolgender Schwellendis-

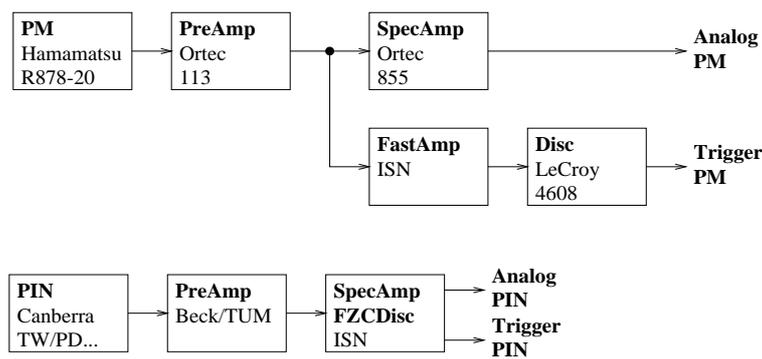


Abb. 3.5: Blockdiagramme für Photomultiplier (PM, oben) und PIN-Dioden (PIN, unten): PreAmp – Vorverstärker, SpecAmp – Spektroskopieverstärker, FastAmp – schneller Verstärker, Disc – Schwellendiskriminator, FZC-Disc – Schneller Nulldurchgangsdiskriminator. Die analogen Signale der beiden Photomultiplier eines Szintillators werden nach den Spektroskopieverstärkern addiert (Ortec 533).

entsprechenden Blockdiagramme sind in Abb. 3.5 dargestellt. Die Gesamtzeitauflösung wurde von der Zeitauflösung der PIN-Dioden-Elektronik dominiert und betrug $0.70(5) \mu\text{s}$ (vergleiche Anhang A.2.3).

3.1.3.1 Triggersystem

Prinzip. Das Triggersystem entscheidet, ob die auftretenden Signale ein gültiges Ereignis darstellen und aufgenommen werden sollen. Zur Reduzierung der Detektortotzeit muss diese Entscheidung möglichst schnell getroffen werden. Dafür wurde ein zweistufiger Trigger aufgebaut. Die erste Stufe fordert die Koinzidenz zwischen den Photomultipliern eines Szintillators und unterdrückt damit das Rauschen und das untergrundsbedingte Ansprechen eines einzelnen Photomultipliers, die zweite Stufe prüft die Koinzidenz des angesprochenen Szintillators mit den Drahtkammern auf der Seite des Szintillators. Ist die zweite Stufe erfüllt, wird das Ereignis gespeichert. Damit werden alle Ereignisse aufgenommen, die ein vollständiges Elektronensignal liefern. Ein Protonensignal wird durch die Hardwaretriggerung nicht gefordert. Die beiden Triggerstufen sind in Abb. 3.6 enthalten. Angaben zur Performance finden sich in Abschnitt 3.1.3.4.

1. Triggerstufe. In der 1. Triggerstufe wird eine UND-Verknüpfung zwischen den Triggersignalen der beiden an einen Szintillator angekoppelten Photomultiplier gebildet (vergleiche Abb. 3.6). Die Rausch- und Untergrundsunterdrückung ist um so besser, je kürzer die Triggerpulse sind. Durch die Zeitauflösung der Photomultiplier und der nachgeschalteten Elektronik ist deren Länge nach unten beschränkt. Aufgrund des gemessenen Zeitspektrums zwischen den Triggersignalen der beiden Photomultiplier eines Szintillators wurde eine Länge von 80 ns gewählt.

Die UND-Signale der vier Szintillatoren werden durch ODER verknüpft, so dass die 1. Triggerstufe erfüllt ist, wenn an (mindestens) einem der Szintillatoren eine Koinzidenz zwischen den beiden Photomultipliern auftritt. Es wird ein Veto (1. Veto) erzeugt, das die Diskriminatoren der Photomultiplier so lange sperrt, bis die zweite Triggerstufe abgeschlossen ist (Dauer des Vetos $1.2 \mu\text{s}$). Dadurch kann während eines laufenden Triggerprozesses kein zweiter starten.

RMH-System zur Drahtkammerauslese. Die Auslese der Drahtkammern und ihre Einbindung in die 2. Triggerstufe erfolgt mit dem am CERN entwickelten RMH-System¹⁵⁾ [LIN74, LIN78]. Es besteht aus einem RMH-Crate mit Control Unit, Crate Encoder, System Encoder und bis zu 22 RMH-Modulen. Mit

krinator nicht ausreichen würde.

¹⁵⁾Receiver Memory Hybrid.

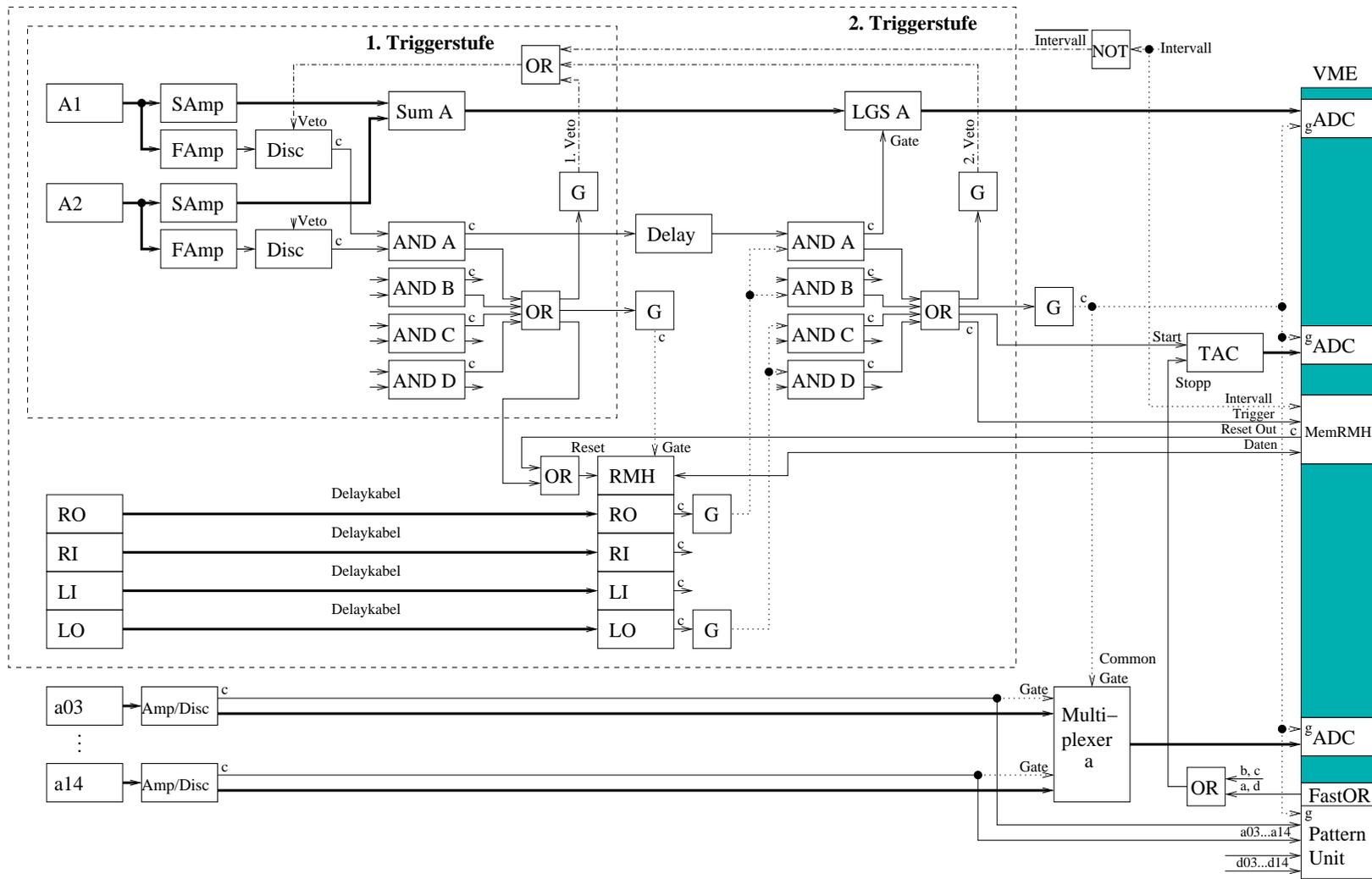


Abb. 3.6: Ereignisaufnahme von Trine (schematisch). Dargestellt sind nur Szintillator A und PIN-Dioden-Reihe a. Analogsignale sind fett, Gates punktiert, Vetos strichpunktiert eingezeichnet; g markiert die Gateeingänge der VME-Module, c die Signale, die unabhängig von Koinzidenzen gezählt werden. G heißt Gategenerator. Intervall (im Text mit Messintervall bezeichnet) kommt vom Intervallgeber und schaltet MemRMH und die Zähler (nicht dargestellt) frei; Intervall sperrt über den Vetoeingang des Diskriminators die Datennahme.

jedem Modul können 32 analoge Eingangskanäle verarbeitet werden. Das System vereint Diskriminierung der einkommenden Signale und Aufnahme der gewonnenen digitalen Signale.

An der Controll Unit wird eine gemeinsame Schwelle für alle Kanäle eingestellt und ein gemeinsames Gate angelegt. Überschreitet während des Gates ein Eingangssignal die Schwelle, wird am jeweiligen RMH-Modul ein sehr schneller kurzer Monitorpuls erzeugt (schnelles ODER der logischen Signale der 32 Kanäle) sowie im Speicher des Moduls das dem Kanal zugeordnete Bit auf 1 gesetzt. Die Bits werden bis zum Reset des RMH-Systems gespeichert und können über Crate- und System-Encoder ausgelesen werden. Bei Trine erfolgt die Auslese durch das am LAPP entwickelte VME-Modul MemRMH [FOR92]. Dieses Modul ist durch eine Datenleitung mit dem System-Encoder verbunden. An das Modul werden – zunächst unabhängig vom Gate des RMH-Systems – zwei Gates angelegt: ein langes (Messintervall¹⁶⁾), das das Modul für die Datenaufnahme freischaltet, und ein kurzes (Trigger¹⁷⁾), das bei freigeschaltetem Modul das Auslesen des RMH-Systems auslöst. Bei der Auslese werden die im RMH-System seit dem letzten Reset gespeicherten Informationen in den Speicher des MemRMH geschrieben. Nach erfolgreicher Auslese gibt das MemRMH-Modul ein Reset-Signal aus. MemRMH kann – abhängig von der Zahl der je Ereignis getroffenen Drähte – mehrere Ereignisse speichern.

2. Triggerstufe. Die 2. Triggerstufe beruht auf den Monitorpulsen der RMH-Module und der Möglichkeit, RMH-System und MemRMH-Modul unabhängig voneinander anzusprechen. Eine Kathodenebene von Trine (24 Drähte) ist einem, eine Anodenebene (59 Drähte) zwei RMH-Modulen zugeordnet (die Monitorausgänge der beiden zu einer Anodenebene gehörenden Module werden durch ODER verknüpft). Weil die 1. Triggerstufe abgeschlossen sein muss, bevor die Drahtkammersignale ankommen, werden die Drahtkammersignale durch 40 m lange Kabel gegenüber den anderen, durch 10 m Kabel laufenden Signalen um ca. 150 ns verzögert.

Ist die 1. Triggerstufe erfüllt, wird zunächst der Speicher des RMH-Systems gelöscht¹⁸⁾ und dann das gemeinsame Gate angelegt. Die Monitorpulse der RMH-Module zeigen an, welche Drahtebene anspricht. Sie werden auf eine Länge von 1 μ s gestreckt. Das ist wegen der Zeitauflösung der Drahtkammern und insbesondere wegen der durch die höhere Kapazität der Kathoden verursachte Verzögerung zwischen Anoden- und Kathodensignal erforderlich. Dann wird eine UND-Verknüpfung zwischen den gestreckten Pulsen der Drahtebenen einer Detektorseite und dem verzögerten Signal eines Szintillators dieser Seite gebildet. Aus in Abschnitt A.1.3 erläuterten Gründen wurde bei der Datennahme jeweils nur die äußere Anodenebene gefordert.

Die vier resultierenden Ausgänge $A \wedge ROa$, $B \wedge ROa$, $C \wedge LOa$ und $D \wedge LOa$ erlauben den Rückschluss auf den startenden Szintillator. Ihre ODER-Verknüpfung liefert das Resultat der 2. Triggerstufe. Das Veto aus der ersten Stufe wird um 30 μ s verlängert (2. Veto). Dann ist die komplette Datenaufnahme abgeschlossen. Gibt die 2. Triggerstufe kein Ereignis, endet das Veto aus der ersten, und der Detektor ist bereits nach 1.2 μ s wieder aufnahmebereit.

Möglichkeit einer 3. Triggerstufe. Eine 3. Triggerstufe würde die Koinzidenz mit dem Proton fordern und dadurch nur vollständige Ereignisse registrieren. Sie wurde nicht realisiert.

Die Signallaufzeit vom Eintreffen des Protons in einer PIN-Diode bis zum logischen Signal beträgt einige Mikrosekunden, weil sehr rauscharme Elektronik eingesetzt werden muss. Durch die zerfallsort- und energieabhängige Flugzeit der Protonen und die schlechte Zeitauflösung der Elektronik der PIN-Dioden variiert die Verzögerung des Protonsignals mit einer Breite von 1 μ s. Die Entscheidung der 3. Triggerstufe kann damit erst nach mehreren Mikrosekunden getroffen werden; alle zu speichernden

¹⁶⁾Bei Trine erzeugt vom Intervallgeber, vergleiche Abschnitt 3.1.3.2. Der Hersteller des MemRMH bezeichnet das Messintervall mit "Burst".

¹⁷⁾Bei Trine erzeugt nach erfolgreich durchlaufener 2. Triggerstufe.

¹⁸⁾Der Speicher kann Daten von früheren 1. Triggerstufen enthalten, die nicht gelöscht wurden, weil die zweite Triggerstufe nicht erfüllt war.

Typ	Kanäle	Zahl	Zweck	Name	Hersteller
Peakhöhenempfindlicher ADC	8	2	Analoge Signale von SCI, PIN-Dioden und TAC. Auflösung 12 bit	V556	C.A.E.N.
Pattern Unit	32	2	Nummer der angesprochenen PIN-Diode	SIS3600	SIS
MemRMH		1	Drahtkammerauslese	MemRMH	LAPP
Zähler	32	1	Überwachung von Neutronenfluss, Messintervalllängen, Triggerraten Einzeldetektoren und Zwischenkoinzidenzen	SIS3801	SIS
Standard ADC	16	1	Monitoring von Hochspannungen, Drücken und Temperaturen	VMIO22	or
DAC	4	1	Steuerung der Drahtkammer-Anodenspannung	VMIO23	or
Digital I/O	12	1	Nicht benutzt, geplant zur Steuerung externer Geräte	VMIO14	or

Tab. 3.4: VME-Module von Trine. (Hersteller: C.A.E.N., Viareggio, Italien; SIS, Hamburg; LAPP, Annecy, Frankreich; or Industrial Computers, Augsburg).

Signale aus dem Elektronteil wären entsprechend zu verzögern. Deshalb lässt sich die 3. Triggerstufe schwer realisieren.

Die Totzeitreduktion durch eine solche Stufe wäre jedoch nur gering, weil die Totzeit der Ereignisse, die den zweiten Trigger erfüllen, zur Hälfte durch die Laufzeit des Protonsignals bestimmt wird¹⁹⁾. Zudem ist die Mitnahme auch unvollständiger Ereignisse sinnvoll, weil Drifts und Asymmetrien im Elektronteil mit höherer Statistik untersucht werden können.

Der Hauptvorteil einer 3. Triggerstufe wäre die Entlastung der Datenaufnahme. Weil die unvollständigen Ereignisse nicht mehr in den VME-Modulen (vergleiche Abschnitt 3.1.3.2) gespeichert werden müssten, könnte die Dauer des Messintervalls verlängert werden. Zudem würde das Auslesen des VME-Busses schneller erfolgen. Es wird angemerkt, dass mit der verfügbaren Hardware auch eine dritte Triggerstufe aufgebaut werden könnte.

3.1.3.2 Datenaufnahme

VME-Bus-System zur Datenaufnahme. Die eigentliche Datenaufnahme erfolgt durch ein VME-Bus-System²⁰⁾. Das System von Trine besteht aus einem VME-Crate (5020 mit V430 ECL Backplane nach CERN-Spezifikation von Wiener Plein & Baus GmbH, Burscheid), einem IBM-PC-kompatiblen Crate-Controller (VP5 mit 166 MHz Pentium und 32 MB Arbeitsspeicher von or Industrial Computers, Augsburg) sowie aus den in Tab. 3.4 angegebenen VME-Modulen.

Für die Aufnahme der Daten eines Ereignisses werden die peakhöhenempfindlichen ADCs²¹⁾, die Pattern Units und das MemRMH-Modul benötigt. Jedes dieser Module verfügt über einen eigenen Speicher, der ca. 4000 Ereignisse aufnehmen kann²²⁾. Die anderen Module dienen der Überwachung und

¹⁹⁾Dies ließe sich vermeiden, indem alle Signale des Elektronteils bereits vor Bildung des ersten Triggers um die Signallaufzeit in der Protondetektorelektronik verzögert werden. Dann fällt diese Signallaufzeit heraus. Wegen der vielen Kanäle und der langen Zeit wäre das technisch sehr aufwändig.

²⁰⁾Versa Module Eurocard. Siehe z.B. [PET89] für eine Einführung.

²¹⁾Analog-to-Digital Converter.

²²⁾Die genaue Zahl der in den ADCs speicherbaren Ereignisse hängt von der mittleren Zahl der Kanäle mit gültigem Analogwert, die im MemRMH von der mittleren Zahl der angesprochenen Drähte je Ereignis ab.

Steuerung der Messung.

Multiplexing der PIN-Analog-Signale. Aus Kostengründen können die Analogsignale der 48 bzw. 52 PIN-Dioden nicht durch einzelne ADCs ausgelesen werden. Deshalb wurden am ISN entwickelte Multiplexer eingesetzt, die von 16 analogen Eingangskanälen jeweils nur einen durchschalten. Ein Multiplexer verfügt über einen Common Gate-Eingang, 16 Analog- und 16 Digitaleingänge sowie über fünf Analogausgänge. Das Common Gate schaltet den Multiplexer frei. Liegt während des Common Gate an einem der digitalen Eingänge ein gültiges Signal an, wird der Analogeingang auf einen der Ausgänge durchgeschaltet, wobei entweder alle 16 Eingangskanäle auf den ersten Ausgangskanal oder jeweils vier Eingangskanäle auf einen der vier anderen Ausgangskanäle gelegt werden.

Für Trine wurden im ersten Zyklus vier Multiplexer eingesetzt, die jeweils die zwölf Dioden einer PIN-Dioden-Reihe zu einem Kanal zusammenfassten. Das Schema dieses Aufbaus ist in Abb. 3.6 enthalten. Im zweiten Zyklus wurden die vier Dioden der zusätzlich bestückten 16. Ebene auf einen fünften Multiplexer gelegt.

Aufnahme eines Ereignisses. Das Schema der Datenaufnahme für ein Ereignis ist in Abb. 3.6 dargestellt. Ist die zweite Triggerstufe erfüllt, wird der TAC²³⁾ für die Flugzeitmessung gestartet, die Auslese des RMH-Systems durch die MemRMH-Karte getriggert sowie ein Gate von 15 μs (Auslese-Gate) auf die Multiplexer der PIN-Dioden (als Common Gate), die peakhöhenempfindlichen ADCs und die Pattern Units gegeben. Die analogen Signale der Szintillatoren (aus der Addition der beiden analogen Photomultipliersignale) müssen verzögert werden, damit sie innerhalb dieses Gates am ADC ankommen. Dies geschieht durch vier Linear Gate and Stretcher (LGS in Abb. 3.6, Ortec 542), die jeweils nur dann ein Gate erhalten, wenn der zugehörige Szintillator koinzident mit der Drahtkammer anspricht (z.B. A \wedge ROa). Dadurch wird sichergestellt, dass nur das analoge Signal des startenden Szintillators mitgeschrieben wird.

Triggert eine PIN-Diode, schaltet das digitale Signal den entsprechenden Multiplexerkanal frei, so dass das Analogsignal auf den zugehörigen ADC gegeben wird. Das digitale Signal wird weiterhin durch die Pattern Unit zur Identifizierung der PIN-Diode registriert. Das schnelle ODER aller Pattern Unit-Kanäle stoppt den TAC. Das Ausgangssignal des TAC wird ebenfalls auf einen ADC gegeben.

Der TAC wird mit einer Maximalzeit von 10 μs betrieben. Kommt während dieser Zeit kein Stopp-Signal, löscht der TAC selbsttätig.

Durch die Länge des Auslese-Gates wird sichergestellt, dass beim Eintreffen eines PIN-Dioden-Signales innerhalb der 10 μs TAC-Laufzeit alle Daten registriert werden können. Trifft ein PIN-Dioden-Signal innerhalb des Auslese-Gates, aber nach Ende der TAC-Laufzeit ein, werden zwar Nummer und Analogwert der PIN-Diode registriert; das Ereignis ist aber wegen des fehlenden TAC-Wertes unvollständig. Kommt kein PIN-Dioden-Signal während des Auslese-Gates, werden nur die Daten des Elektroteils registriert.

Das durch die 2. Triggerstufe erzeugte Veto von 30 μs stellt sicher, dass die Umwandlung der Analogwerte in Zahlen im ADC abgeschlossen ist, bevor ein neues Ereignis aufgenommen wird.

Die Signalzeiten sind in Abb. 3.7 dargestellt.

3.1.3.3 Steuerung und Monitoring

Das Datenaufnahmesystem wird auch genutzt, um den Messablauf zu steuern. Zunächst wird der Spin geflippt (durch einen Puls vom User Out des ersten SIS3600) und nach einer Wartezeit von 25 ms ein Intervallgeber gestartet (Puls vom zweiten SIS3600). Die Wartezeit berücksichtigt die Trägheit des Spinflippers, die Flugzeit der Neutronen durch den Gesamtdetektor und die Trägheit der Elektronik, die den Zustand des Spinflippers registriert (das ist der Hauptanteil).

²³⁾Time-to-Amplitude Converter.

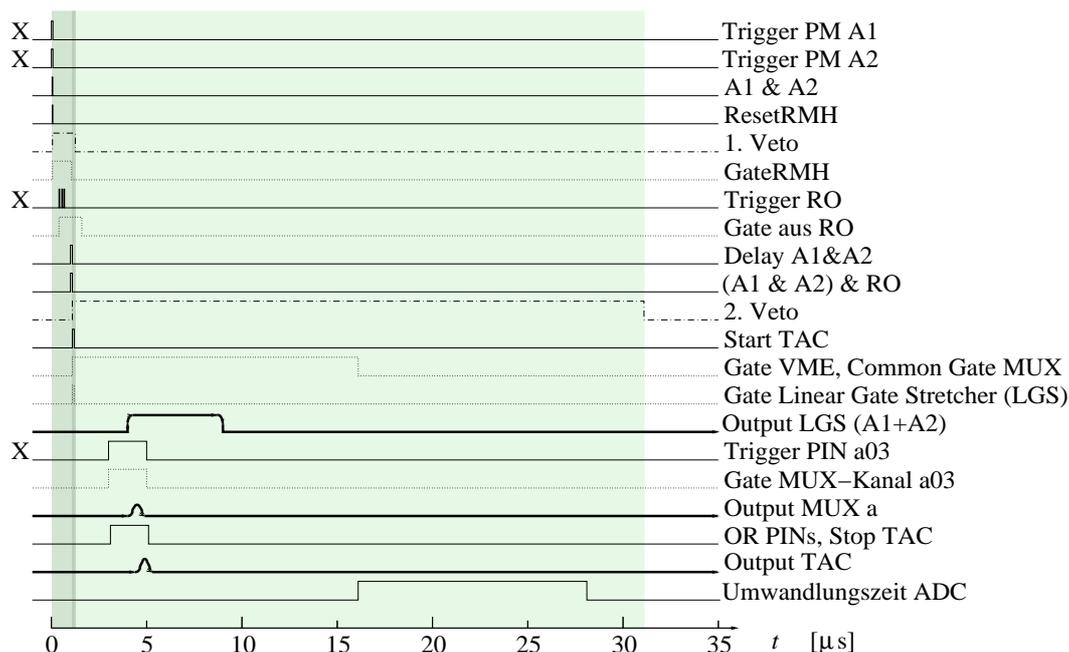


Abb. 3.7: Signallaufzeiten von Trine am Beispiel eines Signals von Szintillator A und PIN-Diode a03. X markiert die primären Signale (d.h. die direkt aus den Diskriminatoren kommenden). Die Signalarten sind wie in Abb. 3.6 dargestellt. Die Bereiche von 1. und 2. Veto sind schattiert. MUX – Multiplexer.

Der Intervallgeber gibt ein Messintervall von typisch $3\text{ s}^{24)}$. In dieser Zeit ist die Datenaufnahme offen; eintreffende Ereignisse werden registriert. Folgende Signale werden unabhängig von sonstigen Koinzidenzen gezählt: Neutronenmonitorzählrohr (siehe Abschnitt 3.1.4), Photomultiplier, Koinzidenzen der Photomultiplier eines Szintillators, Drahtebenen, Koinzidenzen der Szintillatoren mit der jeweiligen äußere Anodenebene, PIN-Dioden, Auslese-Gates VME, Trigger MemRMH-Modul, Resetausgang MemRMH-Modul und die Takte einer 25 MHz Clock (zur Bestimmung der Messintervalllänge). Durch die Überwachung der Einzeltriggerraten können Unregelmäßigkeiten oder Ausfälle von Komponenten schnell aufgefunden werden. Während des Messintervalls werden das Monitorsignal der Beschleunigungsspannung im Millisekundentakt überwacht und Maximum sowie Minimum gespeichert. Dadurch können auch kurze Überschläge mit großer Wahrscheinlichkeit gefunden werden.

Nach dem Ende des Messintervalls werden zunächst zusätzliche Monitordaten gemessen: Status des Spinflippers, Spannungen von Felddrähten und Anoden, der Druck in der inneren Kammer, Temperaturen am Detektor und in der Elektronik-Kabine. Dann werden die VME-Module in den Speicher des VME-Crate-Controllers ausgelesen. Anschließend wird der Spin geflippt und das nächste Messintervall gestartet. Während des nächsten Messintervalls werden die Daten des vorangegangenen auf Festplatte geschrieben. Diese Reihenfolge reduziert die Totzeit des Detektors um ca. 10 %. Vor der Speicherung der Daten kann softwareseitig eine Aussortierung von Ereignissen erfolgen. Bei der Trine-Datennahme wurden so alle unvollständigen Ereignisse (Ereignisse ohne TAC-Signal) bis auf jedes 16. oder 32. (dieser Anteil unvollständiger Ereignisse wurde für Tests aufgehoben) verworfen, um Plattenplatz zu sparen. Damit wurde die 3. Triggerstufe zumindest softwareseitig realisiert.

Die gesamte Steuerung des Messablaufes erfolgt durch das Programm `trine`, das auf dem VME-Crate-Controller unter Linux läuft. Dieses Programm erzeugt eine Datei mit den Ereignisdaten und eine mit den Monitordaten. Jedes Ereignis besteht aus einem Ereigniszähler (8 Byte), den $2 \cdot 8$ ADC-Kanälen²⁵⁾ (32 Byte), den $2 \cdot 32$ Pattern Unit-Kanälen (8 Byte) und den als Bitmuster gespeicherten

²⁴⁾Diese Zeit wird so gewählt, dass kein Überlauf in den Speichern der VME-Module auftreten kann.

²⁵⁾Die ADC-Kanäle werden nicht alle genutzt, aber für mögliche Erweiterungen alle gespeichert. Neben den neun für ein Ereignis nötigen Kanälen werden zwei Kanäle verwendet, um für die beiden Spinrichtungen ein Monitorsignal des Spinflippers

Drahtkammerdaten (8 Byte je Anodenebene, 4 Byte je Kathodenebene; insgesamt 48 Byte), hat also eine Größe von 96 Byte. Die Monitoraten je Messintervall belegen 472 Byte. Details zum Programm und zur Datenstruktur finden sich in Anhang E.2.

3.1.3.4 Triggerraten und Totzeit

Die im Folgenden zur Charakterisierung des Datenaufnahmesystems angegebenen Zahlenwerte sind typische Werte bei eingeschaltetem Neutronenstrahl.

Die Totzeit des Detektors setzt sich aus der Zeit zwischen zwei Messintervallen und der Totzeit innerhalb eines Messintervalls zusammen. Der erste Anteil wird durch die Auslesezeit des VME-Busses und die Spinflippzeiten bestimmt und betrug etwa 7 %. Der zweite Anteil hängt von den Raten der beiden Triggerstufen der Elektronendetektoren ab. Die Protonendetektoren haben nur indirekten Einfluss, weil die Länge des 2. Vetos ihre Signallaufzeiten berücksichtigt. Die Totzeit innerhalb eines Messintervalls entspricht der Summe aller Vetos. Die Photomultiplier hatten Einzeltriggerraten von 6-7 kHz; C2, der in der Zykluspause ausgetauscht wurde, triggerte im ersten Zyklus mit 10 kHz. Diese Raten enthalten einen Teil des Rauschens der Photomultiplier, da die Triggerschwellen niedrig eingestellt waren. Sie haben keinen Einfluss auf die Totzeit. Die Koinzidenztriggerrate eines Szintillators betrug 2.8 kHz. Das galt auch für Szintillator C im ersten Zyklus; die hohe Einzeltriggerrate von C2 wurde damit effizient unterdrückt. Die Rate der 1. Triggerstufe lag bei 10 kHz. Das ist etwas niedriger als die Summe der Szintillatortriggerraten, weil zwei Szintillatoren gleichzeitig triggern können. Mit der Länge des 1. Vetos von $1.2 \mu\text{s}$ ergab sich eine Totzeit von 1.2 %. Koinzidenzen zwischen einem Szintillator und der zugehörigen äußeren Anodenebene traten mit einer Rate von 0.35 kHz auf. Die Rate der 2. Triggerstufe lag bei 1.1 kHz, was mit einem Veto von $30 \mu\text{s}$ zu einer Totzeit von 3.3 % führt. Die Gesamttotzeit während eines Messintervalls betrug somit 4.5 %. Deshalb war eine dritte Triggerstufe unnötig. Die Totzeitreduktion durch die Drahtkammern war jedoch beträchtlich: Ohne 2. Triggerstufe müsste bereits das erste Veto etwa $30 \mu\text{s}$ lang sein, was zu einer Totzeit von 30 % führen würde. Die Triggerraten bzw. Koinzidenzzählraten der verschiedenen Elektronendetektoren differierten um weniger als 10 % und waren im Verlauf der Messung stabil. Die Gesamttotzeit betrug 11.5 %.

Während der Messung traten einzelne Messintervalle auf, in denen die Triggerraten der Elektronendetektoren mehr als durch statistische Schwankungen erklärbar von den Mittelwerten abwichen. Ursache war ein Überschlag der Elektrodenhochspannung oder eine Entladung in den Drahtkammern. Die Messung stabilisierte sich im ersten Fall innerhalb weniger Sekunden; im zweiten – erkennbar an den Monitorignalen für Anodenspannung oder -strom – wurde die Anodenspannung vom Datenaufnahmesystem für 2 min abgeschaltet, um die Gasentladung zu stoppen. Messintervalle mit stark abweichenden Triggerraten und die drei nachfolgenden Messintervalle wurden in der Datenanalyse nicht verwendet (vergleiche Abschnitt 3.4.1.1).

Die Einzeltriggerraten der PIN-Dioden waren stark temperaturabhängig, weil im Rauschen getriggert wurde. Trotz der Detektorkühlung traten deshalb kleine Tag-Nacht-Schwankungen auf. Die Triggerraten verschiedener Dioden unterschieden sich teilweise stark, da das Rauschen vom Dunkelstrom der Diode abhängt. Typische Triggerraten je Diode lagen zwischen 20 und 200 Hz, meist bei 100 Hz. Im ersten Zyklus wurden einige Dioden durch Überschläge beschädigt (vergleiche Abschnitt 3.2 und Anhang A.2.2), was zu höherem Rauschen führte. Trotz erhöhter Schwellen traten bei diesen Dioden Triggerraten von über 10 kHz auf. Bei Raten von mehr als 1 kHz wurde die entsprechende PIN-Diode abgeschaltet (siehe Tab. 3.7), so dass sie die Flugzeitmessung nicht stoppen konnte. Eine zu hohe Triggerrate einer einzelnen Diode erhöht nicht nur den Untergrund im Flugzeitspektrum dieser Diode, sondern reduziert auch die Koinzidenzzählraten der anderen Dioden, weil eigentlich gültige Ereignisse durch mehrere gleichzeitig ansprechende PIN-Dioden nicht mehr eindeutig rekonstruiert werden können und weil ein falscher Trigger die Flugzeitmessung beenden kann, bevor das richtige Stoppsignal eintrifft. Die Detektorebenen mit

aufzunehmen. Damit ist die Spininformation auch in jedem Ereignis gespeichert.

abgeschalteten PIN-Dioden genügen nicht mehr den Anforderungen an einen symmetrischen Detektor und können in der Datenanalyse nicht verwendet werden.

In Abschnitt 3.5 wird gezeigt, dass die Koinzidenzzählraten der einzelnen (nicht schadhafte) PIN-Dioden trotz der stark unterschiedlichen Triggerraten nur wenig variierten. Softwareschnitte in das Protonenspektrum erlauben eine exaktere Trennung von Rauschen und Peak als die aufgrund der nur wenig vom Rauschen getrennten Signale schwer einstellbare Hardwaretriggerschwelle. Deshalb war das Triggern im Rauschen sinnvoll.

Auch für die Protodetektoren traten Messintervalle mit stark erhöhter Triggerrate einzelner PIN-Dioden auf. Das konnte jedoch nur in wenigen Fällen durch Überschlüsse der Elektrodenhochspannung erklärt werden. STEINBERG et al. beobachteten ähnliche Effekte und führten sie auf sporadisch auftretende Ionenströme zwischen Elektrode und Detektorwänden zurück [STE76]. Weil bei Trine der Protontrigger die Totzeit des Detektors nicht beeinflusst, wurden die entsprechenden Messintervalle nicht aussortiert²⁶⁾.

Durch das Datenaufnahmesystem wurden ca. 700 MByte pro Tag auf Festplatte gesichert. Diese Datenmenge enthält neben den Daten mit gültigem TAC-Signal und jedes 32. Ereignis ohne gültiges TAC-Signal.

3.1.4 Strahlführung und Polarisation

3.1.4.1 Polarisator

Am Strahlplatz PF1 des ILL stehen verschiedene Superspiegel-Polarisatoren²⁷⁾, von denen einer fokussierend ist, zur Verfügung. Zur Auswahl des Polarisators und zur Bestimmung der Strahlführung mit der höchsten Neutronendichte im Detektor wurden Simulationen des Neutronenstrahls vom Polarisatorausgang durch das Blendensystem zum Detektor durchgeführt. Diese Simulationen sind in Anhang B beschrieben. Aufgrund der Berechnungen wurde der fokussierende Polarisator eingesetzt. Er besteht aus zwei Einzelpolarisatoren mit den Ausgangsflächen $6.8 \times 5.4 \text{ cm}^2$ und einem Abstand von 6 mm zwischen diesen Flächen, wobei sich die Hauptstrahlen aus den beiden Teilen $1.75(10) \text{ m}$ ²⁸⁾ hinter dem Polarisatorausgang schneiden. Der berechnete optimale Abstand zwischen Polarisator und letzter Blende (10 cm vor Beginn der inneren Kammer) beträgt 2.75 m, die zugehörige maximale Blendengröße $17.8 \times 36.9 \text{ mm}^2$. Weitere Ergebnisse der Simulationen (Gewinnfaktoren gegenüber den anderen Polarisatoren und gegenüber der Trine β -Messung) sind in Anhang B aufgeführt.

3.1.4.2 Realisierte Strahlführung

Der Gesamtaufbau der Strahlführung von Trine ist in Abb. 3.8 dargestellt. Der Neutronenleiter H53b (Querschnitt $6 \times 12 \text{ cm}^2$) endet in einem Shutter in der Wand einer Kasematte (in Abb. 3.8 nicht dargestellt). Er wurde durch einen 2 m langen evakuierten Neutronenleiter mit dem Querschnitt $6 \times 12 \text{ cm}^2$ (a in Abb. 3.8) verlängert. Dahinter befand sich der fokussierende Polarisator. Es folgte das Vorvakuum mit Spinflipper und den ersten Blenden und das Hochvakuum des Detektors mit den restlichen Blenden und dem Beamstopprohr. Der Beamstopp bestand aus ^6LiF -Kacheln. Neutronenleiter und Polarisator waren durch B_4C -Gummi umschlossen und durch mindestens 15 cm Blei (c) nach allen Seiten abgeschirmt. Die Abschirmung zog sich bis durch die Wand zur Experimentierzone. Eine Bleiwand (n) von 10 cm

²⁶⁾In diesen Messintervallen ist die Wahrscheinlichkeit höher, dass ein vollständiges Ereignis durch das Ansprechen mehrerer PIN-Dioden ungültig wird. Dieser kleine Effekt wurde bei der ersten Datenanalyse vernachlässigt.

²⁷⁾Bei diesem Polarisatortyp wird ausgenutzt, dass das Potenzial für Neutronen in Materialien mit innerem Magnetfeld vom Spin des Neutrons abhängt. Dies führt zu verschiedenen Brechungsindizes für beide Spinrichtungen und unterschiedlichen Grenzwinkeln der Totalreflexion. Nichtreflektierte Neutronen werden absorbiert. Durch die konstruktive Interferenz bei mehreren reflektierenden Schichten (Superspiegel) wird der Wellenlängenbereich vergrößert. Mit dieser Methode können Polarisationen nahe 100 % über einen großen Wellenlängenbereich erreicht werden. Siehe [WIL88] für einen Überblick über verschiedene Methoden zur Polarisation.

²⁸⁾Von ZIMMER und dem Autor mit Hilfe eines Lasers gemessen (ILL, 1999).

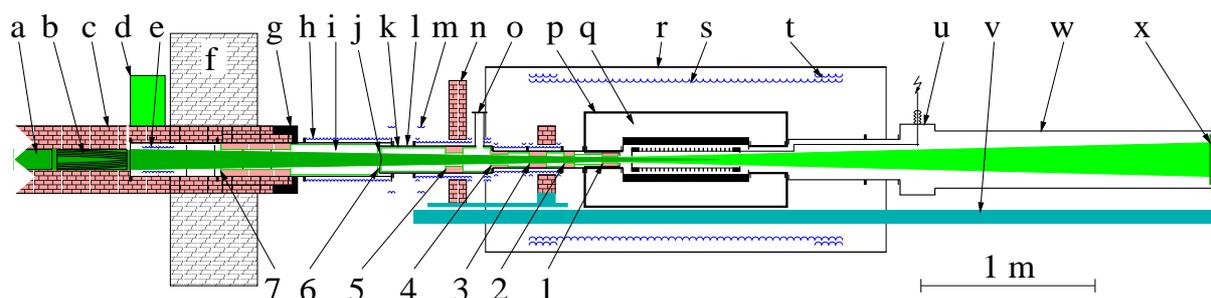


Abb. 3.8: Strahlführung von Trine: a – 2 m Neutronenleiter nach dem Shutter, Vorvakuum (unabhängig vom Trine-Vakuum), b – Polarisator, c – Bleiabschirmung, d – Neutronenmonitorzählrohr, e – Spinnflipper, f – Kasemattenwand, g – Eisenplatten zur Erzeugung des transversalen Führungsfeldes, h – Spulen für longitudinales Führungsfeld, i – Vorvakuum, j – Zirkoniumfolie zwischen Vor- und Hochvakuum, k – Innenauskleidung mit ^6LiF -Gummi, l – Teleskoprohr zur Längenanpassung, m – HELMHOLTZ-Spulen, n – Bleiwand, o – Stützen zum 1. Turbopumpstand (Hochvakuum), p – Detektorkammer, q – Zählgasvolumen, r – Myrmetallrohr, s – Hauptspule für Führungsfeld im Zerfallsvolumen, t – Korrekturwindungen, u – Kreuzstück mit 2. und 3. Turbopumpe und Durchführung für Elektrodenhochspannung, v – Profilträger für Detektor, w – Beamstopprohr, x – Beamstopp. 1-7 Blendensystem (vergleiche Tab. 3.5). Der Teil des Neutronenstrahls, der durch die letzte Blende geht, ist eingetragen (dunkel – gesamter Polarisatorausgang sichtbar, hell – Polarisatorausgang teilweise durch Blende verdeckt, d.h. Halbschatten).

Stärke schirmte die Eingangsseite des Detektors ab. Die Vakuumrohre waren innen zur Abschirmung von gestreuten Neutronen mit einer Lage ^6LiF -Gummi (bzw. B_4C -Gummi im Vorvakuum) abgedeckt.

In der Kasematte wurde über dem Polarisator ein Neutronenzählrohr (d) aufgestellt, das einen Teil der am Luftspalt zwischen Polarisator und Vakuumrohr gestreuten Neutronen zählte. Es wurde so positioniert, dass die Zählrate bei eingeschaltetem Strahl im kHz-Bereich lag. Dieses Zählrohr diente als Neutronenmonitor.

3.1.4.3 Blendensystem

Mit dem Blendensystem wird der Strahl so geformt, dass er nirgends im Detektor auf Material treffen kann. Das ist wichtig, da wegen der langen Neutronenlebensdauer innerhalb des Zerfallsvolumens weniger als 10^{-6} der durchfliegenden kalten Neutronen zerfallen, während jedes auf Material treffende Neutron Untergrund erzeugen kann. Weiterhin sollen die Blenden die Gammastrahlung vom Polarisator, der stärksten Untergrundsquelle²⁹⁾, abschirmen.

Der Aufbau einer Blende ist in Abb. 3.9 dargestellt. Als Neutronenblende wurde ^6LiF (rein als gesinterte Keramik von ca. 5 mm Dicke bzw. – für die großflächigen Blenden 4 und 5 – eingebaut in eine Gummi-Matrix von 2 Lagen á 1.3 mm) verwendet. Der Neutroneneinfang verläuft zum größten Teil über die (n,p)-Reaktion in ^6Li mit einem Wirkungsquerschnitt von 940(4) barn³⁰⁾. Bei dieser Reaktion entsteht keine Gammastrahlung. Im Vorvakuum der Strahlführung, weit entfernt vom Detektor, wurde B_4C -Gummi als Blendenmaterial eingesetzt³¹⁾. Der Einfang in ^{10}B (3835(9) barn) verläuft über eine (n, α)-Reaktion, wobei

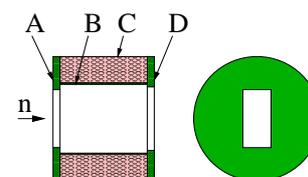


Abb. 3.9: Blende von Trine: A – Blende, B – Auskleidung, C – Blei, D – Haloblende. Links – Schnitt, rechts – Draufsicht.

²⁹⁾Im Polarisator werden ca. 70 % der eintreffenden Neutronen in Gammastrahlung umgewandelt. Von den transmittierten Neutronen gelangt nur ein geringer Anteil tatsächlich in den Detektor (nach den in Anhang B beschriebenen Simulationen für die realisierte Strahlführung ca. 10 %).

³⁰⁾Angegeben für Neutronen mit 2200 m/s [SEA92].

³¹⁾Das Material ist nicht hochvakuumtauglich.

das entstehende ${}^7\text{Li}$ in 93 % der Fälle angeregt ist und ein Gammaquant von 480 keV emittiert [GRE65], das sich gut abschirmen lässt. Hinter jeder Blende befand sich Blei zur Abschirmung der Gammastrahlung vom Polarisator bzw. aus möglichen n-Einfangsreaktionen in der Blende. Der Durchflugkanal war quaderförmig, in der letzten Blende (1 in Abb. 3.8) pyramidenstumpfförmig (angepasst an die Strahldivergenz). Die Innenseiten des Durchflugkanals (wie auch die der Vakuumrohre) waren mit einer Lage ${}^6\text{LiF}$ -Gummi (bzw. B_4C -Gummi im Vorvakuum) gegen gestreute Neutronen abgeschirmt; durch den direkten Strahl konnten sie nicht getroffen werden. Unmittelbar hinter dem Blei befand sich eine Haloblende aus ${}^6\text{LiF}$ (Kachel bzw. Gummi; im Vorvakuum B_4C -Gummi). Diese Blende war so dimensioniert, dass sie vom Neutronenstrahl gerade nicht getroffen wurde. Sie diente einerseits zur Beseitigung des Halos um den Neutronenstrahl und andererseits zur Absorption der von der nachfolgenden Blende zurückgestreuten Neutronen.

Das Blendensystem bestand aus sieben Blenden, wobei nur der Polarisatorausgang und die letzte Blende (1) das Strahlprofil im Detektor definierten; alle anderen Blenden dienten dazu, bereits vor der letzten Blende möglichst viele Neutronen zu absorbieren, ohne den Fluss im Detektor zu reduzieren. Diese Blenden waren je mindestens 1 mm in x - und y -Richtung größer als der Querschnitt des durch den Polarisatorausgang und die letzte Blende definierten Pyramidenstumpfes an der Blendenposition. Die Abmessungen und Positionen der Blenden sind in Tab. 3.5 angegeben. Die technisch bedingten Abweichungen der Positionen von Polarisator und letzter Blende von den in der Optimierung in Anhang B berechneten Werten betragen 1 cm.

Nr.	Abstand cm	Blende			Blei Dicke cm	Haloblende		
		Abmessung mm ²	Material	Dicke mm		Abmessung mm ²	Material	Dicke mm
1	50.5	17 × 36	${}^6\text{LiF}$	5	9.4	21 × 41	${}^6\text{LiF}$	5
2	70.8	21.5 × 42	${}^6\text{LiF}$	5	6.9	23 × 47	${}^6\text{LiF}$	5
3	91.9	24.5 × 49	${}^6\text{LiF}$	5	5.8	26 × 52	${}^6\text{LiF}$	5
4	114.5	32 × 59	${}^6\text{LiF-G.}$	2.6	10.0	33 × 61	${}^6\text{LiF}$	5
5	140.7	32 × 63	${}^6\text{LiF-G.}$	2.6	10.0	38 × 74	${}^6\text{LiF-G.}$	1.3
6	184	≈ 40 × 70	${}^6\text{LiF}$	5				
7	≈270	≈ 60 × 120	$\text{B}_4\text{C-G.}$	5	40.0	≈ 120 × 60	$\text{B}_4\text{C-G.}$	5

Tab. 3.5: Blendensystem von Trine. Die Abstände sind von der Blendenvorderseite zur Detektormitte angegeben (vergleiche das in Abschnitt 3.1.2.3 definierte Koordinatensystem). G. – Gummi. Der Abstand Polarisator-Detektormitte betrug 324 cm.

3.1.4.4 Magnetische Führungsfelder, Spinflipper

Der Polarisator befand sich in einem Joch, das ein starkes transversales Magnetfeld (senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 3.8) erzeugte. Das Magnetfeld wurde durch Eisenplatten auf beiden Strahlseiten (g in Abb. 3.8, z.T. verdeckt) bis in die Experimentierzone verlängert, wobei die magnetische Induktion von 3.1 mT hinter dem Polarisatorausgang auf 0.8 mT an der anderen Wandseite abnahm. Als Spinflipper wurde wegen seiner Kompaktheit ein Resonanzspinflipper³²⁾ eingesetzt, der aus einer den Neutronenstrahl umschließenden Spule bestand und sich innerhalb des Vorvakuumrohrs befand. Die Spinflipper-

³²⁾Beim Resonanzspinflipper werden durch Einstrahlung der Resonanzfrequenz $\omega_L = \omega_L(B)$ Übergänge zwischen den beiden Eigenzuständen des Neutronenspins in einem äußeren Magnetfeld erzeugt. Dazu wird ein zum äußeren Führungsfeld senkrecht hochfrequentes Magnetfeld eingespeist. Die Resonanzbedingung kann durch Variation der Frequenz bei festem Führungsfeld oder durch Variation des Führungsfeldes bei fester Frequenz – bei Trine im Durchflug durch ein inhomogenes Feld – erhalten werden. Wenn die Neutronen ein sich streng monoton änderndes Führungsfeld durchfliegen, tritt Resonanz nur an einer Stelle auf, und das Rückflippen spielt keine Rolle. Die Spinflippeffizienzen liegen nahe bei 100 %. [WIL88] enthält einen Überblick über gebräuchliche Spinflippertypen.

quenz betrug 40 kHz. Wegen des im Bereich der Spule inhomogenen externen Magnetfeldes gab es für jede Flugbahn einen Punkt, an dem die Neutronen in Resonanz waren und geflippt wurden. Der Mittelpunkt der Spule lag im äußeren Feld von 1.4 mT, was gerade der Resonanzbedingung bei 40 kHz entspricht.

Die transversal orientierten Spins der Neutronen wurden in der Experimentierzone adiabatisch in eine longitudinale Ausrichtung gedreht. Die Bedingung für einen adiabatischen Übergang lautet $z_L \ll z_\Delta$, wobei $z_L = 2\pi v / \omega_L = 3.4 \cdot 10^{-8} \text{ Ts} \cdot v / B$ die von den Neutronen mit der Geschwindigkeit v während einer LARMOR-Präzession im Magnetfeld B durchflogene Strecke und z_Δ die typische Längenkonstante für die Feldänderung sind. Die Spindrehung erfolgte im transversalen Restfeld der Eisenplatten g von 0.8 mT und im longitudinalen Magnetfeld der Spule h von 0.45 mT. Bei einer Geschwindigkeit von 600 m/s ist $z_L \approx 2 \text{ cm}$ und damit die Bedingung erfüllt. Die Qualität der Spindrehung wurde durch die Polarisationsmessung getestet³³⁾.

Die longitudinal orientierten Spins wurden dann durch Spulen mit einem Strom von 2 A (Magnetfeld von ca. 0.5 mT) bis zum Hauptfeld geführt. Um die Lücken zwischen den Spulen an Flanschen zu kompensieren, waren an den Rohrenden Streifen mit der Breite der Lücke doppelt bewickelt. Die größere Lücke am Teleskoprohr, das zur Montage der Strahlführung bei aufgebautem Detektor und zur Längenanpassung nötig war, wurde durch eine HELMHOLTZ-Spule überbrückt. Im Detektor schließlich erfolgte die Führung der Spins durch das mit der in Abschnitt 3.1.2.4 beschriebenen Spule erzeugte Magnetfeld von 0.14 mT.

3.1.4.5 Polarisation

Die Polarisation wurde vor und nach der Datennahme mit einem Analysator am Detektorausgang gemessen. Bei der ersten Messung wurde – vermutlich verursacht durch ungünstige Parameter im Analysatoraufbau – eine starke Ortsabhängigkeit der Polarisation gefunden. Die über den Strahlquerschnitt gemittelten Polarisationen betragen $\langle P_1 \rangle = 0.926(61)$ für die erste und $\langle P_2 \rangle = 0.974(26)$ für die zweite Messung. Die Abweichung zwischen beiden Werten ist wahrscheinlich ebenfalls auf ungünstige Parameter bei der ersten Messung zurückzuführen. Weil jedoch unbeabsichtigte Änderungen in der Spinführung während der Detektorwartung zwischen den Zyklen nicht völlig auszuschließen sind, wird der Wert $\langle P_1 \rangle$ zur Auswertung des ersten Zyklusses, $\langle P_2 \rangle$ für den zweiten Zyklus eingesetzt. Es wird angemerkt, dass das Fehlerintervall des unwahrscheinlicheren Wertes $\langle P_1 \rangle$ den Wert $\langle P_2 \rangle$ enthält. Details zum Messverfahren, die gefundenen Ortsabhängigkeiten und eine Diskussion der Ursachen für die unterschiedlichen Ergebnisse sind in Anhang C enthalten.

3.1.4.6 Strahlprofile

Zu Beginn der Strahlzeit wurde das Strahlprofil am Detektorausgang mit einem Neutronenzählrohr gescannt. Dabei zeigte sich eine Asymmetrie des Strahls in y -Richtung, die auf einen defekten Polarisatorspiegel, die unterschiedliche Ausleuchtung der Einzelpolarisatoren durch den Neutronenstrahl³⁴⁾ und evtl. auf verschiedene Transmissionen der Einzelpolarisatoren zurückzuführen ist. Zur experimentellen Untersuchung der resultierenden systematischen Effekte (vergleiche Abschnitt 2.5.3.3) wurden am Ende der Strahlzeit Messungen mit Trine durchgeführt, bei denen das untere Viertel bzw. die untere Hälfte des Polarisatorausgangs mit ⁶LiF-Gummi abgedeckt waren. Dadurch sollte der Strahlschwerpunkt noch weiter in $-y$ -Richtung verschoben werden. Um Korrekturen auf den Wert für D berechnen zu können, wurde eine Methode entwickelt, ein Strahlprofil im Inneren des Zerfallsvolumens – bei hohem Neutronenfluss und wenig Platz – mit guter Ortsauflösung zu messen. Weil diese Methode nach Kenntnis des

³³⁾Erfolgt die Spindrehung nicht adiabatisch, führt dies zur teilweisen Depolarisation der durchfliegenden Neutronen. Das longitudinale Feld wurde so eingestellt, dass dies nicht auftrat.

³⁴⁾Im Neutronenleiter befinden sich mehrere Monochromatoren, die einzelne Wellenlängen für andere Experimente auslenken und dabei den Neutronenstrahl im entsprechenden Bereich des Leiterquerschnitts insgesamt abschwächen. Insbesondere deckt der Monochromator des Instruments EVA nur den unteren Teil des Leiterquerschnitts ab [ZIM00a].

Autors bisher in Neutronenzerfallsexperimenten nicht angewendet wurde, wird sie im Folgenden vorgestellt. Anschließend werden die Strahlprofile der drei Strahlkonfigurationen und ihre für die Simulationen verwendete analytische Beschreibung angegeben.

Messmethode. Eine Goldfolie, die etwas größer als der Strahlquerschnitt ist, wird an die zu messende Position im Zerfallsvolumen gebracht. Bei der Neutronenaktivierung von ^{197}Au entsteht ^{198}Au . Der Absorptionsquerschnitt für Neutronen mit 2200 m/s beträgt 98.65(9) barn [SEA92]. Für hinreichend dünne Folien ist die Aktivierung proportional zum mit $1/v$ gewichteten Neutronenfluss und damit auch zur Wahrscheinlichkeit für einen Neutronenzerfall an diesem Ort. ^{198}Au zerfällt per β^- -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 2.69517 d (Endpunktenergie 1.3724 MeV) zu ^{198}Hg . In 98.99 % der Zerfälle emittiert das ^{198}Hg ein γ -Quant von 411.8044 keV, in 0.985 % eines mit 1087.6927 keV [FIR96].

Die aktivierte Goldfolie wird auf ein Image Plate gepresst. Die ionisierende Strahlung regt dort Farbzentren an, die anschließend mit kommerziellen Geräten gescannt werden können. Die Ortsauflösung wird durch die Reichweite der ionisierenden Strahlung (einige mm für die β^- -, einige m für die γ -Strahlen) und durch den Raumwinkel zwischen einem Punkt auf der Goldfolie und der aktiven Schicht des Image Plates bestimmt. Wenn die Goldfolie direkt auf das Image Plate gepresst wird, ist der Raumwinkel entscheidend. Die Ortsauflösung ist dann von der Größenordnung der Dicke der aktiven Schicht des Image Plates. Sie wurde über die Breite des Übergangsbereichs am Rand einer vollständig bestrahlten Folie gemessen. Die Linearität von Image Plate und Ausleseelektronik wurde getestet, indem das Image Plate für unterschiedlich lange Zeiten von einer Goldfolie bekannter Aktivität bestrahlt wurde.

Mit der Methode können ortsauflösende, quantitative und mit $1/v$ gewichtete Bilder des Neutronenflusses erhalten werden. Weil die Größe der Goldfolie und die ihrer Halterung leicht an die gegebene Detektorgeometrie angepasst werden können, ist die Messung auch im Inneren eines engen Detektors möglich. Die Neutronenflussachse kann durch gleichzeitige Goldfolienaktivierungsanalyse mit einer kalibrierten Goldfolie kalibriert werden³⁵⁾. Die direkte Verwendung eines neutronensensitiven Image Plates im Zerfallsvolumen hätte den Nachteil, die $1/v$ -Abhängigkeit der Neutronenzerfallswahrscheinlichkeit nicht richtig wiederzugeben, weil solche Image Plates Effizienzen von mehreren Prozent besitzen. Zudem müsste wegen des zu hohen Neutronenflusses im Detektor ein Strahlabschwächer eingesetzt werden, der das Strahlprofil verfälschen würde.

Messung der Strahlprofile von Trine. Für die Messung des Strahlprofils bei Trine wurden Goldfolien mit 12.5 μm Dicke (Goodfellow, spezifizierte Dickentoleranz $\pm 10\%$ ³⁶⁾) an die Positionen $z = \pm 150$ mm (Enden des durchgängig mit PIN-Dioden bestückten Bereichs) und $z = 0$ mm von der Detektormitte gebracht. Hinter der letzten Folie wurde eine kalibrierte Goldfolie zur Bestimmung des absoluten Capture-Flusses befestigt. Die drei Goldfolien und ihre Halterung absorbieren ca. 2.7 % der Neutronen mit 2200 m/s³⁷⁾. Der Neutronenstrahl wurde für 600 s geöffnet. Aus der Verfahrzeit des Shutters von je höchstens 5 s beim Öffnen und Schließen resultiert eine Inhomogenität von maximal 1.7 %. Mit dieser Methode wurden die Strahlprofile für den vollen und den halb abgedeckten Polarisator an allen drei Positionen z sowie für den zu einem Viertel abgedeckten Polarisator bei $z = \pm 150$ mm bestimmt. Die Genauigkeit der Positionierung der Goldfolien betrug je etwa 1 mm in x -, y - und z -Richtung. Die Aktivität einer Goldfolie nach der Bestrahlung wurde auf einige kBq/cm^2 berechnet. Die verwendeten Expositionszeiten der Goldfolien auf das Image Plate lagen zwischen 60 s und 180 s³⁸⁾. Aufgrund der vorher bestimmten Ortsauflösung von 1 mm wurden die Image Plates mit einer Auflösung von 0.2×1

³⁵⁾Die Goldfolienaktivierungsanalyse ist die etablierte Methode zur Bestimmung des absoluten Neutronenflusses für thermische und kalte Neutronen.

³⁶⁾Die Homogenität der Dicke ist wahrscheinlich besser, muss aber noch gemessen werden.

³⁷⁾Dieser Anteil ist für die kalten Neutronen am PF1 (Maximum des Spektrums bei ca. 600 m/s) deutlich höher und skaliert mit 2200 m/s/ v .

³⁸⁾Die Messungen mit dem Image Plate wurden von PLONKA vorgenommen und ausgewertet.

mm² gescannt und dann die Messpunkte über 1 mm² aufaddiert, so dass die weitere Auswertung mit einem Messpunkt je mm² erfolgte.

Abb. 3.10 zeigt Schnitte durch die Strahlprofile für verschiedene Messpositionen. Die in y -Richtung asymmetrische Verteilung des Strahls ist bereits für den nicht abgedeckten Strahl erkennbar; sie wurde durch die Abdeckung des unteren Polarisatorausgangs weiter nach unten (d.h. in $+y$ -Richtung, vergleiche das in Abschnitt 3.1.2.3 definierte Koordinatensystem) verschoben, weil sich letzte Blende und Zerfallsvolumen hinter dem Fokuss des Polarisators befanden. Die Strahlschwerpunkte ($\langle X \rangle, \langle Y \rangle$) für die verschiedenen Strahlen und Positionen sind in Tab. 3.6 aufgelistet. Die Verschiebung des Schwerpunkts des vollen Strahls ist klein, wobei dieser Wert nur eine geringe Aussagekraft hat, weil die für die D -Messung wichtigen Apparatekonstanten durch das gesamte Strahlprofil beeinflusst werden.

Die Kalibrierung der Flussachse erfolgte jeweils für die Folie bei $z = 150$ mm mit der kalibrierten Goldfolie, für die Folien davor durch Skalierung mit dem Quotienten aus der Summe der über die Folie bei $z = 150$ mm und der Summe der über die jeweilige Folie gemessenen Werte. Die Skalierung beruht auf der Annahme der Erhaltung der Neutronenzahl, die bei der normalen Datennahme ohne Folien im Strahl erfüllt ist (nur 10^{-6} der Neutronen zerfallen). Aufgrund der Absorption in den Folien und der schwer reproduzierbaren Lage der Kalibrierfolie beträgt die Genauigkeit der Achskalibrierung nur 10 %, wobei diese Unsicherheit für die Konfigurationen mit teilweise abgedecktem Strahl wegen der stärkeren Ortsabhängigkeit des Flusses und der damit verbundenen höheren Empfindlichkeit der Kalibrierung auf die Position der Kalibrierfolie größer als für den vollen Strahl ist. Für die Berechnung der Apparatekonstanten wird der absolute Fluss nicht benötigt, da nur die Verteilung eingeht.

Analytische Beschreibung der Strahlprofile. Zur Beschreibung des Strahlprofils bei der Berechnung der Apparatekonstanten ist eine analytische Funktion nützlich. Dazu wurde für jede Goldfolie eine FOURIER-Reihe der folgenden Form verwendet:

$$f(x, y) = \frac{A_0(x)}{2} + \sum_{i=1}^{N_y} \left\{ A_i(x) \cos\left(i \frac{2\pi y}{l_y}\right) + C_i(x) \sin\left(i \frac{2\pi y}{l_y}\right) \right\} \quad \text{mit} \quad (3.1)$$

$$A_i(x) = \frac{a_{0i}}{2} + \sum_{j=1}^{N_x} \left\{ a_{ji} \cos\left(j \frac{2\pi x}{l_x}\right) + b_{ji} \sin\left(j \frac{2\pi x}{l_x}\right) \right\},$$

$$C_i(x) = \frac{c_{0i}}{2} + \sum_{j=1}^{N_x} \left\{ c_{ji} \cos\left(j \frac{2\pi x}{l_x}\right) + d_{ji} \sin\left(j \frac{2\pi x}{l_x}\right) \right\}, \quad (x, y) \in \left(-\frac{l_x}{2}, \frac{l_x}{2}\right) \otimes \left(-\frac{l_y}{2}, \frac{l_y}{2}\right).$$

Obwohl die (zur besseren Übersicht eingeführten) Funktionen A_i und C_i über x definiert sind, ist keine der Variablen x oder y ausgezeichnet. Dies lässt sich durch Einsetzen der A_i bzw. C_i zeigen. Die Koeffizienten a_{ji} geben die in x - und y -Richtung symmetrischen, die b_{ji} (c_{ji}) die in x (bzw. y) antisymmetrischen und in y (bzw. x) symmetrischen und die d_{ji} die in x und y antisymmetrischen Anteile an. Sind alle b_{ji} , c_{ji} und d_{ji} Null, handelt es sich um einen zentralen Strahl. $a_{00}/4$ beschreibt die mittlere Flussdichte des Strahls; alle anderen Koeffizienten modifizieren nur die Verteilung des Flusses. l_x und l_y werden so gewählt, dass der gesamte Strahl innerhalb $(-l_x/2, l_x/2)$ in x - bzw. $(-l_y/2, l_y/2)$ in y -Richtung liegt. Die Divergenz des Strahls führt dazu, dass l_x , l_y und die Koeffizienten von z abhängen, sich also auch für die verschiedenen Folien einer Strahlkonfiguration unterscheiden. Die Werte N_x und N_y bestimmen die Zahl der Koeffizienten. Es zeigte sich, dass $N_x = 5$ und $N_y = 7$ ausreichen.

Als Maß für die punktweise Konvergenz der Reihe wird die folgende Norm genutzt:

$$\|f - \Phi_n\| := \frac{1}{XY} \sum_{k=1}^X \sum_{l=1}^Y |f(\vec{r}_{kl}) - \Phi_n(\vec{r}_{kl})|.$$

Dabei sind X (30, 33, 36 für $z = -150$ mm, $z = 0$ bzw. $z = 150$ mm) und Y (58, 66 bzw. 73) die Zahl der Datenpunkte in x - bzw. y -Richtung (je ein Punkt pro mm²), \vec{r}_{kl} der Ort, $\Phi_n(\vec{r}_{kl})$ der an diesem Ort

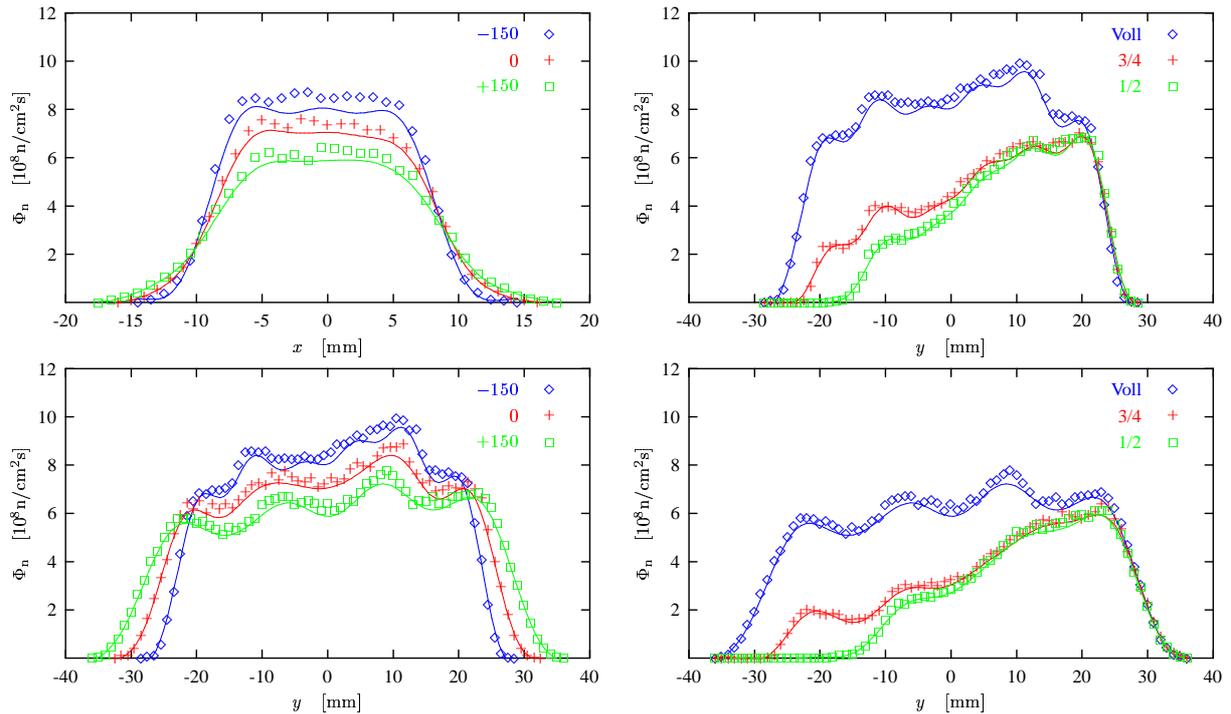


Abb. 3.10: Schnitte durch die Strahlprofile von Trine. Links: voller Strahl, Schnitte für $y = 0$ in x -Richtung (oben) und für $x = 0$ in y -Richtung (unten) an den drei Messpositionen z (angegeben in mm); rechts: Strahl mit vollem, zum unteren Viertel (3/4) und zur unteren Hälfte (1/2) abgedecktem Polarisator, Schnitte für $x = 0$ in y -Richtung bei $z = -150$ mm (oben) und $z = +150$ mm (unten). Die durchgezogenen Kurven sind die FOURIER-Reihen mit $N_x = 5$ und $N_y = 7$ (vergleiche (3.1)). Der Fluss bezieht sich auf Neutronen mit 2200 m/s.

Pol	$z = -150$ mm			$z = 0$ mm			$z = 150$ mm		
	$\langle X \rangle$ [mm]	$\langle Y \rangle$ [mm]	$\ f - \Phi_n\ $ [$10^8 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$]	$\langle X \rangle$ [mm]	$\langle Y \rangle$ [mm]	$\ f - \Phi_n\ $ [$10^8 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$]	$\langle X \rangle$ [mm]	$\langle Y \rangle$ [mm]	$\ f - \Phi_n\ $ [$10^8 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$]
1	-0.4	0.9	0.24	-0.3	0.9	0.15	-0.2	1.2	0.12
3/4	-0.5	5.8	0.14				-0.4	8.6	0.08
1/2	-0.4	9.0	0.14	-0.3	10.5	0.10	-0.5	12.6	0.07

Tab. 3.6: Strahlschwerpunkte und Konvergenz der FOURIER-Reihen für die drei Strahlkonfigurationen (Pol: 1 – voller Strahl, 3/4 – unteres Viertel, 1/2 – untere Hälfte des Polarisators abgedeckt). Der Fehler des Schwerpunkts entspricht der Positioniergenauigkeit der Folie von ± 1 mm in jeder Richtung (Schwerpunktskoordinaten sind genauer angegeben). Er wirkt auf alle drei Profile gleich, d.h. wenn für $\langle Y_1 \rangle = 1.9$ mm eingesetzt wird, gilt $\langle Y_{3/4} \rangle = 6.8$ mm usw.

mit dem Image Plate gemessene Fluss und $f(\vec{r}_{kl})$ der Wert der FOURIER-Funktion (3.1) an diesem Ort. Die Resultate sind in Tab. 3.6 angegeben, die FOURIER-Reihen in Abb. 3.10 dargestellt. Die Wiedergabe der gemessenen Daten durch die Reihen ist für $N_x = 5$ und $N_y = 7$ bereits hinreichend gut. Das rechtfertigt die Verwendung der FOURIER-Reihe, die auch deshalb gewählt wurde, weil die Koeffizienten die Asymmetrie der Verteilung charakterisieren und weil die Divergenz des Strahls – bei Vernachlässigung der z -Abhängigkeit der Koeffizienten selbst – sehr einfach in die $l_x(z)$ und $l_y(z)$ gesteckt werden kann (vergleiche Abschnitt 3.3).

3.2 Ablauf der Strahlzeit am ILL

Die Strahlzeit am ILL bestand aus zwei Zyklen. Der erste dauerte vom 14.03. bis zum 03.05.2000, der zweite vom 23.05. zum 12.07.2000. Der Ablauf ist in Tab. 3.7 aufgelistet. Nach jedem Öffnen des Detektors vor Beginn der Datennahme und dann im Abstand von höchstens zehn Tagen wurden Maschinentage durchgeführt, an denen die Einstellungen der Elektronik überprüft und gegebenenfalls nachjustiert wurden. Das ist in Abschnitt A beschrieben. Die Maschinentage sind in Tab. 3.7 nicht extra angegeben.

02.-06.03.	Transport des Detektors zum ILL.
07.-14.03.	Aufbau des Detektors, 1. Magnetfeldmessung (A.3).
14.03.	Testmessungen mit Neutronen.
15., 16.03.	Strahlprofil am Detektorausgang (3.1.4.6), 1. Polarisationsmessung (C).
17.03.-23.03.	Optimierung der Detektorkomponenten und Abschirmung, Aufnahme von Testdaten, Symmetrietests.
24.03.	Vakuumeinbruch (3.2).
24.-27.03.	Beseitigung des Vakuumproblems (3.2).
28.03.	Untergrundoptimierung.
29.03.-01.04.	Datennahme, aber viele Hochspannungsüberschläge. Daten nur teilweise verwendbar.
01.04.-18.04.	Datennahme. UHV-Prozeduren.
18.04.-24.04.	Datennahme mit erhöhter Triggerschwelle von b14. UHV-Prozeduren.
24.04.-27.04.	Datennahme mit erhöhter Triggerschwelle von a13, a14, b14, c13, c14, d13, d14. UHV-Prozeduren.
27.04.-29.04.	Datennahme mit erhöhter Triggerschwelle von a13, a14, c13, c14, d13, d14. PIN-Diode b14 ausgeschaltet. UHV-Prozeduren.
29.04.-03.05.	Datennahme mit erhöhter Triggerschwelle von a13, d14. PIN-Dioden a14, b14, c13, c14 ausgeschaltet. UHV-Prozeduren.
04.05.	Untergrundmessung.
05.-22.05.	Detektorwartung (3.2).
23.05.-01.07.	Datennahme.
01.07.-10.07.	Datennahme mit teilweise abgedecktem Strahl (3.1.4.6).
10.07.-11.07.	Strahlprofil im Detektorinneren (3.1.4.6). 2. Polarisationsmessung (C).
12.07.	Homogenität und Linearität der Elektronendetektoren (A.1.5, A.1.6).
13.-18.07.	2. Magnetfeldmessung (A.3). Demontage und Rücktransport.

Tab. 3.7: Ablauf der Strahlzeit am ILL. In Klammern sind die Abschnitte angegeben, in denen die entsprechenden Messungen erklärt werden.

Der Vakuumeinbruch am 24.03.2000 hatte weit reichende Folgen. Ursache war eine schadhafte Schweißnaht. Sie konnte mit Stycast 2850FT/Catalyst 24LV (Emerson & Cuming) abgedichtet werden. Vermutlich durch schlechte Verarbeitung härtete der Kleber jedoch nicht vollständig aus (dies stellte sich erst in der Wartungspause zwischen den Zyklen heraus). Das führte zu Ausgasungen, die zwar wegen ihres geringen Dampfdrucks das Vakuum nicht verschlechterten, aber auf den Isolatoren der Hochspannungselektrode adsorbiert wurden. Dadurch traten Kriechströme auf, die zum Zusammenbruch der Hochspannung führten. Durch Erhöhung der Spannung U_{HV} auf 30 kV und Zulassung eines kleinen Stromflusses von maximal $50 \mu A$ konnten die Adsorbate beseitigt werden (UHV-Prozedur); danach war die Datennahme für anfangs zwölf Stunden, am Ende des Zyklusses drei Tage möglich. Die UHV-Prozeduren beschädigten jedoch einige PIN-Dioden, so dass gegen Ende des ersten Zyklusses die PIN-Dioden-Ebenen 13 und 14 nicht vollständig benutzt werden konnten. Außerdem konnte der Detektor nicht dauerhaft mit der optimalen Beschleunigungsspannung von $U_{HV} = 25 \text{ kV}$ betrieben werden.

Es wurden Messungen mit Spannungen zwischen 18 und 25 kV, meist jedoch bei 22 kV, durchgeführt. Weil die Ursache des Hochspannungsproblems während des Zyklusses nicht bekannt war, das Öffnen des Detektors mehrere Tage beansprucht hätte und die Schäden durch die UHV-Prozeduren nicht sofort auftraten, wurde von einer Fehlersuche während der Strahlzeit abgesehen.

In der Wartungspause wurden der Kleber aus dem Vakuumrohr entfernt, die beschädigten PIN-Dioden und zwei Photomultiplier (vergleiche Abschnitt A.1.1) ausgetauscht sowie die PIN-Dioden-Ebene 16 bestückt. Weitere Änderungen am Detektor wurden nicht vorgenommen. Im zweiten Zyklus traten keine Hochspannungsprobleme auf; der Detektor konnte – von sehr seltenen Überschlägen abgesehen – durchgängig mit 25 kV betrieben werden.

3.3 Die Apparatekonstanten von Trine

3.3.1 Vorbetrachtungen und Bezeichnungen

In jeder Ebene von Trine existieren vier Gruppen von Detektorkombinationen, die sich durch den von Elektron- und Protodetektor eingeschlossenen Winkel unterscheiden (siehe Abschnitt 3.1.2.3) und aus je vier Detektorpaaren bestehen. Bei einem zentralen Strahl unterscheiden sich die verschiedenen Apparatekonstanten der Detektorpaare einer Gruppe jeweils nur durch ihre Vorzeichen, weshalb die Einflüsse der Koeffizienten A und B auf die Messung von D durch eine geeignete Kombination der Asymmetrien unterdrückt werden können (vergleiche Abschnitt 2.5.2 und Tab. 3.1). Durch verschiedene Kombinationen lassen sich jeweils bestimmte Apparatekonstanten und Koeffizienten unterdrücken und andere verstärken. Es werden daher folgende kombinierte Asymmetrien definiert:

$$\alpha_{50^\circ,(D)}^i := \alpha^{A \times ai} - \alpha^{B \times bi} + \alpha^{C \times ci} - \alpha^{D \times di} = 4P_z D \kappa_{D,50^\circ,z}^i \quad (3.2)$$

$$\alpha_{50^\circ,(x)}^i := \alpha^{A \times ai} + \alpha^{B \times bi} - \alpha^{C \times ci} - \alpha^{D \times di} = 4P_x (A \kappa_{A,50^\circ,x}^i + B \kappa_{B,50^\circ,x}^i) + 4P_y D \kappa_{D,50^\circ,y}^i \quad (3.3)$$

$$\alpha_{50^\circ,(y)}^i := \alpha^{A \times ai} - \alpha^{B \times bi} - \alpha^{C \times ci} + \alpha^{D \times di} = 4P_y (A \kappa_{A,50^\circ,y}^i + B \kappa_{B,50^\circ,y}^i) + 4P_x D \kappa_{D,50^\circ,x}^i \quad (3.4)$$

$$\alpha_{50^\circ,(z)}^i := \alpha^{A \times ai} + \alpha^{B \times bi} + \alpha^{C \times ci} + \alpha^{D \times di} = 4P_z (A \kappa_{A,50^\circ,z}^i + B \kappa_{B,50^\circ,z}^i). \quad (3.5)$$

Der Index in der Klammer gibt an, auf welche Komponente die jeweilige Kombination empfindlich ist, $i \in \{03, \dots, 14, 16\}$ (vergleiche die Koordinaten der PIN-Dioden in Tab. 3.3) kennzeichnet die Detektorebene. Die zweiten Gleichheitszeichen in den Gleichungen gelten nur bei zentralem Strahl (nur dann sind die jeweiligen κ gleich). Die kombinierten Asymmetrien der anderen in Tab. 3.1 angegebenen Gruppen (82° , 98° , 130°) werden analog definiert (siehe Tab. 3.8). Die Vorzeichen der Apparatekonstanten folgen aus ihrer Definition (Gleichungen (2.2)-(2.7) und (2.16), die Vorzeichen von $\kappa_{D,z}$ sind in Tab. 3.1 angegeben). Die kombinierten Asymmetrien und Apparatekonstanten sind so definiert, dass in jeder Gruppe die Detektorkombination aus Szintillator A und der jeweiligen PIN-Diode mit “+” eingeht (wobei das Vorzeichen der Asymmetrie bzw. Apparatekonstante selbst negativ sein kann). Die Operationszeichen für die anderen Kombinationen folgen dann aus der Detektorsymmetrie.

Ist der Neutronenstrahl nicht zentral, muss – insbesondere im Hinblick auf systematische Effekte – berücksichtigt werden, dass sich die Apparatekonstanten unterscheiden (vergleiche Abschnitt 2.5.3). Z.B. ergibt sich dann für (3.2):

$$\alpha_{50^\circ,(D)}^i = \vec{P} \left(A (\vec{\kappa}_A^{A \times ai} - \vec{\kappa}_A^{B \times bi} + \vec{\kappa}_A^{C \times ci} - \vec{\kappa}_A^{D \times di}) + B (\vec{\kappa}_B^{A \times ai} - \vec{\kappa}_B^{B \times bi} + \vec{\kappa}_B^{C \times ci} - \vec{\kappa}_B^{D \times di}) + D (\vec{\kappa}_D^{A \times ai} - \vec{\kappa}_D^{B \times bi} + \vec{\kappa}_D^{C \times ci} - \vec{\kappa}_D^{D \times di}) \right). \quad (3.6)$$

Für die Berechnung von D und die Untersuchung systematischer Effekte ist nicht die Angabe aller Apparatekonstanten, sondern nur die der Kombinationen, die in Gleichungen der Art (3.6) eingehen, erforderlich. Diese kombinierten Apparatekonstanten werden wie die kombinierten Asymmetrien in (3.2)-(3.5)

Detektorkombinationen					Vorzeichen					
φ	A	B	C	D	α	κ	A	B	C	D
50°	A × a	B × b	C × c	D × d	$\alpha_{\varphi,(D)}$	$\vec{\kappa}_{\eta,\varphi,(D)}$	+	−	+	−
82°	A × d	B × c	C × b	D × a	$\alpha_{\varphi,(x)}$	$\vec{\kappa}_{\eta,\varphi,(x)}$	+	+	−	−
98°	A × b	B × a	C × d	D × c	$\alpha_{\varphi,(y)}$	$\vec{\kappa}_{\eta,\varphi,(y)}$	+	−	−	+
130°	A × c	B × d	C × a	D × b	$\alpha_{\varphi,(z)}$	$\vec{\kappa}_{\eta,\varphi,(z)}$	+	+	+	+

Tab. 3.8: Definition der kombinierten Asymmetrien und Apparatekonstanten für die vier Gruppen von Detektorkombinationen. Die linke Tabelle gibt die Zuordnung der Einzeldetektorkombinationen zu den Gruppen an, die rechte die Vorzeichen, mit denen die jeweiligen Einzelasymmetrien bzw. reduzierten Einzelapparatekonstanten in die kombinierten Asymmetrien bzw. Apparatekonstanten eingehen. $\eta \in \{A, B, D\}$. Der Index für die Ebene wurde weggelassen.

definiert, aber zur direkten Vergleichbarkeit mit den reduzierten Apparatekonstanten durch 4 geteilt, z.B.:

$$\vec{\kappa}_{\eta,50^\circ,(D)}^i := \frac{1}{4} \left(\vec{\kappa}_{\eta}^{A \times ai} - \vec{\kappa}_{\eta}^{B \times bi} + \vec{\kappa}_{\eta}^{C \times ci} - \vec{\kappa}_{\eta}^{D \times di} \right), \quad (3.7)$$

$$\vec{\kappa}_{\eta,50^\circ,(x)}^i := \frac{1}{4} \left(\vec{\kappa}_{\eta}^{A \times ai} + \vec{\kappa}_{\eta}^{B \times bi} - \vec{\kappa}_{\eta}^{C \times ci} - \vec{\kappa}_{\eta}^{D \times di} \right) \quad (3.8)$$

sowie analog $\vec{\kappa}_{\eta,50^\circ,(y)}^i$ und $\vec{\kappa}_{\eta,50^\circ,(z)}^i$ mit $\eta \in \{A, B, D\}$. Ebenso werden die kombinierten Apparatekonstanten der anderen Gruppen gebildet (siehe Tab. 3.8).

3.3.2 Berechnungsverfahren

Die Berechnung der theoretischen Spektren, Trefferwahrscheinlichkeiten und Apparatekonstanten erfolgte mit dem Programm `integrate` (Anhang E.1) unter Verwendung der in Tab. 3.3 angegebenen Koordinaten der Einzeldetektoren. Um Rechenzeit zu sparen, wurden die Stege zwischen den Mylarfenstern nicht berücksichtigt, sondern die zehn Fenster einer Detektorseite durch ein großes Fenster ersetzt. Das Strahlprofil wurde in der x - y -Ebene durch eine FOURIER-Reihe der Form (3.1) beschrieben, seine Divergenz über eine lineare z -Abhängigkeit der die Perioden der FOURIER-Reihen definierenden Größen $l_x = l_x(z)$ und $l_y = l_y(z)$ berücksichtigt³⁹⁾. Unter Vernachlässigung der (kleinen) z -Abhängigkeit der FOURIER-Koeffizienten wurden die mit den drei Folien bestimmten Koeffizienten auf $a_{00} = 1$ normiert⁴⁰⁾ und die Mittelwerte eingesetzt, wobei die Koeffizienten der Folie bei $z = 0$ zweifach gewichtet wurden, weil sie für den doppelten Raumwinkel des Neutronenstrahls gelten (für den zu einem Viertel abgedeckten Polarisator war keine Messung bei $z = 0$ durchgeführt worden). Gegenüber den Rechnungen in Abschnitt 2.6.4 wurde das Zerfallsvolumen auf 50 cm verlängert, um Randeffekte zu vermeiden. Das entspricht gerade der Gesamtlänge der Mylarfenster. Durch das längere Zerfallsvolumen verkleinern sich die Trefferwahrscheinlichkeiten gegenüber Tab. 2.6⁴¹⁾. Die Spektren und Trefferwahrscheinlichkeiten wurden im JACKSON-Modell, die reduzierten Apparatekonstanten im unkorrelierten Modell berechnet (vergleiche Abschnitt 2.4). Zur Ermittlung der statistischen Fehler der Apparatekonstanten wurden gemäß der in Abschnitt 2.4.3 angegebenen Methode eine bestimmte Zahl von Berechnungen mit je 10^6 Zerfällen (je ca. $1.9 \cdot 10^4$ Ereignisse) durchgeführt und die Mittelwerte sowie die Standardabweichungen der Mittelungen bestimmt.

³⁹⁾Die Berechnungen verwenden nur die erste Periode $(-l_x, l_x) \otimes (-l_y, l_y)$.

⁴⁰⁾Die Form des Strahlprofils ändert sich durch die Normierung nicht; die Erhaltung des über den Strahlquerschnitt integrierten Neutronenflusses entlang der z -Achse wird in `integrate` unabhängig von a_{00} sichergestellt.

⁴¹⁾Die dort angegebenen Werte gelten zudem für die zusammengefassten Ebenen und ein anderes Strahlprofil.

3.3.3 Theoretische Spektren

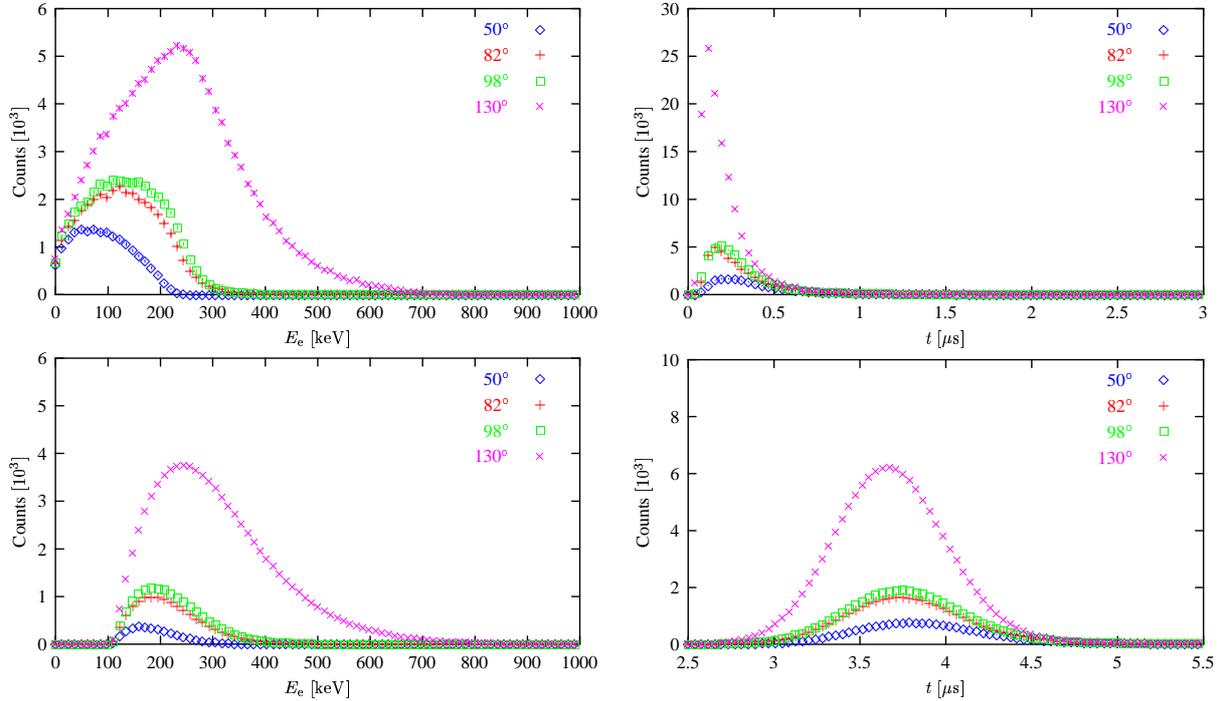


Abb. 3.11: Theoretische Szintillator- (links) und Flugzeitspektren (rechts) von Trine, oben direkt aus der Simulation mit dem JACKSON-Modell, unten nach der Faltung mit der Auflösungsfunktion (3.9) (Szintillator) bzw. (3.11) (Flugzeit). Berechnung für Szintillator A, Parameter siehe Abschnitt 3.3.3.

Abb. 3.11 zeigt die aus $6 \cdot 10^8$ Zerfällen berechneten Szintillator- und Flugzeitspektren für Szintillator A und die vier PIN-Dioden in Ebene 08, wobei nur Ereignisse berücksichtigt wurden, bei denen die Elektronen die äußere Anodenebene in einem Streifen ± 10 cm von der durch die vier PIN-Dioden definierten Ebene trafen ($2.3 \cdot 10^5$ Ereignisse für alle Szintillatoren). Aufgrund der endlichen Energie- und Zeitaufösung des Detektors sind diese Spektren nicht direkt beobachtbar. Um die beobachtbaren Spektren zu erhalten, müssen die simulierten Spektren mit den Auflösungsfunktionen des Detektors gefaltet werden. Für das beobachtbare theoretische Szintillatorspektrum $f(E)$ gilt⁴²⁾:

$$f(E) = T(E) \int_0^\infty f_T(E') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E'}} \exp\left(-\frac{(E-E')^2}{2\sigma_{E'}^2}\right) dE' \quad \text{mit} \quad \sigma_{E'} = \sqrt{\frac{E'}{E_0} \frac{\Delta E_0}{2\sqrt{2\ln 2}}}. \quad (3.9)$$

f_T ist das simulierte Szintillatorspektrum. Die GAUSS-Funktion beschreibt die Auflösung des Szintillators; sie resultiert aus der Statistik der Photonen und Photoelektronen (vergleiche Anhang A.1.2⁴³⁾). Die Varianz σ ist wegen der zu Grunde liegenden POISSON- bzw. GAUSS-Verteilung proportional zur Wurzel der Energie; ΔE_0 ist die bei der Energie E_0 bestimmte Halbwertsbreite des Szintillatorspektrums einer monoenergetischen Quelle. Die Triggerfunktion $T(E)$ des Szintillators folgt ebenfalls aus

⁴²⁾In (3.9) kann die Rückstreuung der Elektronen, die in Plastikszintillatoren für Energien unter 1 MeV ca. 6 % [KNO89] be trägt, berücksichtigt werden, indem die GAUSS-Funktion $G(E, E')$ für $E' < E$ durch $\max(b, G(E, E'))$ ersetzt wird [SCH00]. b wird so gewählt, dass die Fläche unter dem ‘‘Balken’’ dem Anteil der rückgestreuten Elektronen entspricht. Die Normierung muss angepasst werden. Entsprechende Berechnungen wurden durchgeführt, änderten aber die im Folgenden angegebenen Zählratenverhältnisse um weniger als 1 %. Deshalb wird die Rückstreuung hier vernachlässigt.

⁴³⁾Die in Anhang A.1.2 für den Fit der mit Konversionselektronen gemessenen Szintillatorspektren verwendeten Funktionen (A.1) bzw. (A.2) gehen aus (3.9) mit $f_T = \sum_i w_i \delta(E_i)$ hervor, wobei E_i die Energien der Konversionselektronenlinien, w_i ihr Gewicht und $\delta(E)$ die Delta-Distribution ist. Die Breiten der Konversionselektronenlinien selbst sind dabei vernachlässigt. (A.1) und (A.2) enthalten die Triggerfunktion $T(E)$ nicht.

der Statistik und aus der geforderten Koinzidenz zwischen den beiden Photomultipliern: Wird im Szintillator mit der Triggerschwelle E_{th} ein Teilchen der Energie E deponiert, besteht eine von der Differenz $E - E_{\text{th}}$ abhängige Wahrscheinlichkeit, dass das durch die Photonen bzw. Sekundärelektronen in einem Photomultiplier erzeugte Signal unterhalb der Schwelle liegt [SCH00]. $T(E)$ lässt sich durch

$$T(E) = 1 - \exp\left(-\frac{E - E_{\text{th}}}{E_{\text{d}}}\right) \quad (3.10)$$

beschreiben (siehe z.B. [REI99]). E_{d} ist die Abfallskonstante und kann aus einem Fit bestimmt werden. Aus den Messungen mit den in Anhang A.1 angegebenen Testquellen ist das recht schwierig, weil E_{d} den Bereich nahe an der Triggerschwelle beschreibt, in dem diese Quellen keine Konversionselektronen emittieren⁴⁴). Deshalb wurde E_{d} aus den Koinzidenzen zwischen Elektron und Proton aus dem Neutronenzerfall so bestimmt, dass das für $\varphi = 130^\circ$ mit der Faltung (3.9) berechnete Verhältnis der Koinzidenzzählraten für $E_e > 200$ keV und für $E_e > 150$ keV mit dem gemessenen Verhältnis übereinstimmte. Die Unsicherheit des so bestimmten Wertes ist sehr groß. Zur Berechnung der in Abb. 3.11 dargestellten gefalteten Theoriespektren für Szintillator A wurden die Parameter $\Delta E_0/E_0 = 0.55$ bei $E_0 = 368$ keV (Anhang A.1.4), $E_{\text{th}} = 115$ keV (Abschnitt 3.1.2.1) und $E_{\text{d}} = 6.5$ keV verwendet.

In die Faltung des Flugzeitspektrums geht eine Verzögerung t_0 und die (konstante) Zeitauflösung $\sigma_{t,\text{FWHM}} = 0.70(5)$ μs (vergleiche Abschnitt A.2.3) ein. Mit der simulierten Theoriefunktion $g_{\text{T}}(t)$ ergibt sich das beobachtbare theoretische Flugzeitspektrum $g(t)$:

$$g(t) = \int_0^\infty g_{\text{T}}(t') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \exp\left(-\frac{(t - (t' - t_0))^2}{2\sigma_t^2}\right) dt' \quad (3.11)$$

Die Verzögerung t_0 wurde nicht direkt gemessen, sondern durch Anpassung des mit (3.11) gefalteten Spektrums an die experimentell bestimmten Flugzeitspektren ermittelt (t_0 ändert die Form des Spektrums nicht). Es ergab sich $t_0 = 3.47$ μs . Abb. 3.11 enthält die gefalteten Spektren. Die Form des messbaren Spektrums wird von der schlechten Zeitauflösung dominiert, das ursprüngliche Flugzeitspektrum ist nicht mehr erkennbar.

3.3.4 Theoretische Trefferwahrscheinlichkeiten

Für die Berechnung der Trefferwahrscheinlichkeiten muss – ebenso wie für die Spektren – die in Abschnitt 3.3.3 angegebene Faltung des theoretischen Elektronspektrums berücksichtigt werden, da auf das Szintillatorsignal getriggert wird. In der Datenanalyse ist ein Softwareschnitt ins Szintillatorspektrum sinnvoll, weil dadurch verschiedene Elektronenergiebereiche und energieabhängige Effekte wie z.B. Streuung untersucht werden können. Zudem reduziert sich die Abhängigkeit von der Hardware-Triggerschwelle E_{th} und vom schwer zu bestimmenden Parameter E_{d} in der Triggerfunktion (3.10). Die Datenanalyse wurde mit $E_e > 150$ keV und mit $E_e > 200$ keV durchgeführt. Tab. 3.9 enthält die auf die größte Winkelkombination $\varphi = 130^\circ$ bezogenen theoretischen Trefferwahrscheinlichkeiten für diese Schnitte, wobei jeweils auch die Werte für die ungefalteten Spektren angegeben sind. Die Abweichungen zwischen den Trefferwahrscheinlichkeiten der Szintillatoren A und D gegenüber B und C resultiert aus dem in y -Richtung asymmetrischen Strahlprofil, die Ähnlichkeit der Werte für die beiden oberen (A, D) bzw. die beiden unteren (B, C) Szintillatoren aus der nur geringen Asymmetrie des Strahlprofils in x -Richtung (vergleiche Tab. 3.1 und Abb. 3.10). Aufgrund der Unsicherheit in E_{d} sowie der Ortsabhängigkeit des Energiesignals und der Energieauflösung der Szintillatoren (Anhang A.1.5) handelt es sich bei den Zahlen in Tab. 3.9 nur um Richtwerte; gleichwohl gibt der Vergleich mit den experimentellen Zählraten Hinweise auf systematische Effekte.

Die Abhängigkeit der Trefferwahrscheinlichkeit von der Ebene ist für $E_e > 150$ keV in Abb. 3.12 dargestellt. Dabei wurden jeweils über die simulierten Trefferwahrscheinlichkeiten einer Gruppe summiert;

⁴⁴Zur genauen Bestimmung könnten z.B. die Quellen ^{109}Cd , ^{139}Ce oder $^{114\text{m}}\text{In}$ verwendet werden, die Konversionselektronen unterhalb 200 keV emittieren (aus [REI99]).

E_e	>150 keV		>200 keV		>150 keV		>200 keV	
φ	Sim	Falt	Sim	Falt	Sim	Falt	Sim	Falt
	Szintillator A				Szintillator B			
50°	0.037	0.036	0.008	0.020	0.043	0.041	0.009	0.023
82°	0.157	0.139	0.090	0.104	0.188	0.166	0.109	0.126
98°	0.195	0.172	0.120	0.132	0.203	0.179	0.123	0.137
130° [10 ⁴]	9.680	7.990	7.755	6.849	8.963	7.371	7.134	6.286
	Szintillator D				Szintillator C			
130° [10 ⁴]	9.892	8.179	7.956	7.032	9.221	7.593	7.355	6.497

Tab. 3.9: Theoretische Trefferwahrscheinlichkeiten für Trine (Ebene 08, Anodenstreifen ± 10 cm von Ebene). Sim – direkt aus Simulation mit dem JACKSON-Modell, Falt – nach Faltung mit (3.9) (Faltparameter wie in Abschnitt 3.3.3). Die Werte für 50°, 82° und 98° sind relativ zum Wert für 130° (z.B. $\mathcal{W}_{50^\circ}/\mathcal{W}_{130^\circ}$) angegeben. Die Zeilen 130° enthalten die absoluten Trefferzahlen für $6 \cdot 10^8$ Zerfälle im gesamten Zerfallsvolumen. Die relativen Trefferzahlen für Szintillator D folgten sehr genau den Zahlen für Szintillator A, die für C denen für Szintillator B.

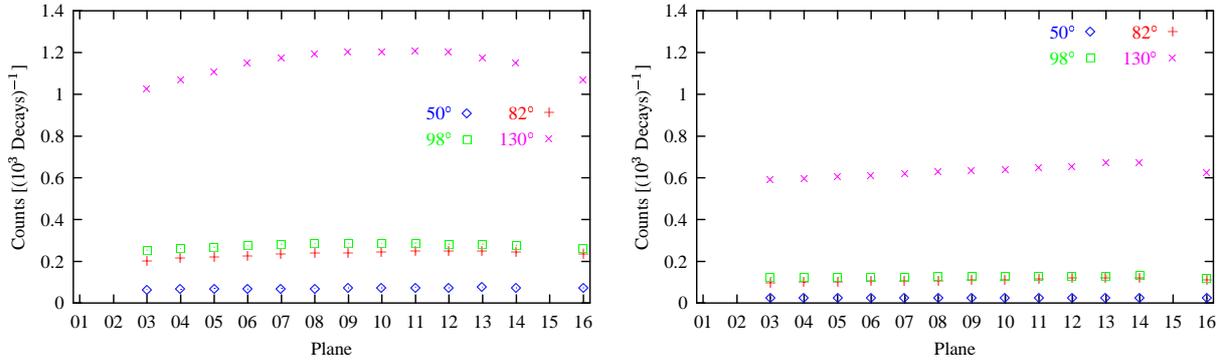


Abb. 3.12: Simulierte Trefferwahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Detektorebene, links für den vollen Szintillator, rechts für Drahtkammerstreifen ± 10 cm von der jeweiligen Detektorebene, jeweils summiert über die Detektorkombinationen einer Gruppe. $E_e > 150$ keV, die Faltung (3.9) wurde vernachlässigt.

zur Vereinfachung wurden die Szintillatorspektren nicht gefaltet. Die linke Abbildung zeigt die Treffer für den vollen Szintillator. Die Trefferwahrscheinlichkeiten sind in der Mitte am höchsten, da dort der Raumwinkel zwischen Strahl, Protonendetektor und Szintillator am größten ist. Aufgrund der Strahldivergenz sind die Trefferwahrscheinlichkeiten für die hinteren Ebenen größer als für die vorderen. In den Simulationen für die rechte Abbildung wurden für jede Detektorebene nur Ereignisse zugelassen, bei denen das Elektron die äußere Drahtkammer in einem Streifen von ± 10 cm bezüglich der jeweiligen Detektorebene durchquerte. Dadurch sehen alle Ebenen den gleichen Raumwinkel für die Elektronendetektoren. Der leichte Anstieg der Trefferwahrscheinlichkeiten mit der Ebenennummer ist somit ein Effekt der Strahldivergenz.

Alle Abbildungen in diesem Abschnitt wurden für die Polarisation (0, 0, 1) berechnet. Eine Umkehrung der Polarisation führt zu kleinen Änderungen der Trefferwahrscheinlichkeiten für die weiter von der Detektormitte entfernten Ebenen. Im dargestellten Maßstab sind diese Änderungen kaum sichtbar.

3.3.5 Reduzierte Apparatekonstanten

Bei der Berechnung der reduzierten Apparatekonstanten wurde von einem wohldefinierten Schnitt ins Elektronspektrum ausgegangen und Faltungen gemäß (3.9) vernachlässigt. Das ist gerechtfertigt, weil

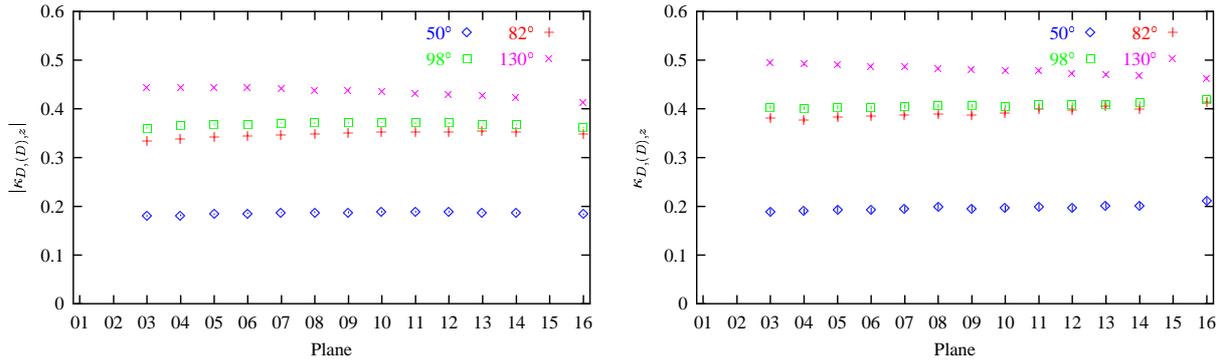


Abb. 3.13: Kombinierte Apparatekonstanten $|\kappa_{D,\varphi,(D),z}|$ für die vier Gruppen von Detektorkombinationen und $E_e > 150$ keV, links für den vollen Szintillator, rechts für Drahtkammerstreifen ± 7 cm von der jeweiligen Detektorebene. $\kappa_{D,98^\circ,(D),z}$ und $\kappa_{D,130^\circ,(D),z}$ sind negativ (vergleiche Tab. 3.1); zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Beträge dargestellt.

Bedingung	Sim	$\kappa_{D,50^\circ,(D),z}$	$\kappa_{D,82^\circ,(D),z}$	$\kappa_{D,98^\circ,(D),z}$	$\kappa_{D,130^\circ,(D),z}$
$E_e > 150$ keV, voll	677	0.186	0.348	-0.369	-0.436
$E_e > 150$ keV, ± 10 cm	144	0.197	0.386	-0.403	-0.474
$E_e > 150$ keV, ± 7 cm	142	0.196	0.391	-0.406	-0.481
$E_e > 200$ keV, voll	872	0.166	0.347	-0.364	-0.443

Tab. 3.10: Mittlere Apparatekonstanten $\langle \kappa_{D,\varphi,(D),z} \rangle$ für verschiedene Schnittbedingungen (Beschränkung der Energie E_e und des Auftreffortes des Elektrons; voll – gesamter Szintillator, ± 10 cm bzw. ± 7 cm – nur Ereignisse, bei denen das Elektron einen von der durch die vom Proton getroffenen PIN-Diode definierten Ebene aus gemessenen Streifen in der äußeren Drahtkammer durchquert). Die kombinierten Konstanten wurden für jede Ebene berechnet und dann über die Ebenen 03 bis 14 gemittelt. Weil sich die Konstanten für zwei Ebenen systematisch unterscheiden (Abb. 3.13), ist kein Fehler angegeben. Sim bezeichnet die Zahl der Simulationen von je 10^6 Zerfällen.

die Apparatekonstanten nur wenig von kleinen Änderungen der Abschneideenergie abhängen (siehe unten). In Abb. 3.13 sind die Beträge der in (3.7) definierten kombinierten Apparatekonstanten $\kappa_{\varphi,(D),z}$ für $E_e > 150$ keV dargestellt. Die linke Abbildung (677 Simulationen mit je 10^6 Zerfällen) zeigt die Konstanten für den vollen Szintillator. In der rechten Abbildung (142 Simulationen mit je 10^6 Zerfällen) wurden für jede Detektorebene nur Ereignisse zugelassen, bei denen das Elektron die äußere Drahtkammer in einem Streifen von ± 7 cm bezüglich der jeweiligen Detektorebene durchquerte. Die Beträge der Apparatekonstanten, $|\kappa_{D,\varphi,(D),z}|$, steigen für die Detektorkombinationen mit kleinem eingeschlossenen Winkel mit der Ebenennummer leicht an. Ursache ist die Divergenz des Strahls, die den von der Detektorkombination gesehenen Winkelbereich und damit das zugehörige κ_D vergrößert (vergleiche Abschnitt 2.5.1). Für die Konstanten mit $\varphi = 130^\circ$ jedoch gibt es an den Rändern des Strahlquerschnitts Bereiche, in denen Zerfälle stattfinden können, die mit entgegengesetztem Vorzeichen zu κ_D beitragen, weil der Winkel zwischen Proton und Elektron größer als 180° ist. Die Größe dieser Bereiche wächst aufgrund der Divergenz, weshalb $|\kappa_D|$ und damit auch $|\kappa_{D,130^\circ,(D),z}|$ kleiner wird. Besonders deutlich ist der Effekt für die Berechnungen mit den Drahtkammerstreifen. Für die vollen Szintillatoren verursacht die starke Asymmetrie der Elektrondetektoren für weit von der Detektormitte liegende Ebenen mit resultierenden großen Winkeln zusätzliche Modifikationen. Die Abhängigkeit der Apparatekonstanten vom Winkel φ wurde in Abschnitt 2.5.1 diskutiert.

Tab. 3.10 stellt die über die Detektorebenen gemittelten kombinierten Apparatekonstanten $\langle \kappa_{D,\varphi,(D),z} \rangle$ für verschiedene Schnitt- und Koinzidenzbedingungen gegenüber. Durch die Beschränkung der Elektronbahnen auf einen von der PIN-Diode abhängigen Drahtkammerstreifen erhöhen sich die Werte, weil

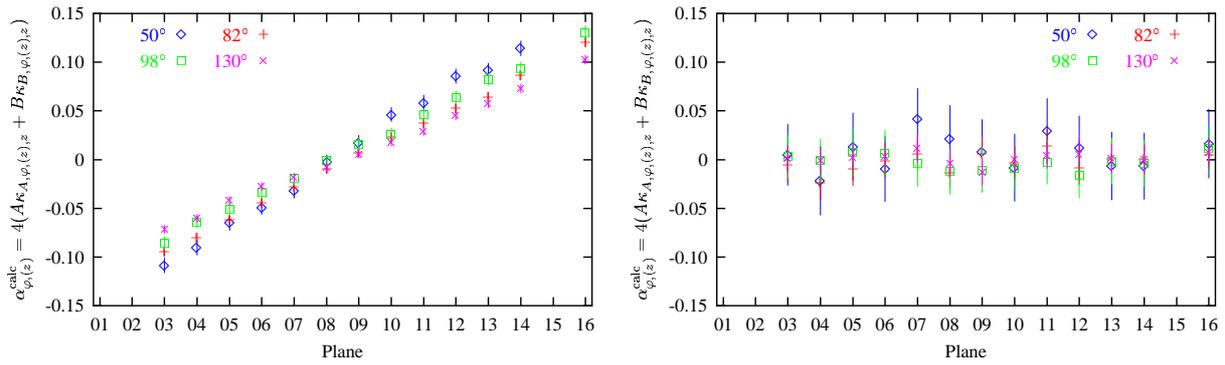


Abb. 3.14: Theoretische kombinierte Asymmetrien $\alpha_{\varphi,(z)}^{\text{calc}}$ für den vollen Detektor (links) und ± 7 cm breite Drahtkammerstreifen für jede Ebene (rechts). Berechnet mit $\vec{P} = \pm(0, 0, 1)$, $E_e > 150$ keV; gleiche Simulationen wie für Tab. 3.10. Die größeren Fehlerbalken rechts resultieren aus der kleineren Zahl von Simulationen und dem durch die geringere Trefferwahrscheinlichkeit reduzierten statistischen Gewicht einer Simulation. Die Fehler von A und B sind nicht berücksichtigt.

der Winkel zwischen Neutronenspin (z -Richtung) und der durch die Zerfallsteilchen definierten Ebene auf einen kleinen Bereich nahe 90° beschränkt wird. Die Erhöhung der Abschneideenergie hat einen geringen Einfluss. Am stärksten ändert sich dabei $\langle \kappa_{D,50^\circ,(D),z} \rangle$, da das Elektronspektrum für diese Kombination bereits bei sehr niedrigen Energien endet (vergleiche Abb. 3.11).

Die mit eingeschränkten Drahtkammerstreifen etwas größeren Apparatekonstanten werden durch die gegenüber dem vollen Szintillator geringeren Trefferwahrscheinlichkeiten (Abb. 3.12) kompensiert, weshalb die statistische Empfindlichkeit des vollen Detektors größer als die des eingeschränkten Detektors ist. Der wichtigste Vorteil der Beschränkung liegt in der besseren Unterdrückung systematischer Effekte. Durch die starke Asymmetrie zwischen Szintillator und den Ebenen an den Enden des Zerfallsvolumens verschwinden die Apparatekonstanten $\kappa_{A,z}$ und $\kappa_{B,z}$ für diese Ebenen nicht, und die zu erwartenden Einzelasymmetrien sind wegen der Koeffizienten A und B sehr hoch. Das wird an den theoretischen Asymmetrien $\alpha_{\varphi}^{\text{calc}} = \vec{P}(A\vec{\kappa}_A + B\vec{\kappa}_B + D\vec{\kappa}_D)$ sichtbar. In Abb. 3.14 sind diese Asymmetrien, kombiniert zu $\alpha_{\varphi,(z)}^{\text{calc}}$, dargestellt⁴⁵⁾. Dabei wurde von 100 % Polarisation in z -Richtung ausgegangen. Werden die Einzelasymmetrien zu $\alpha_{\varphi,(D)}$ kombiniert, kompensieren sich diese starke Abweichungen von Null und damit die Einflüsse der Koeffizienten zwar; dies gilt aber nur für einen zentralen Strahl, und zudem müssen Differenzen großer Zahlen gebildet werden. Durch die Beschränkung auf einen bezüglich der Detektorebene symmetrischen Bereich des Szintillators mit Hilfe der Drahtkammern lässt sich die Eingangsasymmetrie wirksam unterdrücken, wie Abb. 3.14 rechts zeigt.

3.4 Verfahren zur Datenanalyse

In diesem Abschnitt werden die Schritte zur Datenanalyse beschrieben. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 3.5 angegeben.

Für die Berechnung von D und die Untersuchung systematischer Effekte aus den Messdaten werden die Asymmetrien der einzelnen Detektorkombinationen berechnet (Abschnitt 3.4.2). Dies geschieht nach Reinigung und Komprimierung der Daten und nach ihrer Zusammenfassung zu Stichproben (Abschnitt 3.4.1). Die zeitliche Entwicklung der Asymmetrien erlaubt Rückschlüsse auf die Stabilität der Apparatur. Schwanken die Asymmetrien für eine Detektorkombination rein statistisch, kann das gewichtete Mittel der Asymmetrien aus den Stichproben verwendet werden. Der entsprechende Test wird in Abschnitt 3.4.2.3 vorgestellt. Abschnitt 3.4.3 beschreibt die Berechnung der in Abschnitt 3.3.1 eingeführten kombinierten Asymmetrien und ihrer Fehler sowie des Wertes für D und seines statistischen Fehlers.

⁴⁵⁾Bei einem zentralen Strahl gilt $\alpha_{\varphi}^{\text{calc}} = \alpha_{\varphi,(z)}^{\text{calc}}/4$.

3.4.1 Aufbereitung der Rohdaten

3.4.1.1 Datenreinigung und Sortierung nach Spins

Im ersten Teilschritt der Datenreinigung werden alle Messintervalle aussortiert, bei denen Monitordaten mehr als durch statistische Schwankungen erklärbar von den Mittelwerten abweichen. Dies betrifft Triggerraten im Elektronteil und die Monitorsignale von Elektrodenhochspannung, Anodenstrom oder Anodenspannung (vergleiche Abschnitt 3.1.3.4). Neben dem Messintervall, in dem die Abweichung auftrat, werden auch die drei nachfolgenden Messintervalle verworfen, um Zeit für die Stabilisierung des Detektors zu lassen. Weiterhin werden alle Messintervalle aussortiert, bei denen die Anzahl der in den einzelnen VME-Modulen ADC, Pattern Unit und MemRMH gespeicherten Ereignisse nicht übereinstimmt. In diesen Messintervallen ist eine eindeutige Zuordnung der in verschiedenen Modulen aufgenommenen Daten zu einem Ereignis nicht gewährleistet. Mit einem Messintervall werden auch die zugehörigen Ereignisse aussortiert.

Der nächste Teilschritt verwirft alle Ereignisse, die für die Bestimmung von D nicht verwertbar sind, d.h. die Ereignisse, bei denen nicht genau ein Szintillator, genau eine PIN-Diode und der TAC für die Flugzeitmessung angesprochen hatten.

Die verbleibenden Daten (gereinigte Rohdaten) werden nach dem Status des Spinflipplers sortiert. Dazu wird für jeden Spinflipplerzustand eine Datei mit den Ereignisdaten und eine mit den Messintervalldaten erzeugt. Diese Dateien können – abhängig von der Datenreinigung – verschieden viele Messintervalle für die beiden Spinflipplerzustände enthalten. Das wird jedoch später automatisch durch den Neutronenmonitor berücksichtigt. Die Ereignisreinigung ist mit dem Spinflipplerzustand nicht korreliert.

3.4.1.2 Datenkomprimierung, Erstellung von Stichproben

Die Ereignisdateien für die beiden Spinflipplerzustände nach der Datenreinigung umfassen ca. 0.2 GByte pro Spinflipplerzustand und Tag Messzeit und sind damit nur schwer handhabbar. Allerdings sind viele Felder der gespeicherten Daten leer, weil z.B. nur genau ein Szintillator angesprochen haben darf. Zudem enthalten die Dateien Informationen, die zumindest für eine erste Datenanalyse nicht erforderlich sind. Deshalb werden die Daten komprimiert.

Zur Beschreibung eines Ereignisses sind drei ADC-Werte (Szintillator, PIN-Dioden-Analogsignal und TAC) ausreichend, wenn die angesprochene Detektorkombination getrennt kodiert wird. Für die Kodierung der 256 Kombinationen (4 Szintillatoren, 64 mögliche Positionen für PIN-Dioden) genügt 1 Byte. Die 12 bit des peakhöhenempfindlichen ADCs werden durch Zusammenfassung von jeweils 16 Kanälen auf 1 Byte komprimiert. Dies wäre ohnehin nötig, um in den zu fittenden Spektren für jeden Kanal eine ausreichende Statistik zu erhalten. Für die Speicherung der ADC-Werte und der Detektorkombination genügen somit 4 Byte.

Die Daten der Drahtkammern können ebenfalls in vier Byte zusammengefasst werden, wenn eine Beschränkung auf die Drahtkammern auf der Seite des angesprochenen Szintillators erfolgt und nur ein Draht je Drahtkammer gezählt wird. In einer Anoden- oder Kathodenebene können je Ereignis mehrere Drähte ansprechen. Liegen diese Drähte nah beieinander (Cluster), wurde ihr Ansprechen mit großer Sicherheit durch das selbe Primärteilchen ausgelöst. Ein Draht gilt als zu einem Cluster gehörig, wenn zwischen ihm und einem Draht des Clusters nicht mehr als zwei nicht angesprochene Drähte liegen. Diese Festlegung enthält eine gewisse Willkür, ist aber durch Untersuchungen der Drahtkammerdaten begründet⁴⁶⁾. Als Schnittpunkt der Bahn des Primärteilchens mit der Drahtebene wird der auf die ganzzahlige Drahtnummer gerundete Schwerpunkt des Clusters verwendet⁴⁷⁾. Liegt er genau in der Mitte

⁴⁶⁾Dazu wurden Häufigkeitsverteilungen über die Zahl der je Ereignis angesprochenen Drähte, Cluster, Drähte je Cluster und Abstände zwischen zwei Clustern erstellt. Diese Verteilungen hängen z.B. von der Anodenspannung und vom Zählgasdruck ab. Eindeutige Aussagen über die Trennung zweier Cluster können nicht getroffen werden; die angegebene Bedingung ist daher ein Kompromiss. Eine detaillierte Darstellung der Untersuchungen würde hier zu weit führen.

⁴⁷⁾Weil im gespeicherten Drahtkammersignal keine Ladungsinformation enthalten ist, werden für die Schwerpunktsberechnung alle angesprochenen Drähte gleich gewichtet.

zwischen zwei Drähten, wird er zur Vermeidung systematischer Rundungseffekte per Zufallszahl einem der beiden Drähte zugeordnet. Dann ist zur Beschreibung des Schwerpunkts eines Clusters eine Zahl zwischen 0 und 58 für die Anoden und zwischen 0 und 23 für die Kathoden ausreichend. Treten mehrere Cluster auf, wird nur der Schwerpunkt des größten Clusters gespeichert. In die verbleibenden Bits des Bytes wird die Zahl der Cluster kodiert. Somit genügen für die vier Drahtkammern auf der Seite des ansprechenden Szintillators 4 Byte zur Beschreibung der Teilchenbahn.

Insgesamt besteht ein komprimiertes Ereignis damit aus 8 Byte, verglichen zu den 96 Byte eines Originalereignisses. Ein Ereigniszähler ist nicht erforderlich, da die Ereignisse schon nach dem Status des Spinflippers sortiert sind. Es wird betont, dass die Komprimierung unter Informationsverlust erfolgt, wobei lediglich für die weitere Analyse unnötige Informationen weggelassen werden, und dass sie nur auf Ereignisse anwendbar ist, bei denen genau eine PIN-Diode und genau ein Szintillator ansprechen.

Um eine ausreichende Statistik für die weitere Datenanalyse sicherzustellen, muss jede Stichprobe von Ereignissen hinreichend groß sein. Deshalb werden die an verschiedenen Tagen gesammelten Ereignisse so weit zusammengefasst, dass jeder Kanal des Flugzeitspektrums (hier erfolgt der Fit des Untergrunds, siehe Abschnitt 3.4.2) auch nach der Anwendung von Filtern mindestens ca. zehn Ereignisse enthält⁴⁸⁾. Weil sich die Szintillatorkalibrierungen an den Maschinentagen ändern können, darf diese Zusammenfassung nicht über Maschinentage hinweg erfolgen. Weiterhin müssen Daten mit unterschiedlicher Elektrodenspannung U_{HV} getrennt betrachtet werden (trat nur im ersten Zyklus auf).

3.4.2 Berechnung der Asymmetrie für eine Detektorkombination

Für die Berechnung von D werden die Asymmetrien der einzelnen Detektorkombinationen benötigt (vergleiche z.B. (2.33)). Diese lassen sich am besten aus den Peakflächen in den Flugzeitspektren für beide Spinrichtungen berechnen. Im Gegensatz zu den anderen Spektren ist für das Flugzeitspektrum die den Untergrund beschreibende Funktion bekannt (Abschnitt 3.4.2.1); der Untergrund kann daher ohne theoretischen Unsicherheiten angepasst und abgezogen werden.

Um genug Statistik in jedem Kanal der Flugzeitspektren zu haben, werden jeweils vier Kanäle der komprimierten TAC-Spektren zusammengefasst, so dass die für die folgenden Berechnungen verwendeten TAC-Spektren aus 64 Kanälen bestehen. Die anderen Spektren (Szintillatoren und PIN-Dioden) werden nicht weiter komprimiert und bestehen aus je 256 Kanälen.

Die Kanalnummern im PIN-Dioden-Spektrum werden mit π , $\pi \in \{0, 1, \dots, 255\}$, die im Szintillatorspektrum mit σ , $\sigma \in \{0, 1, \dots, 255\}$, die im TAC-Spektrum mit τ , $\tau \in \{0, 1, \dots, 63\}$, und die Zählraten im jeweiligen Kanal mit N_π , N_σ bzw. N_τ bezeichnet.

Die folgenden Berechnungen erfolgen für jede Stichprobe separat unter Verwendung der komprimierten Daten. Es werden nur Ereignisse verwendet, bei denen das Szintillatorsignal größer als 150 keV war. Dazu werden die an den Maschinentagen vor und nach der Messung der jeweiligen Stichprobe gewonnenen Szintillatorkalibrierungen (vergleiche Anhang A.1.4) gemittelt und für jeden Szintillator ein für die komprimierten Ereignisse anwendbarer Filter (unterer Abschneidekanal) berechnet. Bei der Berechnung der Filter wird die Abbremsung der Elektronen aus dem Zerfallsvolumen durch die Elektrodenhochspannung U_{HV} berücksichtigt.

3.4.2.1 Bestimmung der Peakflächen in den Flugzeitspektren

Im Folgenden wird die Berechnung einer Peakfläche am Beispiel einer PIN-Diode erläutert. Alle Schritte werden für jede PIN-Diode individuell durchgeführt.

Theoretische Beschreibung des Untergrunds. Ein Flugzeitspektrum zwischen zwei nichtkoinzidenten Signalen entspricht einer Exponentialfunktion: Sei $w dt$ die Wahrscheinlichkeit, dass im Zeitinter-

⁴⁸⁾Für die Berechnung der Peaklagen wurden die TAC-Spektren weiter komprimiert (siehe Abschnitt 3.4.2). Die Forderung nach zehn Ereignissen je Kanal bezieht sich auf das Spektrum, das gefittet wird.

vall $(t, t + dt)$ nach dem Startsignal ($t = 0$) ein Stoppsignal auftritt. Für nichtkoinzidente Signale ist $w = w_0$ unabhängig von t . Die Wahrscheinlichkeit $W(t)dt$ für das Messen einer Flugzeit im Intervall $(t, t + dt)$ ist das Produkt aus der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Stoppsignals in diesem Intervall und der Wahrscheinlichkeit des Nichtauftretens eines Stoppsignals im Intervall $(0, t)$: $W(t)dt = w_0 dt(1 - \int_0^t W(t') dt')$. Die normierte Lösung dieser Integralgleichung ist $W(t) = w_0 \cdot \exp(-w_0 t)$.

Der durch zufällige Koinzidenzen verursachte Untergrund im Flugzeitspektrum genügt somit einer Exponentialverteilung. Wenn die Flugzeitmessung nur zwischen zwei Detektoren erfolgt, entspricht w_0 der Einzeltriggerrate des stoppenden Detektors abzüglich der koinzidenten Trigger.

Die Koinzidenzen zwischen Elektron und Proton führen im durch die Verzögerung des Protons und die Breite der Verzögerung definierten Intervall (t_{\min}, t_{\max}) zu einer höheren Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Stoppsignals. Damit hängt w während dieses Intervalls von der Zeit t ab. Für $t < t_{\min}$ und $t > t_{\max}$ fällt der Untergrund nach wie vor mit w_0 exponentiell ab. Die Faktoren $W_{0,t < \min}$ und $W_{0,t > \max}$ unterscheiden sich jedoch; weil $\int_{t_{\min}}^{t_{\max}} W(t') dt$ mit koinzidenten Signalen größer ist als ohne, gilt $W_{0,t < \min} > W_{0,t > \max}$. Innerhalb des Peaks, d.h. während des Übergangs von $W_{0,t < \min}$ zu $W_{0,t > \max}$ im Intervall (t_{\min}, t_{\max}) , hängt die Funktion zur Beschreibung des Untergrunds von $w(t)$ ab. Diese Einflüsse werden erst bei großen Koinzidenzzählraten wichtig⁴⁹⁾. Ein Test hierfür ist der Wert χ^2/ndf oder – wenn viele Fits durchgeführt werden – die Verteilung der χ^2 (vergleiche Abschnitt 3.4.2.3 und Anhang D).

Fit des Untergrunds. Die Zeit t wird mit dem Kanal im Flugzeitspektrum τ identifiziert. Der Untergrund zufälliger Koinzidenzen im Kanal τ , $U(\tau)$, kann mit der Fitfunktion

$$U(\tau) = U_0 \cdot e^{-w_0 \tau} \quad (3.12)$$

beschrieben werden. Im Gegensatz zur Verteilungsfunktion $W(t)$ ist $U(\tau)$ nicht normiert.

Der Fit des Untergrunds erfolgt über einen Bereich von Kanälen $\{\tau_0^{\text{BG,v}}, \dots, \tau_1^{\text{BG,v}}\}$ vor und einen Bereich $\{\tau_0^{\text{BG,n}}, \dots, \tau_1^{\text{BG,n}}\}$ nach dem Peak, die für alle PIN-Dioden einheitlich festgelegt werden. Die Fits ergeben die Werte U_0 , w_0 , ihre Fehler δU_0 , δw_0 , die Kovarianz $\text{cov}(U_0, w_0)$ und χ^2 als Maß für die Güte des Fits. Das genaue Fitverfahren ist in Anhang D beschrieben. Die Formel für die Berechnung des Fehlers des Fitwertes für den Untergrund im Kanal τ , $\delta(U(\tau))$, unter Berücksichtigung der Kovarianz ist in Tab. 3.11 angegeben. Die Notwendigkeit, die Kovarianz in der Fehlerbehandlung zu berücksichtigen, ist in Anhang D diskutiert.

Berechnen der Peakfläche. Der Peak erstreckt sich über die Kanäle $\{\tau_0, \dots, \tau_1\}$. Die Fläche im Peak sei mit N bezeichnet (Bezeichnung aus Kapitel 2).

Die Gesamtfläche des Untergrunds U und ihr Fehler δU ergeben sich aus der Summe der $U(\tau)$ bzw. der $\delta(U(\tau))$ über die Kanäle $\tau \in \{\tau_0, \dots, \tau_1\}$ (siehe Tab. 3.11). Für den Fehler sind die Beträge der Fehler aus den Kanälen zu addieren; die Summation der Fehlerquadrate ist nicht zulässig, weil die Einzelfehler nicht unabhängig sind: Liegt z.B. der wirkliche Wert für U_0 bei \hat{U}_0 , so verursacht die Verwendung von U_0 in allen Kanälen einen Fehler in der gleichen Richtung.

Die Gesamtfläche unter dem Peak (Net Area) A ist die Summe der Counts N_τ über die Kanäle $\tau \in \{\tau_0, \dots, \tau_1\}$. Sie hat den Fehler \sqrt{A} .

Die Peakfläche N ergibt sich als Differenz $N = A - U$ mit dem Fehler $\delta N = \sqrt{(\delta A)^2 + (\delta U)^2}$. Alle Formeln für die Werte und ihre Fehler sind in Tab. 3.11 zusammengefasst.

⁴⁹⁾Die beschriebenen Schwierigkeiten für die analytische Erfassung des Untergrunds lassen sich vermeiden, wenn nicht nur das erste sondern alle innerhalb der Maximalzeit des TACs kommenden Stoppsignale registriert werden. Dann ist der Untergrund konstant, weil die Wahrscheinlichkeit für das Nichtauftreten eines Stoppsignals nicht mehr berücksichtigt werden muss. Es gilt $W(t) = w_0$. Technisch ist eine solche Lösung jedoch wesentlich aufwändiger als die Verwendung nur eines TACs.

Optimieren der Schnitte ins PIN-Dioden-Spektrum. In die Berechnung der Fehler der Asymmetrien geht der relative Fehler der Peakfläche, $\delta N/N$, ein. Dieser Fehler ist abhängig vom Untergrund und kann deshalb durch einen geeigneten Filter für die Analogwerte der PIN-Diode optimiert werden. Zur Berechnung des optimalen Filters werden die Ereignisse nicht nach dem startenden Szintillator unterschieden.

Für die Bildung des TAC-Spektrums werden alle komprimierten Ereignisse verwendet, bei denen der Analogwert der PIN-Diode in einem der Kanäle $\{\pi_0, \dots, \pi_1\}$ (Filter) liegt. Zur Optimierung dieses Filters wird zunächst π_0 bei festgehaltenem π_1 variiert und das Verhältnis $\delta N(\{\pi_0, \dots, \pi_1\})/N(\{\pi_0, \dots, \pi_1\})$ bestimmt. Anschließend wird für π_0 der Wert eingesetzt, für den das kleinste Verhältnis auftrat, und π_1 variiert. Mit diesem Verfahren werden für jede Stichprobe die optimalen Abschneidekanäle $\pi_0^{\text{opt},\uparrow}$, $\pi_1^{\text{opt},\uparrow}$, $\pi_0^{\text{opt},\downarrow}$ und $\pi_1^{\text{opt},\downarrow}$ für beide Spinrichtungen ermittelt und als Filter für die weitere Datenanalyse die Vereinigung der Mengen, $\{\pi_0^{\text{opt}}, \dots, \pi_1^{\text{opt}}\} := \{\pi_0^{\text{opt},\uparrow}, \dots, \pi_1^{\text{opt},\uparrow}\} \cup \{\pi_0^{\text{opt},\downarrow}, \dots, \pi_1^{\text{opt},\downarrow}\}$, verwendet. Der Vergleich der Abschneidekanäle für beide Spinrichtungen erlaubt den Test spinabhängiger Effekte⁵⁰⁾. Die zeitliche Entwicklung gibt Aufschluss über Drifts. Die beschriebene Prozedur wird für jede PIN-Diode durchgeführt; Ergebnis sind 52 Filter $\{\pi_0^{\text{opt},j}, \dots, \pi_1^{\text{opt},j}\}$, $j \in \{\text{a03}, \dots, \text{d16}\}$, je Stichprobe⁵¹⁾.

Optimierung des Peakbereichs. Die Berechnung der optimalen Filter für die Analogwerte der PIN-Dioden erfolgte mit einem fest vorgegebenen Bereich $\{\tau_0, \dots, \tau_1\}$ für die Lage des Peaks im Flugzeitspektrum. Die genaue Lage ist aber von der Detektorkombination abhängig. Deshalb werden nun die vier Szintillatoren unterschieden. Für jede Kombination aus Szintillator und PIN-Diode werden das Flugzeitspektrum mit dem bereits ermittelten optimalen Filter der PIN-Diode erstellt und dann für die beiden Spinrichtungen s die Kanäle $\tau_0^{\text{opt},s}$ und $\tau_1^{\text{opt},s}$ gesucht, für die der relative Fehler der Peakfläche, $\delta N/N$, minimal ist. Die zeitliche Entwicklung und die Spinabhängigkeit dieser Kanäle dient wieder dem Test auf Instabilitäten oder systematische Abhängigkeiten. Für die weiteren Berechnungen wird die Vereinigung $\{\tau_0^{\text{opt}}, \dots, \tau_1^{\text{opt}}\}$ der für die beiden Spinrichtungen gefundenen Intervalle verwendet.

Zusammenfassung. Resultat der beschriebenen Optimierungen für jede Stichprobe ist der optimale Filter $\{\pi_0^{\text{opt},j}, \dots, \pi_1^{\text{opt},j}\}$ für den Analogwert der PIN-Diode j und der optimale Bereich $\{\tau_0^{\text{opt},ij}, \dots, \tau_1^{\text{opt},ij}\}$ für den Peak im Flugzeitspektrum der Detektorkombination aus Szintillator i und PIN-Diode j . Für die Berechnung der im Weiteren verwendeten Peakfläche einer Detektorkombination und Spinrichtung s wird das Flugzeitspektrum aus den Ereignissen erstellt, die dem jeweiligen optimalen PIN-Filter genügen. Der Fit des Untergrunds erfolgt über den für alle Kombinationen einheitlich definierten Bereich $\{\tau_0^{\text{BG},v}, \dots, \tau_1^{\text{BG},v}\} \cup \{\tau_0^{\text{BG},n}, \dots, \tau_1^{\text{BG},n}\}$. Die Peakfläche selbst wird über den optimalen Peakbereich der Detektorkombination in der jeweiligen Stichprobe bestimmt. Die zur Berechnung der Peakfläche N_s^{ij} und ihres Fehlers δN_s^{ij} nötigen Formeln sind in Tab. 3.11 zusammengestellt.

3.4.2.2 Berechnung der Asymmetrien

Die experimentelle Asymmetrie der Detektorkombination ij ist über die Zählrate definiert (vergleiche (2.13)) und kann deshalb nicht direkt aus den Peakflächen N_s^{ij} berechnet werden. Um Schwankungen des Neutronenflusses auszugleichen, werden statt der Messzeit mit dem jeweiligen Spinflipperzustand s die während der Messung mit diesem Spinflipperzustand gezählten Trigger des Neutronenmonitorzählrohrs, M_s , zur Berechnung der Zählrate⁵²⁾ verwendet: $\dot{N}_s^{ij} = N_s^{ij}/M_s$. Der Fehler setzt sich aus den Fehlern von N_s^{ij} (siehe Abschnitt 3.4.2.1) und von M_s zusammen, wobei Letzterer wegen $M_s \gg N_s^{ij}$ einen

⁵⁰⁾Ein möglicher Effekt ist die Störung der PIN-Dioden durch die vom Resonanzspinflipper erzeugte elektromagnetische Strahlung mit 40 kHz.

⁵¹⁾Die Berechnungen wurden automatisiert, die zeitliche Entwicklung der Abschneidebedingungen (vergleiche Abb. 3.15) für jede PIN-Diode kontrolliert.

⁵²⁾Dieser ursprünglich als Zahl der Ereignisse je Zeit definierte Begriff und sein Symbol wird auch hier verwendet, weil die Trigger des Neutronenmonitorzählrohrs als Zeittakte angesehen werden können.

Beschreibung	Größe	statistischer Fehler
Counts im TAC-Kanal	N_τ	$\delta N_\tau = \sqrt{N_\tau}$
Untergrundfunktion $U(\tau)$	$U(\tau) = U_0 e^{-w_0 \tau}$	$\delta(U(\tau)) = U(\tau) \times$ $\sqrt{\left(\frac{\delta U_0}{U_0}\right)^2 + (\tau \delta w_0)^2 - 2 \frac{\tau}{U_0} \text{cov}(U_0, w_0)}$
Parameter für $U(\tau)$	U_0, w_0	$\delta U_0, \delta w_0, \text{cov}(U_0, w_0)$, siehe Anhang D
Net Area A	$A = \sum_{\tau=\tau_0^{\text{opt}}}^{\tau_1^{\text{opt}}} N_\tau$	$\delta A = \sqrt{A}$
Untergrund U	$U = \sum_{\tau=\tau_0^{\text{opt}}}^{\tau_1^{\text{opt}}} U(\tau)$	$\delta U = \sum_{\tau=\tau_0^{\text{opt},s}}^{\tau_1^{\text{opt},s}} \delta(U(\tau))$
Peakfläche N	$N = A - U$	$\delta N = \sqrt{(\delta A)^2 + (\delta U)^2}$
Monitorcounts Spin s	M_s	$\delta M_s = \sqrt{M_s}$
Zählrate \dot{N}_s	$\dot{N}_s = \frac{N_s}{M_s}$	$\delta \dot{N}_s = \dot{N}_s \sqrt{\left(\frac{\delta N_s}{N_s}\right)^2 + \left(\frac{\delta M_s}{M_s}\right)^2}$
Asymmetrie α	$\alpha = \frac{\dot{N}_\uparrow - \dot{N}_\downarrow}{\dot{N}_\uparrow + \dot{N}_\downarrow}$	$\delta \alpha = \frac{2\dot{N}_\uparrow \dot{N}_\downarrow}{(\dot{N}_\uparrow + \dot{N}_\downarrow)^2} \times$ $\sqrt{\left(\frac{\delta \dot{N}_\uparrow}{\dot{N}_\uparrow}\right)^2 + \left(\frac{\delta \dot{N}_\downarrow}{\dot{N}_\downarrow}\right)^2}$

Tab. 3.11: Formeln für die Berechnung der Asymmetrie und ihres statistischen Fehlers. Die Indizes ij zur Kennzeichnung der Detektorkombination sind zur besseren Übersicht weggelassen.

sehr geringen Einfluss hat. Nun kann für jede Detektorkombination die Asymmetrie α^{ij} und ihr Fehler berechnet werden. Alle nötigen Formeln sind in Tab. 3.11 angegeben.

3.4.2.3 Test auf systematische Drifts und Zusammenfassung der Asymmetrien verschiedener Stichproben

Wenn keine die Asymmetrien beeinflussenden Drifts der Detektorkomponenten oder der Lage des Neutronenstrahls auftreten, genügen die aus den verschiedenen Stichproben k berechneten Asymmetrien für eine bestimmte Detektorkombination ij , α_k^{ij} , einer GAUSS-Verteilung um den Mittelwert $\langle \alpha^{ij} \rangle$. Der Mittelwert und sein Fehler lassen sich als gewichtetes Mittel aus den K Einzelwerten und ihren Fehlern berechnen (siehe z.B. [LEO94]):

$$\langle \alpha^{ij} \rangle = \frac{\sum_{k=0}^{K-1} \alpha_k^{ij} / \left(\delta \alpha_k^{ij}\right)^2}{\sum_{k=0}^{K-1} 1 / \left(\delta \alpha_k^{ij}\right)^2}, \quad \left(\delta \langle \alpha^{ij} \rangle\right)^2 = \frac{1}{\sum_{k=0}^{K-1} 1 / \left(\delta \alpha_k^{ij}\right)^2}. \quad (3.13)$$

Diese Art der Mittelung ist nur zulässig, wenn die Schwankungen zwischen den Einzelwerten rein statistischer Natur sind. Der Charakter der Schwankungen lässt sich aus einer bloßen Auftragung der zeitlichen Entwicklung einer Asymmetrie (siehe Abb. 3.17 in Abschnitt 3.5) nicht eindeutig ablesen. Er kann aber

mit Hilfe des Wertes $\chi^2(\langle\alpha^{ij}\rangle)$ einer Mittelung getestet werden. Dieser Wert ist wie folgt definiert:

$$\chi^2(\langle\alpha^{ij}\rangle) = \sum_k \frac{(\langle\alpha^{ij}\rangle - \alpha_k^{ij})^2}{(\delta\alpha_k^{ij})^2}. \quad (3.14)$$

χ^2/ndf ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass die α_k^{ij} , $k \in \{0, \dots, K-1\}$ tatsächlich einer GAUSS-Verteilung unterliegen. Dabei ist jedoch das Auftreten einzelner größerer Werte noch kein Hinweis auf nichtstatistische Schwankungen, weil auch diese Werte eine nichtverschwindende Wahrscheinlichkeit besitzen. Deshalb wird die Verteilung der $\chi^2(\langle\alpha^{ij}\rangle)$ betrachtet und untersucht, ob sie der χ^2 -Verteilung (siehe z.B. [LEO94])

$$P(\nu, \chi^2) = \frac{(\chi^2)^{\frac{\nu}{2}-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{2^{\frac{\nu}{2}} \Gamma(\frac{\nu}{2})} \quad (3.15)$$

genügt. Obwohl die dabei vermischten Detektorkombinationen systematisch voneinander abweichende Asymmetrien besitzen, müssen die verschiedenen $\chi^2(\langle\alpha^{ij}\rangle)$ nach (3.15) verteilt sein, wenn jeweils die in die Mittelung für ein bestimmtes $\chi^2(\langle\alpha^{ij}\rangle)$ eingehenden Asymmetrien nur statistisch schwanken. Voraussetzung hierfür ist, dass alle Mittelungen mit der gleichen Zahl von Freiheitsgraden $\nu \equiv \text{ndf} = K-1$ erfolgen.

Wenn die experimentell gefundenen Asymmetrien diesen Test bestehen, können die weiteren Berechnungen mit den gewichteten Mittelwerten durchgeführt werden. Es ist jedoch besser, die Stichproben weiter zusammenzufassen, weil das die Zahl der Counts in einem Kanal erhöht. Die Zahl der Counts in einem Kanal ist POISSON-verteilt; Fitmethode und Fehlerbehandlung sind jedoch streng genommen nur dann gültig, wenn diese Verteilung in eine GAUSS-Verteilung übergeht, was erst bei hinreichend großen Zahlen erfüllt ist. Deshalb werden alle zwischen zwei Maschinentagen aufgenommenen Stichproben für den vollen Strahl zusammengefasst, sobald die statistische Natur der Schwankungen zwischen den Stichproben nachgewiesen ist. Für diese Stichproben erfolgt die Berechnung der Asymmetrien wie in Abschnitt 3.4.2 beschrieben. Als Asymmetrie einer Detektorkombination wird dann das gewichtete Mittel der Asymmetrien der großen Stichproben verwendet; ein Test auf die statistische Natur der Schwankungen ist nicht mehr erforderlich.

Zeigen sich nichtstatistische Schwankungen, müssen die Ursachen analysiert, die durch Drifts verschobenen Daten getrennt behandelt oder verworfen werden.

3.4.3 Kombinationen der Asymmetrien der Detektorkombinationen, Berechnung von D

Sind alle mit der gleichen Strahlkonfiguration gemessenen Asymmetrien gemittelt, werden für jede Ebene i die in (3.2)-(3.5) definierten kombinierten Asymmetrien $\alpha_{\varphi,(D)}^i$, $\alpha_{\varphi,(x)}^i$, $\alpha_{\varphi,(y)}^i$ und $\alpha_{\varphi,(z)}^i$ gebildet. Für alle vier Asymmetrien gilt der Fehler

$$\delta\alpha_{50^\circ,(\eta)}^i = \sqrt{(\delta\alpha^{A \times ai})^2 + (\delta\alpha^{B \times bi})^2 + (\delta\alpha^{C \times ci})^2 + \delta(\alpha^{D \times di})^2}, \quad \eta \in \{D, x, y, z\}; \quad (3.16)$$

analog berechnet er sich für die anderen Gruppen von Detektorkombinationen. Aus den $\alpha_{\varphi,(D)}^i$ werden mit den kombinierten Apparatekonstanten nach (3.2) Rohwerte für d_φ^i und ihre Fehler berechnet:

$$d_\varphi^i = \frac{\alpha_{\varphi,(D)}^i}{4\kappa_{D,\varphi,(D),z}^i}, \quad \delta d_\varphi^i = \sqrt{\left(\frac{\delta\alpha_{\varphi,(D)}^i}{\alpha_{\varphi,(D)}^i}\right)^2 + \left(\frac{\delta\kappa_{D,\varphi,(D),z}^i}{\kappa_{D,\varphi,(D),z}^i}\right)^2} |d_\varphi^i|. \quad (3.17)$$

In den Fehler gehen der statistische Fehler der Messung der Asymmetrien und der statistische Fehler der Berechnung der Apparatekonstante $\kappa_{D,\varphi,(D),z}^i$ ein; aus ihm wird später der statistische Fehler von D

abgeleitet. Wegen

$$\left| \frac{\delta \alpha_{\varphi, (D)}^i}{\alpha_{\varphi, (D)}^i} \right| \gg \left| \frac{\delta \kappa_{D, \varphi, (D), z}^i}{\kappa_{D, \varphi, (D), z}^i} \right| \quad (3.18)$$

könnte der statistische Fehler der Apparatekonstante auch vernachlässigt werden⁵³⁾.

Wenn keine systematischen Unterschiede zwischen den Detektorebenen bestehen, kann für jedes φ das gewichtete Mittel der d_{φ}^i der Ebenen i gebildet werden. Ein Test hierfür ist das χ^2 der Mittelung. Das Gleiche gilt auch, wenn keine Offsets zwischen den vier Gruppen φ bestehen. Entsprechend werden zunächst die d_{φ} und dann das d des Gesamtdetektors sowie die jeweiligen Fehler berechnet. Aus d ergibt sich D mit

$$D = \frac{d}{P_z}, \quad \delta_{\text{stat}} D = \left| \frac{\delta d}{P_z} \right|, \quad \delta_{\text{syst}, P_z} = \left| \frac{\delta P_z}{P_z} D \right|, \quad (3.19)$$

wobei $\delta_{\text{syst}, P_z}$ ein mit der Asymmetrie skalierender systematischer Fehler ist.

3.5 Ergebnisse der Datenanalyse

Die Datenanalyse für diese Arbeit wurde nur mit den Daten des zweiten Zyklusses durchgeführt. Die Analyse der Daten aus dem ersten Zyklus erfordert eine genaue Untersuchung der durch den Ausfall einzelner PIN-Dioden hervorgerufenen Asymmetrie der Detektorgeometrie, die nicht Gegenstand dieser Arbeit war. Sie ist auch deshalb aufwändiger, weil die Messungen wegen des Hochspannungsproblems bei verschiedenen Elektrodenspannungen U_{HV} durchgeführt werden mussten⁵⁴⁾.

3.5.1 Stabilität der Messung

Bei der Datenreinigung mussten insgesamt ca. 4 % der Messintervalle aussortiert werden, wobei der größte Anteil durch das MemRMH-Modul verursacht wurde, das in 2-3 % der Messintervalle mindestens einen Trigger ausließ, wodurch die Zahl der in den verschiedenen VME-Modulen registrierten Ereignisse nicht mehr gleich war. Der andere Teil der Aussortierungen war auf die in Abschnitt 3.1.3.4 diskutierten Effekte zurückzuführen⁵⁵⁾.

Nach der Komprimierung betrug die Ereignisdatenmenge ca. 15 MByte pro Tag und Spinflipperzustand. Es zeigte sich, dass die Stichproben mindestens 72 Stunden Messzeit umfassen müssen, um die geforderte Zahl von Ereignissen in jedem Kanal des Flugzeitspektrums sicherzustellen. Entsprechend wurden die Daten zwischen zwei Maschinentagen zu je drei Stichproben zusammengefasst, so dass insgesamt zwölf Stichproben für die Messungen mit vollem Strahl erhalten wurden. Diese Stichproben werden im Folgenden mit ihren chronologischen Nummern 0 bis 11 bezeichnet. Alle Messungen mit dem halb abgedecktem Strahl wurden zu Stichprobe 12, die mit dem zu einem Viertel abgedeckten Strahl zu Stichprobe 13 zusammengefasst.

In Abb. 3.15 sind zeitliche Entwicklung und Spinabhängigkeit des optimalen Filters für das Analogsignal der PIN-Diode a08 und die zeitliche Entwicklung der optimalen Peakbereiche in den Flugzeitspektren zwischen den verschiedenen Szintillatoren und dieser Diode dargestellt. Es sind weder starke Drifts noch eine Spinabhängigkeit erkennbar. Dies traf auch auf die anderen PIN-Dioden zu.

⁵³⁾Der statistische Fehler der Apparatekonstante ist als systematischer Fehler der Messung anzusehen. Er führt aber – wie auch der Fehler der Polarisationsmessung – nicht zu einem Offset in D , sondern zu einem Faktor in D und δD . Deshalb kann er keine falsche Asymmetrie erzeugen oder eine vorhandene unterdrücken. Insofern ist seine Mischung zum statistischen Fehler gerechtfertigt, insbesondere auch, da sein Beitrag vernachlässigt werden kann (siehe (3.18)). Für eine Absolutmessung, z.B. von B , ist dies nicht gültig, weil der Wert selbst und nicht seine Abweichung von Null wichtig ist.

⁵⁴⁾Die Daten vor dem ersten Erhöhen der Triggerschwelle einer PIN-Diode (vergleiche Tab. 3.7) sind ohne Einschränkungen, die danach genommenen Daten unter Berücksichtigung der reduzierten Detektorsymmetrie verwendbar. Insgesamt wird eine

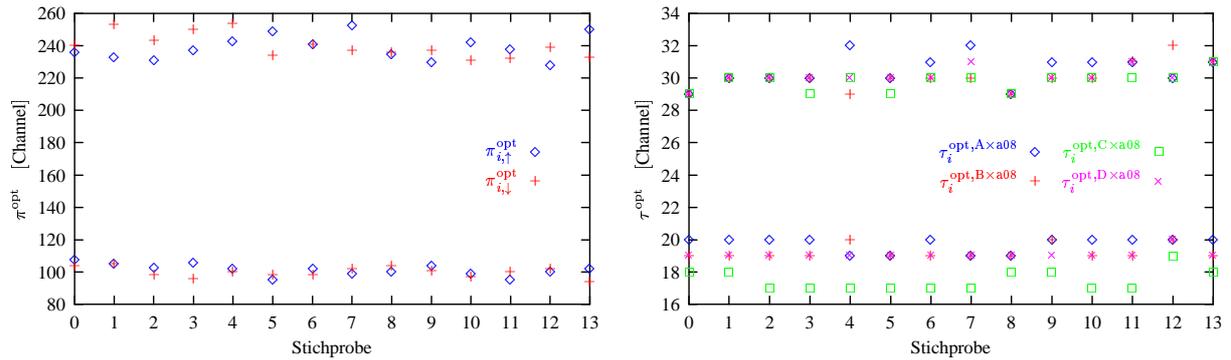


Abb. 3.15: Stabilität und Spinabhängigkeit des optimalen PIN-Filters (links) und des Peakbereichs im Flugzeitspektrum (rechts, getrennt für die vier Szintillatoren) am Beispiel der PIN-Diode a08. $i \in \{0, 1\}$ kennzeichnet obere bzw. untere Grenze. Die geringere Auflösung rechts folgt aus der Zusammenfassung von je vier Kanälen im TAC-Spektrum. Die Werte für 12 und 13 wurden nicht mit dem vollen Strahl gewonnen und können sich in der rechten Abbildung von den anderen Werten unterscheiden.

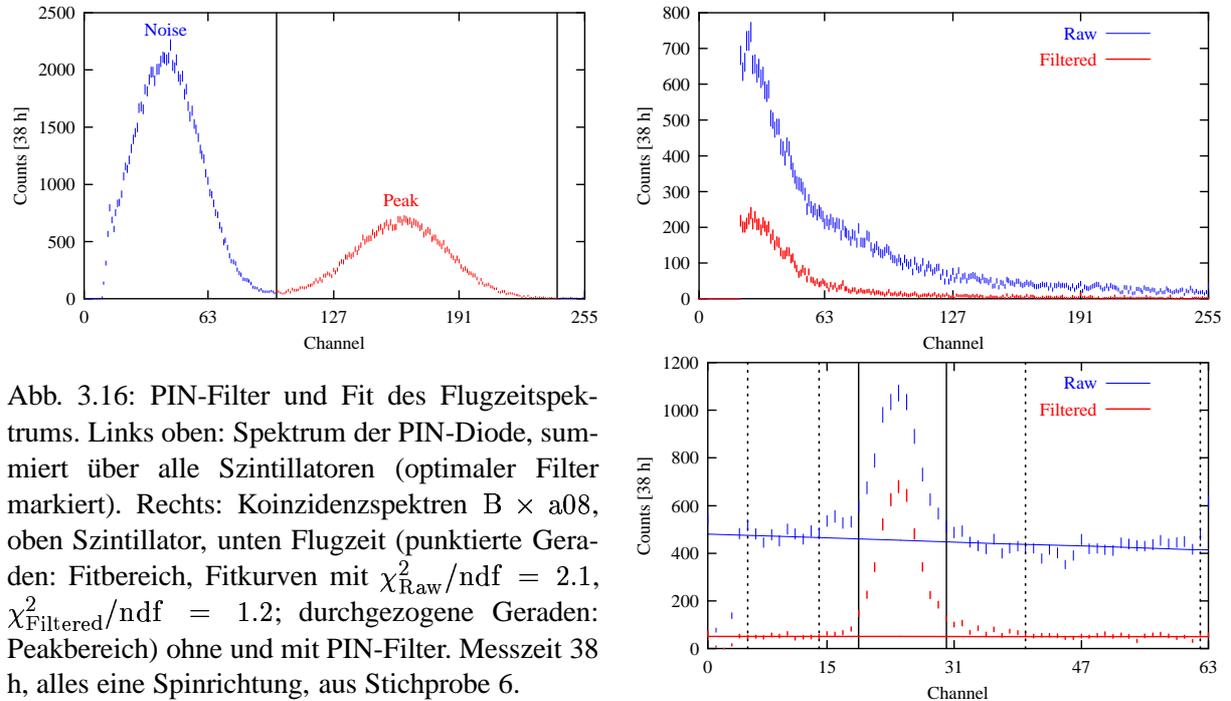


Abb. 3.16: PIN-Filter und Fit des Flugzeitspektrums. Links oben: Spektrum der PIN-Diode, summiert über alle Szintillatoren (optimaler Filter markiert). Rechts: Koinzidenzspektren $B \times a08$, oben Szintillator, unten Flugzeit (punktuelle Geraden: Fitbereich, Fitkurven mit $\chi_{\text{Raw}}^2/\text{ndf} = 2.1$, $\chi_{\text{Filtered}}^2/\text{ndf} = 1.2$; durchgezogene Geraden: Peakbereich) ohne und mit PIN-Filter. Messzeit 38 h, alles eine Spinrichtung, aus Stichprobe 6.

Abb. 3.16 zeigt den Nutzen der Optimierung des PIN-Filters am Beispiel der Detektorkombination $B \times a08$. Durch die Beschränkung des Analogwertes der PIN-Diode reduziert sich der Untergrund zufälliger Koinzidenzen im Flugzeitspektrum sehr stark, was den Fehler des Untergrunds und damit auch den Fehler der Peakfläche deutlich verringert. Die Fläche des Peaks selbst wird nur etwas kleiner, weil ein Anteil der koinzidenten Protonen mit abgeschnitten wird⁵⁶⁾.

In Abb. 3.17 ist die zeitliche Entwicklung der Asymmetrie der Detektorkombination $B \times a08$ über den Stichproben mit vollem Strahl aufgetragen. Drifts oder nichtstatistische Schwankungen sind nicht

Ereigniszahl von ungefähr 2/3 der im zweiten Zyklus gesammelten Ereignisse erwartet. Wegen der schlechteren Signal-Rausch-Trennung in den PIN-Dioden (kleineres U_{HV}) ist mit einem höheren Untergrund zu rechnen.

⁵⁵⁾Im ersten Zyklus war dieser Anteil wegen des Hochspannungsproblems etwas größer.

⁵⁶⁾Die Reduzierung der Peakfläche ist nur aus den Zahlenwerten erkennbar. Für die Messungen mit niedrigerer Elektrodenspannung im ersten Zyklus war die Trennung von Signal und Untergrund im Analogspektrum der PIN-Diode schlechter, weshalb der dort optimale PIN-Filter einen etwas größeren Anteil koinzidenter Protonen wegschneiden würde.

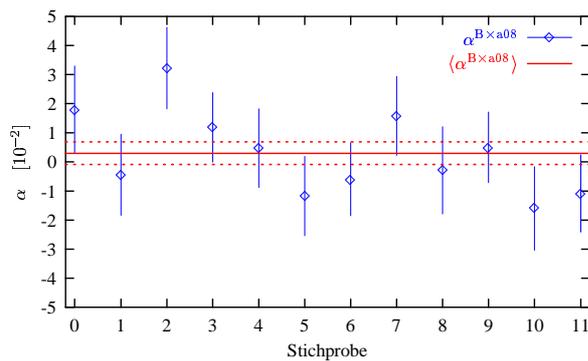


Abb. 3.17: Zeitliche Entwicklung der Asymmetrie der Detektorkombination $B \times a08$ für die Stichproben mit vollem Strahl. Das χ^2 des gewichteten Mittels ist 11.8 bei 12 Freiheitsgraden. Die gestrichelten Linien markieren den Fehler des Mittelwertes.

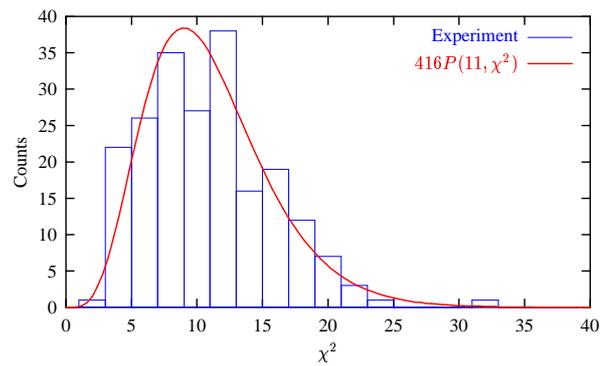


Abb. 3.18: χ^2 -Verteilung für die Mittelungen der Asymmetrien der einzelnen Detektorkombinationen (voller Strahl). Der Faktor 416 vor $P(\chi^2)$ (normiert) ist das Produkt aus Kanalbreite (2), der Zahl der Detektorkombinationen (4×52) und der Zahl der Stichproben mit vollem Strahl (12).

erkennbar. Der genauere Test erfolgte über die Häufigkeitsverteilung der $\chi^2(\langle \alpha^{ij} \rangle)$, die bei der Mittelung der Asymmetrien α_k^{ij} der 4×52 verschiedenen Detektorkombinationen ij über die Stichproben k auftraten (vergleiche 3.4.2.3). Bei dieser Mittelung wurden nur die $K = 12$ Stichproben, die mit dem vollen Strahl gemessen wurden, verwendet. Die resultierende Verteilung ist in Abb. 3.18 aufgetragen. Die Übereinstimmung mit der theoretischen Verteilung (3.15) für $\nu = K - 1 = 11$ Freiheitsgrade ist sehr gut. Deshalb wird davon ausgegangen, dass die Mittelung nach (3.13) zulässig ist und Drifts in den Detektoreigenschaften vernachlässigt werden können.

Die Stabilität des Detektors erlaubt es, alle zwischen zwei Maschinentagen aufgenommenen Daten zu einer Stichprobe zusammenzufassen. Aus den mit dem vollen Strahl gewonnenen Daten wurden somit vier Stichproben gebildet. Alle weiteren Analysen verwenden diese vier Stichproben und die zwei Stichproben aus den Messungen mit teilweise abgedecktem Strahl.

3.5.2 Qualität des Untergrundfits

Zur Untersuchung der Qualität des Untergrundfits wurden für die vier Stichproben und je zwei Spinrichtungen die 4×52 Flugzeitspektren mit den jeweils optimalen PIN-Filtern ermittelt und getrennte Fits für die Bereiche $\{\tau_0^{\text{BG},v}, \dots, \tau_1^{\text{BG},v}\}$ (10 Kanäle) und $\{\tau_0^{\text{BG},n}, \dots, \tau_1^{\text{BG},n}\}$ (23 Kanäle) durchgeführt. Die Verteilungen der je 1664 Werte χ^2 sind in Abb. 3.19 links dargestellt. Die Übereinstimmung mit der Verteilung $P(\nu, \chi^2)$ ist akzeptabel.

Weiterhin wurde eine Häufigkeitsverteilung für die χ^2 aus den Fits über den Gesamtbereich $\{\tau_0^{\text{BG},v}, \dots, \tau_1^{\text{BG},v}\} \cup \{\tau_0^{\text{BG},n}, \dots, \tau_1^{\text{BG},n}\}$ aufgestellt (Abb. 3.19 rechts). Der Mittelwert über die 1664 Fits betrug $\langle \chi^2 \rangle = 39.15$ und liegt deutlich über der Zahl der Freiheitsgrade $\nu = 31$. Weil der Untergrund im Bereich vor bzw. nach dem Peak jeweils sehr gut durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden konnte, wird der schlechte Gesamtfit durch die in Abschnitt 3.4.2.1 erwähnte Unterdrückung des Untergrunds nach dem Peak durch die zusätzlichen Stoppsignale im Peak verursacht. Es handelt sich also um einen systematischen Effekt, der durch eine Modifizierung der Fitfunktion (3.12) beschrieben werden müsste. Weil die Abweichung jedoch gering ist, kann sie auch durch eine Vergrößerung der Fehler in jedem Untergrundkanal um den Faktor $\sqrt{\langle \chi^2 \rangle / \nu} = 1.124$ berücksichtigt werden. Die unzureichende Beschreibung des Untergrunds wird damit in einen größeren statistischen Fehler gesteckt⁵⁷⁾.

⁵⁷⁾Das ist problematisch, jedoch deshalb gerechtfertigt, weil der Fehler des Untergrunds aufgrund eines sehr hohen Signal-Untergrund-Verhältnisses kaum zum Gesamtfehler beiträgt (vergleiche 3.5.4.2). Zudem ist die durch den Faktor 1.124 gegebene Änderung gering.

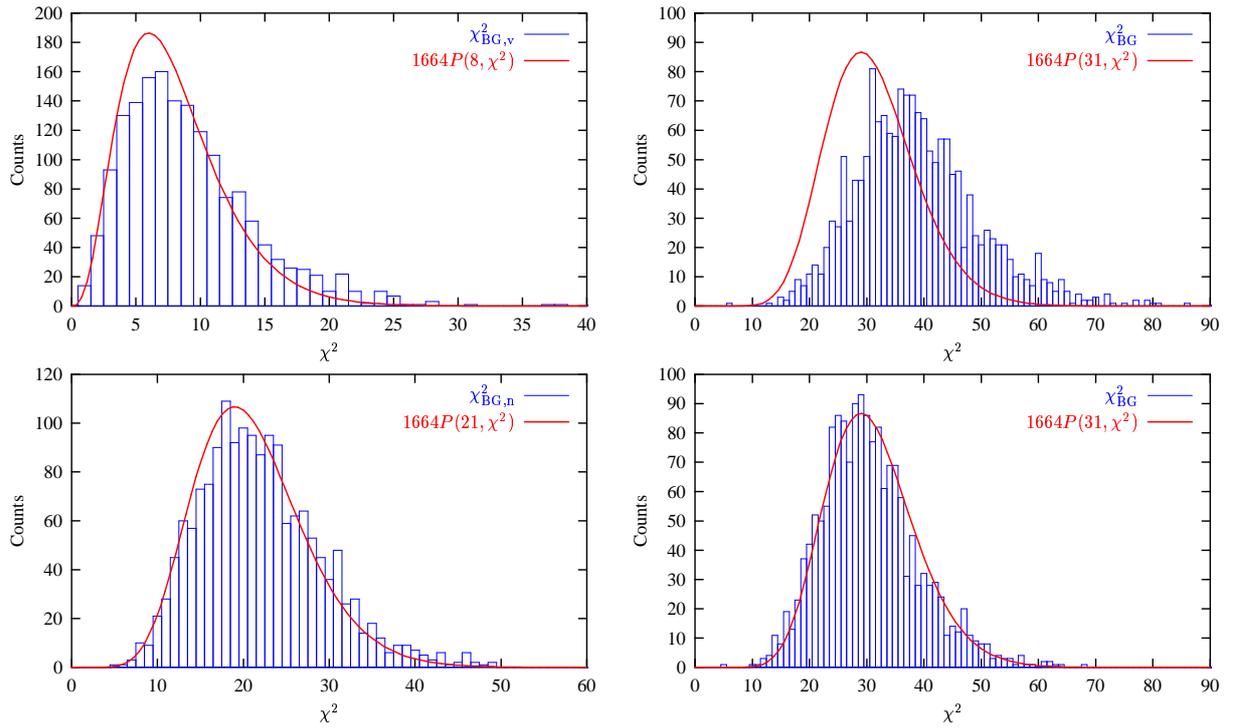


Abb. 3.19: χ^2 -Verteilung der Untergrundsfits der Flugzeitspektren. Links: Verteilung für die Fits über $\{\tau_0^{\text{BG},v}, \dots, \tau_1^{\text{BG},v}\}$ (oben) bzw. $\{\tau_0^{\text{BG},n}, \dots, \tau_1^{\text{BG},n}\}$ (unten). Rechts: Verteilung für die Fits über $\{\tau_0^{\text{BG},v}, \dots, \tau_1^{\text{BG},v}\} \cup \{\tau_0^{\text{BG},n}, \dots, \tau_1^{\text{BG},n}\}$ mit $\delta N_\tau = \sqrt{N_\tau}$ (oben) bzw. $\delta N_\tau = 1.124\sqrt{N_\tau}$ (unten). Eingetragen ist jeweils auch die Theoriekurve $P(\nu, \chi^2)$.

Im Folgenden wird als Fehler der Zahl der Ereignisse im Untergrundkanal τ des Fitbereichs somit stets der Wert $\delta N_\tau = 1.124\sqrt{N_\tau}$ eingesetzt. Die dann gültige Verteilung der χ^2 ist in Abb. 3.19 dargestellt und stimmt mit der theoretischen Verteilung mit 31 Freiheitsgraden sehr gut überein.

3.5.3 Spektren

In Abb. 3.20 sind die Flugzeitspektren der vier Detektorkombinationen mit PIN-Diode a08 angegeben. Die Spektren zeigen das sehr gute Signal-Untergrunds-Verhältnis, das durch Anwendung des optimalen PIN-Filters erreicht werden kann. Sie stimmen dem Verlauf nach gut mit den Theoriespektren in Abb. 3.11 überein, jedoch liegt das Spektrum für 82° im Peakbereich über dem für 98° , was den Erwartungen widerspricht. Weil die Raumwinkel der vier Szintillatoren gleichgroß sind, muss der Untergrund zufälliger Koinzidenzen in allen vier Spektren das gleiche Niveau besitzen. Das ist am Flugzeitbereich $> 5 \mu\text{s}$ zu erkennen⁵⁸⁾.

Die Flugzeitdaten können zur Berechnung untergrundsreicher Szintillatorspektren ausgenutzt werden. Hierzu werden für einen Szintillator zwei Spektren erzeugt, eines, das nur aus Ereignissen besteht, bei denen das Flugzeitsignal in einem den Flugzeitpeak einschließenden Bereich liegt (Raw in Abb. 3.20), und eines aus Ereignissen mit Flugzeitsignal in einem den Peak nicht einschließenden Bereich (Background in Abb. 3.20). Nach Skalierung der Spektren mit dem Verhältnis der aus dem Untergrundsfit bestimmten Untergrundsflächen in den Bereichen liefert der Abzug des Untergrunds das Szintillatorspektrum. Das ist in Abb. 3.20 an einem Beispiel gezeigt. Die Abbildung stellt auch die vier Untergrundspektren der Szintillatoren gegenüber. Da sie jeweils aus zufälligen Koinzidenzen bestehen, unterscheiden sie sich nur

⁵⁸⁾Die Spektren sind mit der gleichen Zeitskala wie Abb. 3.11 dargestellt, weshalb sie nur einen Ausschnitt der insgesamt 10 μs langen Messung zeigen, vergleiche Abb. 3.16.

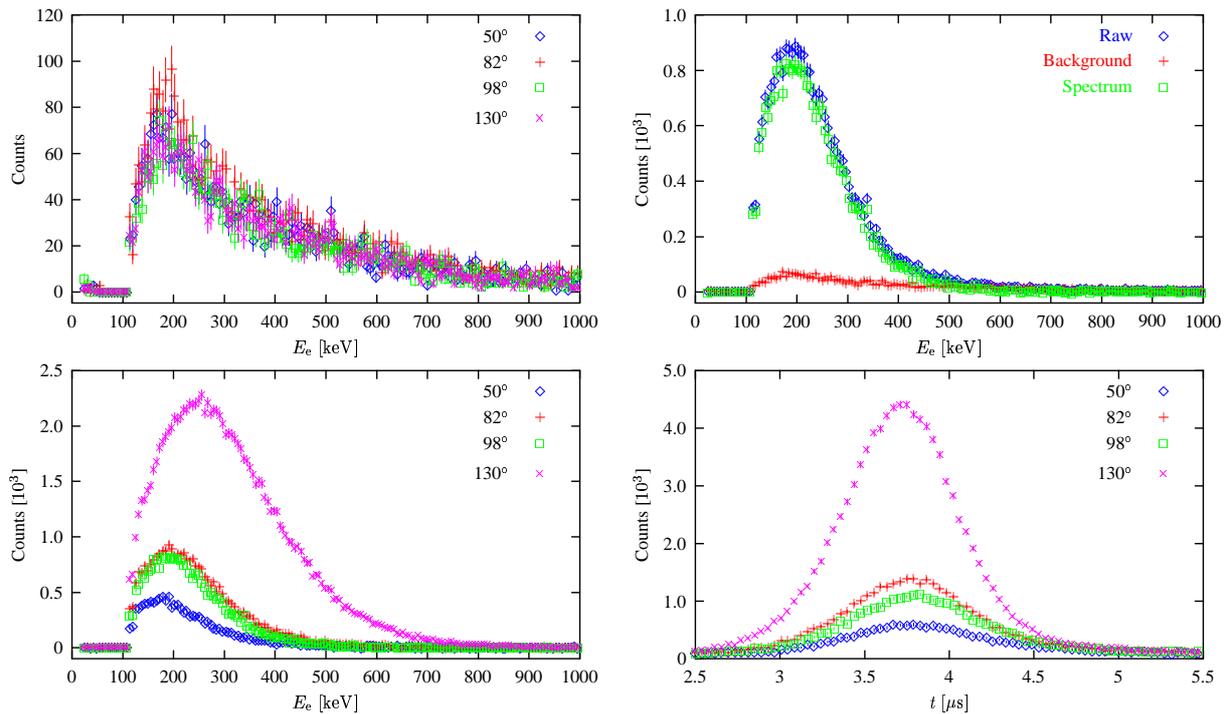


Abb. 3.20: Gemessene Szintillator- und Flugzeitspektren von Trine (in Koinzidenz mit PIN-Diode a08 nach Anwendung des optimalen PIN-Filters, Messzeit 198 h, 11.-20.06.2000, Energieachse mit Testquellen unter Berücksichtigung der Abbremsung der Elektronen aus dem Zerfall durch die Elektrodenspannung kalibriert). Oben links: Untergrunds-Koinzidenzspektren der vier Szintillatoren, oben rechts: Untergrundsabzug am Beispiel der Detektorkombination $B \times a08$ (98°). Unten links: untergrunds-freie Szintillatorspektren, unten rechts: Flugzeitspektren (ohne Untergrundsabzug). Vergleiche Abb. 3.11 für die Theoriespektren der unteren Diagramme.

geringfügig aufgrund der Detektoreigenschaften. Schließlich enthält die Abbildung die vier untergrunds-freien Szintillatorspektren. Diese stimmen – abgesehen von der schon im Flugzeitspektrum beobachteten zu großen Fläche unter dem Spektrum mit 82° – gut mit den Berechnungen nach Faltung in Abb. 3.11 überein.

3.5.4 Tests der Systematik

3.5.4.1 Verschiedene Berechnungen von d

Zur Datenanalyse wurden zwei Schnitte ins Elektronspektrum – 150 keV und 200 keV – sowie für 150 keV Koinzidenzen mit zur jeweiligen Detektorebene symmetrischen Drahtkammerstreifen mit Breiten zwischen ± 5 und ± 14 Anoden untersucht und die kombinierten Asymmetrien $\alpha_{\varphi,(D)}$ berechnet. Aus den Simulationen liegen nur die Apparatekonstanten für $E_e > 200$ keV und $E_e > 150$ keV mit dem vollen Szintillator sowie für $E_e > 150$ keV mit den Drahtkammerbereichen ± 7 cm und ± 10 cm vor. Deshalb wurden für die Berechnung der d_φ^i mit ± 5 , ± 6 , ± 7 und ± 8 Anoden die mit ± 7 cm und der d_φ^i mit ± 9 , ± 10 , ± 11 , ± 12 , ± 13 , ± 14 und MaxSym die mit ± 10 cm simulierten Apparatekonstanten eingesetzt. Die d_φ^i einer Gruppe φ wurden über die Ebenen 03 bis 14 gewichtet gemittelt. Die Ergebnisse, die χ^2 der Mittelung (11 Freiheitsgrade) und die jeweilige Ereigniszahl sind in Tab. 3.12 angegeben. Die Abhängigkeit der $\alpha_{\varphi,(D)}$ von der Ebene und die Werte für χ^2 werden in Abschnitt 3.5.4.3 untersucht.

Bei $\varphi = 50^\circ$ nimmt d_φ für schärfere Koinzidenzbedingungen stark zu. Diese Änderung ist nicht mit der Statistik verträglich. Bei allen anderen Gruppen ändern sich die Werte d_φ in Abhängigkeit von der Koinzidenzbedingung wenig. Wegen der Entwicklung von χ^2 bei $\varphi = 130^\circ$ wird die Koinzidenzbedin-

gung ± 10 Anoden ausgewählt. Von allen Koinzidenzbedingungen, bei denen die Unterschiede zwischen den d_φ^i der Ebenen mit rein statistischen Schwankungen verträglich sind ($\chi^2 \approx 11$), ist das die Bedingung mit der besten Statistik. Die Werte lauten hier $d_{98^\circ, \pm 10} = 6.8(17.8) \cdot 10^{-4}$ und $d_{130^\circ, \pm 10} = 2.55(6.41) \cdot 10^{-4}$ (zur Vermeidung von Rundungsfehlern bei den weiteren Rechnungen so genau angegeben). Um zu untersuchen, ob die Abweichungen der mit anderen Koinzidenzbedingungen ermittelten Werte durch statistische Schwankungen erklärt werden können, werden diese Werte mit den am stärksten abweichenden Resultaten für schärfere Koinzidenzbedingungen, $d_{98^\circ, \pm 8} = 11.9(19.3) \cdot 10^{-4}$ bzw. $d_{130^\circ, \pm 8} = 5.80(6.87) \cdot 10^{-4}$, verglichen. Da die Bedingung ± 8 in der Bedingung ± 10 enthalten ist, sind die Werte nicht unabhängig voneinander. Es gibt jeweils eine Menge von Ereignissen, die in ± 10 , nicht aber in ± 8 eingehen. Die für diese Ereignisse ermittelten Werte sind (berechnet aus $d_{\varphi, \pm 10}$ und $d_{\varphi, \pm 8}$ und nicht aus den Originaldaten) $d_{98^\circ, \text{test}} = -21.9(45.6) \cdot 10^{-4}$ und $d_{130^\circ, \text{test}} = -19.3(17.8) \cdot 10^{-4}$. Für 98° besteht Übereinstimmung mit $d_{98^\circ, \pm 10}$ im Rahmen des Fehlers, für 130° ist eine Abweichung von $1.2\delta d_{130^\circ, \text{test}}$ zu $d_{130^\circ, \pm 10}$ festzustellen. Der größte mit $d_{130^\circ, \pm 10}$ verträgliche Wert mit dem Fehler $17.8 \cdot 10^{-4}$ ist $-15.27(17.82) \cdot 10^{-4}$. Dieser Wert würde $d_{130^\circ, \pm 8}^{\text{akzept}} = 5.20(6.87) \cdot 10^{-4}$ liefern. Die Differenz zu $d_{130^\circ, \pm 8}$ wird als Beitrag zum systematischen Fehler aufgefasst. Der systematische Fehler aufgrund der Abhängigkeit von d_{130° von der Koinzidenzbedingung lautet damit $\delta_{\text{syst, koin}} d_{130^\circ} = 0.60 \cdot 10^{-4}$. Um den Wert konservativ zu behandeln, wird $\delta_{\text{syst, koin}} d_\varphi = 1.0 \cdot 10^{-4}$ für $\varphi = 98^\circ$ und $\varphi = 130^\circ$ eingesetzt.

In Tab. 3.12 sind auch die Ergebnisse für die Messungen mit teilweise abgedecktem Strahl angegeben. Weil sich die Strahlprofile für den zu einem Viertel und den halb abgedecktem Polarisator nur geringfügig unterscheiden und die Statistik der beiden Messungen gering ist, wurden die Messungen vor der Analyse zu einer Stichprobe zusammengefasst. Die Berechnung von d_φ aus den kombinierten Asymmetrien erfolgte mit den für den vollen Strahl berechneten kombinierten Apparatekonstanten (Gesamtszintillatoren bzw. ± 10 cm breite Drahtkammerstreifen, $E_e > 150$ keV). Die kombinierten Konstanten für die beiden abgedeckten Strahlprofile waren auch berechnet worden (Gesamtszintillatoren), unterschieden sich jedoch um weniger als 1 %.

3.5.4.2 Untergrund und Zählraten

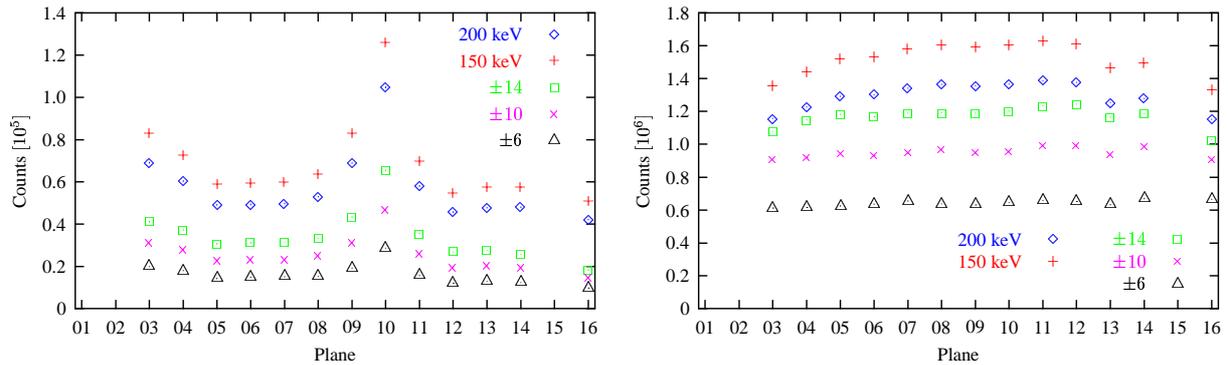


Abb. 3.21: Abhängigkeit des Untergrunds (links) und der Ereigniszahl (rechts) von Detektorebene und Koinzidenzbedingung. $\pm\Delta$ gibt die Größe des Anodenbereichs in den äußeren Drahtkammern je Ebene an, für diese Daten wurden $E_e > 150$ keV verwendet. Die mit 150 keV bzw. 200 keV bezeichneten Werte gelten für die vollen Szintillatoren. Gesamtmesszeit 33.5 Tage, summiert über beide Spinrichtungen.

Abb. 3.21 stellt Untergrund und Ereigniszahl in Abhängigkeit von der Detektorebene für verschiedene Koinzidenzbedingungen dar. Erwartungsgemäß reduzieren sich beide Größen mit höheren Koinzidenzanforderungen. Auffällig ist der deutlich höhere Untergrund in den Ebenen 03, 04 und 09 bis 11. In den Ebenen 03 und 04 am Detektoreingang ist dies auf Gammastrahlung vom Polarisator zurückzuführen. Durch die Bleiblenen im Blendensystem wurde die Gammastrahlung vom Polarisator bis auf einen stark kollimierten Strahl, der alle Blenden durchquerte, abgeschirmt. Dieser Strahl trifft auf die

E_e [keV]	Drähte	$ \theta - 90^\circ $	$\varphi = 50^\circ$			$\varphi = 82^\circ$			$\varphi = 98^\circ$			$\varphi = 130^\circ$		
			$\langle d_\varphi \rangle$ [10^{-4}]	χ^2	Events [10^6]	$\langle d_\varphi \rangle$ [10^{-4}]	χ^2	Events [10^6]	$\langle d_\varphi \rangle$ [10^{-4}]	χ^2	Events [10^6]	$\langle d_\varphi \rangle$ [10^{-4}]	χ^2	Events [10^6]
> 200	Trigger		-26(64)	8.0	1.4	32(16)	10.5	3.9	1(18)	12.9	3.0	9.7(5.9)	20.6	15.7
> 150	Trigger		29(45)	9.8	2.1	27(14)	16.9	5.4	-6(15)	12.9	4.3	8.9(5.6)	26.2	18.4
> 150	MaxSym		40(45)	10.8	1.8	19(13)	16.4	4.7	3(14)	9.0	3.8	6.7(5.3)	24.7	16.8
> 150	± 14	< 42°	29(51)	7.8	1.4	27(14)	17.4	3.8	7(16)	8.3	3.0	4.2(5.8)	18.2	14.2
> 150	± 13	< 40°	54(52)	7.8	1.3	29(15)	17.6	3.6	11(16)	8.6	2.9	4.2(5.9)	17.0	13.6
> 150	± 12	< 38°	45(54)	8.8	1.2	29(15)	15.5	3.4	14(17)	9.2	2.7	1.7(6.0)	14.8	13.0
> 150	± 11	< 35°	44(56)	6.7	1.1	26(16)	15.2	3.2	2(17)	9.7	2.5	2.6(6.2)	12.9	12.2
> 150	± 10	< 33°	55(58)	8.7	1.1	30(16)	14.7	3.0	7(18)	10.4	2.4	2.6(6.4)	12.2	11.4
> 150	± 9	< 30°	94(61)	12.0	1.0	29(17)	17.9	2.7	8(19)	6.1	2.2	4.4(6.7)	9.8	10.6
> 150	± 8	< 27°	114(64)	9.0	0.9	31(18)	16.4	2.5	12(19)	7.9	2.0	5.8(6.9)	8.6	9.6
> 150	± 7	< 24°	137(68)	8.4	0.8	23(19)	11.5	2.2	10(20)	6.3	1.7	3.3(7.2)	11.1	8.7
> 150	± 6	< 21°	198(72)	6.7	0.7	25(20)	10.2	1.9	10(22)	7.1	1.5	0.3(7.7)	13.3	7.7
> 150	± 5	< 18°	216(79)	7.1	0.6	23(21)	5.9	1.7	11(24)	7.8	1.3	0.0(8.3)	12.8	6.6
> 150		1/2+3/4 Pol.	206(133)	8.7	0.3	35(43)	4.3	0.7	3(44)	7.0	0.5	23(17)	18.6	2.4
> 150	± 10	1/2+3/4 Pol.	44(171)	9.5	0.1	39(51)	9.8	0.4	65(53)	16.7	0.3	9(20)	10.7	1.5

Tab. 3.12: Resultate $\langle d_\varphi \rangle$ (gewichtete Mittel der für jede Ebene i berechneten Werte d_φ^i über die Ebenen 03 bis 14) für verschiedene Schnittbedingungen. In der Spalte Drähte ist der Bereich in den äußeren Drahtebenen angegeben, in dem der Mittelwert des größten Anodenclusters (Abschnitt 3.4.1.2) liegen musste (gemessen von der durch die jeweils getroffene PIN-Diode definierten Ebene; Abstand zwischen den Anoden 1 cm). MaxSym heißt, dass für jede Ebene der größtmögliche symmetrische Bereich in der Drahtkammer eingesetzt wurde (z.B. ± 15 Anoden für Ebene 02 und ± 29 Anoden für Ebene 08. Weil die Szintillatoren 2 cm kürzer als die Drahtkammern sind, sind diese Bereiche bezüglich der Szintillatoren leicht unsymmetrisch), Trigger, dass für die Drahtkammerkoinzidenz nur die 2. Triggerstufe und nicht das Softwaresignal verwendet wurde; damit ist der gesamte Szintillatorbereich zulässig. Die Spalte $|\theta - 90^\circ|$ gibt die maximale Abweichung des Winkels zwischen Elektronimpuls und Neutronspin von 90° an. Das ist ein Maß für die Unterdrückung des Einflusses von A durch die Einschränkung des Drahtkammerbereichs. 1/2+3/4 Pol. sind die Ergebnisse der Messungen mit zur Hälfte und zu einem Viertel abgedecktem Polarisator. Die optimalen PIN-Filter und die Peakbereiche im Flugzeitspektrum wurden mit $E_e > 150$ keV berechnet und für alle obigen Schnittbedingungen verwendet. Gesamtmesszeit 33.5 Tage mit vollem Strahl, 6.7 Tage mit teilweise abgedecktem Strahl. Die Werte d_φ enthalten definitionsgemäß noch nicht die Polarisation.

SCI	$E_e > 150 \text{ keV}$				$E_e > 200 \text{ keV}$			
	A	B	C	D	A	B	C	D
50°	0.077	0.107	0.118	0.076	0.057	0.080	0.088	0.053
82°	0.216	0.314	0.326	0.200	0.177	0.259	0.274	0.159
98°	0.179	0.201	0.217	0.217	0.140	0.154	0.171	0.170
130° [10 ⁵]	2.575	2.202	2.135	2.758	2.184	1.826	1.791	2.356

Tab. 3.13: Experimentelle Ereigniszahlen für Trine (Ebene 08 in Koinzidenz mit zur Ebene symmetrischen Streifen von ± 10 Anoden in äußerer Drahtkammer). Die Werte für 50°, 82° und 98° sind relativ zum Wert für 130° angegeben. Die Zeilen 130° enthalten die absoluten Ereigniszahlen für die mit vollem Strahl gemessenen Daten (Gesamtmesszeit 33.5 Tage, summiert über beide Spinrichtungen). Die Voraussagen aus den Simulationen sind in Tab. 3.9 angegeben, wobei nur die relativen Zahlen direkt verglichen werden können.

Haloblende der letzten Blende, wird dort teilweise gestreut und erzeugt einen inhomogenen Untergrund im vorderen Detektorteil, der auch auf den inneren Drahtkammern gut zu identifizieren war. Dieser Untergrund ließe sich auf Kosten der Statistik durch eine größere Entfernung zwischen letzter Blende und Detektor reduzieren. Der erhöhte Untergrund in den Ebenen 09 bis 11 wurde durch die Elektrodenhochspannung verursacht. Vermutlich aufgrund von Spitzen oder Oberflächenrauheiten an Elektrode oder Kammerinnenwand kam es zu Sprühentladungen oder kleinen Ionenströmen, die die Elektrodenhochspannung nicht beeinträchtigten, aber zu höheren Triggerraten auf den PIN-Dioden der Ebenen 09 bis 11 führten. Besonders stark war Diode d10 betroffen.

Die Inhomogenitäten schlagen sich kaum auf die Peakflächen nieder. Weil die Filter für die Analogwerte der PIN-Dioden auf möglichst kleine relative Fehler der Peakflächen optimiert sind (Abschnitt 3.4.2.1), wird bei höherem Untergrund etwas schärfer in den Analogwert der PIN-Diode geschnitten. Dadurch liegen die Peakflächen der Ebenen 09 und 10 unwesentlich unter dem aus dem Gesamtverlauf erwarteten Wert. Die Abhängigkeit der Peakfläche von der Ebene kann mit den theoretischen Trefferwahrscheinlichkeiten aus Abb. 3.12 verglichen werden. Sowohl für die Daten mit vollem Szintillator als auch für die mit Beschränkungen durch die Drahtkammerbereiche zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem jeweils vorhergesagten Verlauf; die Form der Abhängigkeiten wurde in Abschnitt 3.3.4 begründet.

Die Forderung der Koinzidenz mit kleinen Drahtkammerbereichen (untersucht bis ± 5 Anoden) erzeugt keine zusätzlichen Ebenenabhängigkeiten der Peakflächen. Deshalb ist die Verwendung des Softwaresignals der Drahtkammern trotz einiger defekter Kanäle im RMH-System zulässig (vergleiche Anhang A.1.5).

In Tab. 3.13 sind für Ebene 08 die gemessenen Peakflächen für die Schnitte $E_e > 150 \text{ keV}$ und $E_e > 200 \text{ keV}$ aufgeschlüsselt nach den einzelnen Detektorkombinationen angegeben. Diese Daten können mit den Berechnungen aus Tab. 3.9 verglichen werden. Dabei zeigen sich qualitative Übereinstimmungen für die Werten mit 130° (relativ zwischen den Szintillatoren) und mit 98°, während für die beiden anderen Winkel deutliche Abweichungen auftreten. Perfekte Übereinstimmung ist nicht zu erwarten, da die Voraussagen in Tab. 3.9 mit den gleichen Faltparametern für alle Szintillatoren berechnet wurden und die Faltfunktion (3.9) die Szintillatoren nur näherungsweise beschreibt. Die Abweichungen für die beiden kleinen Winkel sind jedoch so groß, dass sie nicht vollständig auf diese Unzulänglichkeiten zurückgeführt werden können. Mögliche Ursachen und die Konsequenzen für die Datenanalyse werden in Abschnitt 3.5.4.7 diskutiert.

Die Signal-Untergrund-Verhältnisse r_φ für die verschiedenen Gruppen φ sind $r_{50^\circ} = 4.1$, $r_{82^\circ} = 10.6$, $r_{98^\circ} = 8.5$ und $r_{130^\circ} = 36.1$. Deshalb geht der Fehler des Untergrunds insbesondere für die drei Kombinationen mit den großen Winkeln kaum in den Gesamtfehler ein, und es sind keine Auswirkungen der Inhomogenität des Untergrunds zu erwarten.

3.5.4.3 Die kombinierte Asymmetrie $\alpha_{\varphi,(D)}$

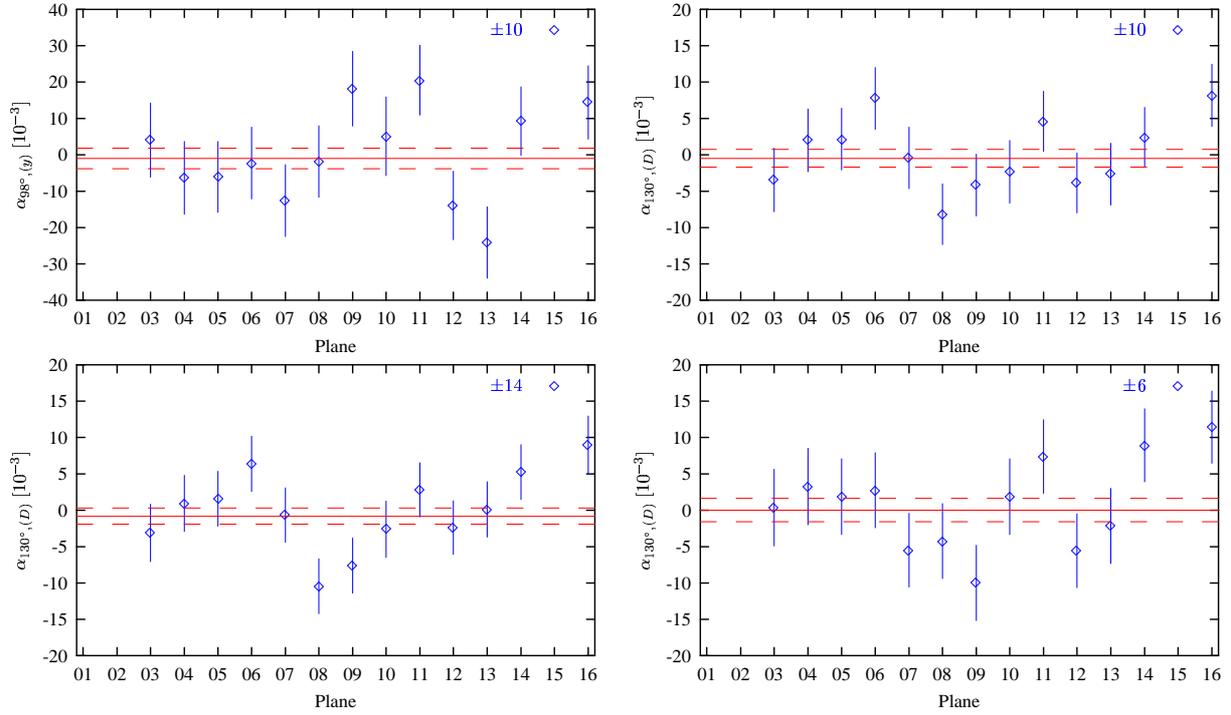


Abb. 3.22: Abhängigkeit der kombinierten Asymmetrie $\alpha_{130^\circ,(D)}$ von der Ebene für verschiedene Koinzidenzbedingungen: Links oben voller Szintillator, unten mit Streifen von ± 14 Anoden für jede Detektorebene, rechts oben mit ± 10 und unten mit ± 6 Anoden. Für alle Diagramme gilt $E_e > 150$ keV. Der Wert für Ebene 16 geht nicht in den jeweils eingetragenen Mittelwert ein. Gesamtmesszeit 33.5 Tage.

Abb. 3.22 gibt die Abhängigkeit der kombinierten Asymmetrie $\alpha_{\varphi,(D)}$, die über (3.17) direkt in die Berechnung von d_φ und damit von D eingeht, von der Detektorebene am Beispiel der Gruppe $\varphi = 130^\circ$ für verschiedene Koinzidenzbedingungen an. Wie schon die Werte für χ^2 in Tab. 3.12 anzeigen, treten für diese Gruppe stärkere als systematische Schwankungen auf, die durch Einschränkung des Drahtkammerstreifens für jede Ebene deutlich reduziert werden können. Ab ± 11 Anoden erreicht χ^2 einen mit der Zahl von 11 Freiheitsgraden gut verträglichen Wert und ändert sich für schärfere Schnitte nicht mehr stark. Entsprechend sind in Abb. 3.22 die kombinierten Asymmetrien der Ebenen für die Bedingungen ± 10 und ± 6 mit dem gewichteten Mittel verträglich. Das für ± 10 Drähte auftretende $\chi^2 = 12.2$ ist etwas höher als die Zahl der Freiheitsgrade. Aus der Abweichung wird der Beitrag der Schwankungen zwischen den Ebenen zum systematischen Fehler, $\delta_{\text{sys,var}} d_{130^\circ,\pm 10}$, abgeschätzt. Dazu wird der Fehler $\delta_{\text{stat}} d_{130^\circ,\pm 10} = 6.41 \cdot 10^{-4}$ mit $\sqrt{\chi^2/\nu} = 1.053$ multipliziert und die Abweichung zu $\delta_{\text{stat}} d_{130^\circ,\pm 10}$ als systematischer Fehler aufgefasst: $(\delta_{\text{sys,var}} d_{130^\circ,\pm 10})^2 + (\delta_{\text{stat}} d_{130^\circ,\pm 10})^2 = \chi^2/\nu \cdot (\delta_{\text{stat}} d_{130^\circ,\pm 10})^2$. Es ergibt sich $\delta_{\text{sys,var}} d_{130^\circ,\pm 10} = 2.1 \cdot 10^{-4}$. Diese Abschätzung ist konservativ, weil $\chi^2 \geq 12.2$ bei 11 Freiheitsgraden eine Wahrscheinlichkeit von 0.35 besitzt und damit auch unter der Annahme rein statistischer Schwankungen akzeptabel ist.

Die Abhängigkeiten für die anderen Gruppen sind nicht dargestellt. Für 50° und 98° traten unabhängig von der Schnittbedingung nur gut mit der Statistik erklärbar Schwankungen zwischen den Ebenen auf, für 82° erreichte χ^2 erst ab Drahtkammerbereichen von höchstens ± 7 Anoden Werte im Bereich der Zahl der Freiheitsgrade (Tab. 3.12). Hier lässt sich mit der gleichen Methode wie für 130° ein $\delta_{\text{sys,var}} d_{98^\circ}$ abschätzen.

Es wird angemerkt, dass schärfere Koinzidenzbedingung die statistischen Fehler der $\alpha_{\varphi,(D)}$ erhöhen, wodurch ursächlich systematische Schwankungen unter dem statistischen Fehler verschwinden können.

3.5.4.4 Abschätzung von P_x und P_y

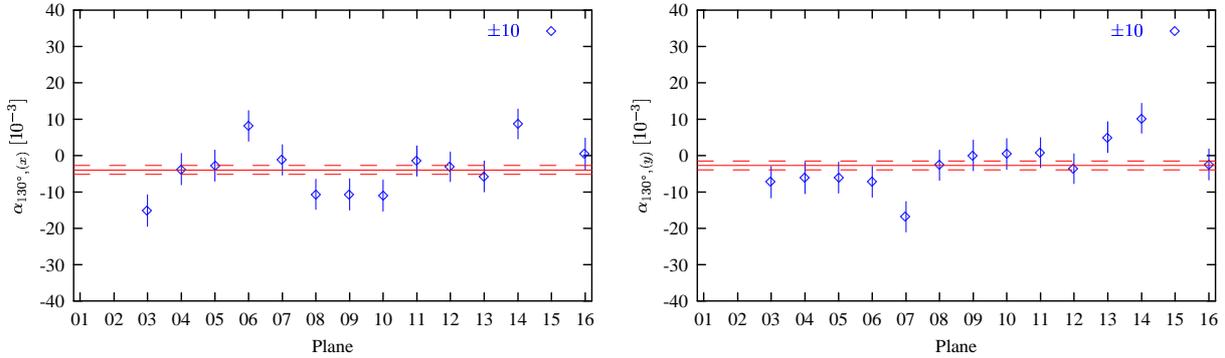


Abb. 3.23: Abhängigkeit der Asymmetrien $\alpha_{130^\circ,(x)}$ und $\alpha_{130^\circ,(y)}$ von der Ebene. Für jede Ebene wurde die Koinzidenz mit einem ± 10 Anoden breiten Streifen in den äußeren Drahtkammern gefordert. Der Wert für Ebene 16 geht nicht in den jeweils eingetragenen Mittelwert ein. Gesamtmesszeit 33.5 Tage.

In Abb. 3.23 sind die Asymmetrien $\alpha_{\varphi,(x)}$ und $\alpha_{\varphi,(y)}$ am Beispiel $\varphi = 130^\circ$ dargestellt. Die am stärksten von Null abweichenden Werte $\alpha_{\varphi,(x)}$ bzw. $\alpha_{\varphi,(y)}$ für $\varphi \in \{98^\circ, 130^\circ\}$ über die Ebenen 03 bis 14, jeweils für die Daten mit Koinzidenz mit einem Drahtkammerstreifen von ± 10 Anoden, sind $\alpha_{98^\circ,(x)} = -1.8(1.0) \cdot 10^{-2}$, $\alpha_{98^\circ,(y)} = 2.0(1.0) \cdot 10^{-2}$, $\alpha_{130^\circ,(x)} = -1.5(4) \cdot 10^{-2}$ und $\alpha_{130^\circ,(y)} = -1.7(4) \cdot 10^{-2}$. Aus diesen Werten können mit den berechneten kombinierten Apparatekonstanten $\kappa_{A,98^\circ,(x),x} = 0.55$, $\kappa_{B,98^\circ,(x),x} = -0.77$, $\kappa_{A,130^\circ,(x),x} = 0.62$, $\kappa_{B,130^\circ,(x),x} = -0.43$, $\kappa_{A,98^\circ,(y),y} = -0.29$, $\kappa_{B,98^\circ,(y),y} = -0.28$, $\kappa_{A,130^\circ,(y),y} = -0.34$ und $\kappa_{B,130^\circ,(y),y} = -0.53$ unter Verwendung von (3.3) und (3.4) die oberen Grenzen $|P_x| < 8 \cdot 10^{-3}$ und $|P_y| < 1.6 \cdot 10^{-2}$ angegeben werden. In Abschnitt 3.1.2.4 wurde als maximale Abweichung des Magnetfeldes von der Strahlachse der Wert 0.3° ermittelt, was $|P_x|, |P_y| < 5 \cdot 10^{-3}$ entspricht. Zur konservativen Abschätzung des durch eine von der Strahlachse abweichenden Polarisation verursachten systematischen Fehlers werden die größeren, aus $\alpha_{\varphi,(x)}$ und $\alpha_{\varphi,(y)}$ abgeschätzten Werte verwendet, obwohl diese auch durch statistische Schwankungen verursacht worden sein können.

3.5.4.5 Die kombinierte Asymmetrie $\alpha_{\varphi,(z)}$

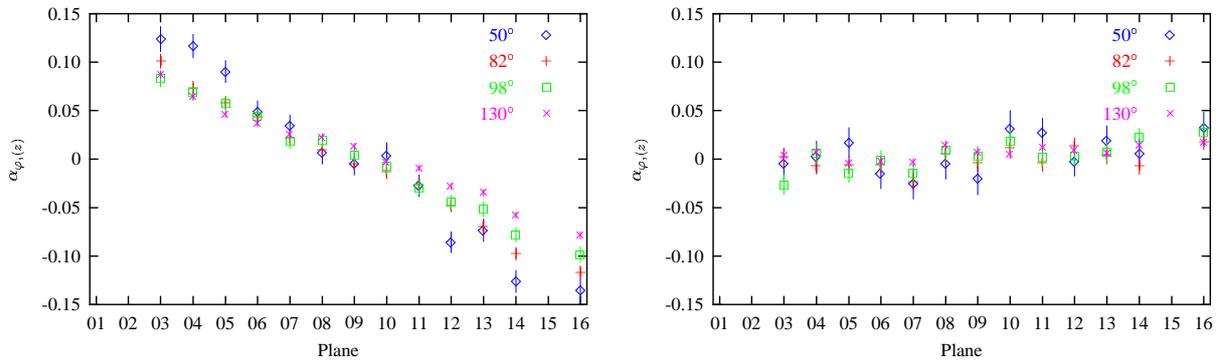


Abb. 3.24: Gemessene kombinierte Asymmetrien $\alpha_{\varphi,(z)}$ für den vollen Detektor (links) und ± 10 Anoden breite Drahtkammerstreifen für jede Ebene (rechts). Gesamtmesszeit 33.5 Tage. Die Voraussagen aus den Simulationen sind in Abb. 3.14 dargestellt (die simulierten Daten für ± 7 unterscheiden sich kaum von denen für ± 10).

In Abb. 3.24 sind die gemessenen kombinierten Asymmetrien $\alpha_{\varphi,(z)}$ über der Detektorebene dargestellt, links für die vollen Szintillatoren und rechts für Anodenstreifen von ± 10 Anoden bezüglich jeder

φ	$E_e > 150 \text{ keV}$	$E_e > 200 \text{ keV}$
50°	-1.044(68)	-0.775(49)
82°	-1.002(37)	-0.970(33)
98°	-0.867(34)	-0.892(42)
130°	-0.908(46)	-0.956(42)

Tab. 3.14: Abschätzung der Polarisation aus $\alpha_{\varphi,(z)}$ und $\alpha_{\varphi,(z)}^{\text{calc}}$. Angegeben sind die Quotienten $p_z = a^{\text{exp}}/a^{\text{calc}}$ der Fitkoeffizienten mit den statistischen Fehlern aus den Fits. Die mit dem Analysator gemessene Polarisation war $P = 0.974(26)$.

Detektorebene.

Aus dem für die vollen Szintillatoren auftretenden entgegengesetzten Verlauf der Abhängigkeiten im Vergleich zu den Simulationen in Abb. 3.14 folgt, dass die Polarisation in $-z$ -Richtung zeigt. Das ist die zuverlässigste Bestimmung des Vorzeichens der Polarisation⁵⁹. Aus den Abhängigkeiten lassen sich wegen $\alpha_{\varphi,(z)} = P_z (A\kappa_{A,\varphi,(z),z} + B\kappa_{B,\varphi,(z),z})$ auch Zahlenwerte für die Polarisation abschätzen. Dazu wurden die theoretischen und die experimentellen Abhängigkeiten mit $\alpha_{\varphi,(z)}(i) = a(i - 8.5) + b$ ($i \in \{03, \dots, 14\}$ Ebenennummer, 8.5 schiebt $i = 0$ in die Detektormitte) gefittet und die Quotienten $p_z := a^{\text{exp}}/a^{\text{calc}}$ berechnet. Die Ergebnisse für zwei Abschneideenergien sind in Tab. 3.14 angegeben. Diese Zahlenwerte sind jedoch nur von qualitativem Interesse, weil die linearen Fits die tatsächlichen Abhängigkeiten nur grob wiedergeben (vergleiche die Abbildungen 3.14 und 3.24) und weil die gemessenen Asymmetrien durch die Elektronen erzeugt werden, die unter kleinen Winkeln zum Strahl fliegen und deshalb mit vergleichsweise hoher Wahrscheinlichkeit vom Szintillator oder einer zu durchquerenden Folie zurückgestreut werden. Wegen des letzteren Arguments sollten die aus den Asymmetrien abgeschätzten Polarisationen kleiner als die mit dem Analysator gemessene Polarisation (Abschnitt 3.1.4.5) sein. Deshalb fallen die relativ hohen Werte für 50° und 82° auf. Zudem ist der Unterschied zwischen den mit $E_e > 150 \text{ keV}$ und $E_e > 200 \text{ keV}$ gemessenen Werten bei 50° sehr groß. Zur Berechnung des Zahlenwerts für D wird der mit dem Analysator gemessene Wert für P nach Abschnitt 3.1.4.5 mit dem hier bestimmten Vorzeichen eingesetzt: $P = -0.974(26)$.

Durch die Koinzidenz mit zur jeweiligen Detektorebene symmetrischen Streifen in den äußeren Drahtkammern soll der Einfluss der Koeffizienten A und B bereits vor Bildung der kombinierten Asymmetrie $\alpha_{\varphi,(D)}$ unterdrückt werden. Dies lässt sich anhand der Parameter a und b des linearen Fits von $\alpha_{\varphi,(z)}$ überprüfen. In Abb. 3.25 ist die Abhängigkeit dieser Fitparameter von der Koinzidenzbedingung am Beispiel von $\varphi = 130^\circ$ dargestellt. Ab der Verwendung von höchstens ± 14 Anoden gilt $a \approx 0$. Die Koeffizienten A und B wirken dann nicht mehr über die bezüglich nichtzentraler Detektorebenen asymmetrischen Szintillatoren. Die leichte Abweichung von Null lässt sich auf die Ortsabhängigkeit der Szintillatoreffizienzen zurückführen. Die Effizienzen sind an den Enden der Szintillatoren höher (Abb. A.7). Wird mit Hilfe der Drahtkammern ein symmetrischer Streifen auf dem Szintillator ausgewählt, besitzt die näher am Rand liegende Hälfte eine größere Effizienz. Dieser Effekt geht für eine nichtzentrale Detektorebene gerade in die andere Richtung als die Asymmetrie des Gesamtszintillators bezüglich dieser Ebene, weshalb sich das Vorzeichen von $\alpha_{\varphi,(z)}$ bei Beschränkung auf symmetrische Drahtkammerstreifen umkehrt. Die Strahldivergenz ist hauptsächlich für den Offset b verantwortlich. Sie führt zu unterschiedlichen Raumwinkeln für Anfang und Ende des von einer Ebene gesehenen Neutronenstrahlbereichs und damit zu einer kleinen Empfindlichkeit auf A und B , die für alle Ebenen in die gleiche Richtung geht. Beide Effekte lassen sich – auf Kosten der Statistik – durch Reduzierung des Drahtkammerbereichs weiter unterdrücken. Sie sind jedoch ohnehin klein und kompensieren sich bei Bildung der kombinierten Detektorasymmetrien $\alpha_{\varphi,(D)}$ weitgehend (vergleiche die Abschnitte 2.5.2.2 und 2.5.3.1, die Kompensation wäre für einen symmetrischen Strahl wegen der nach Anhang A.1.5 bei allen vier Szintillatoren

⁵⁹Die Alternative besteht im Verfolgen aller Spindrehungen vom Polarisator zum Detektor, wobei die Orientierung der Spins am Polarisatorausgang aus der Richtung des Haltefelds des Polarisators gefolgert werden muss.

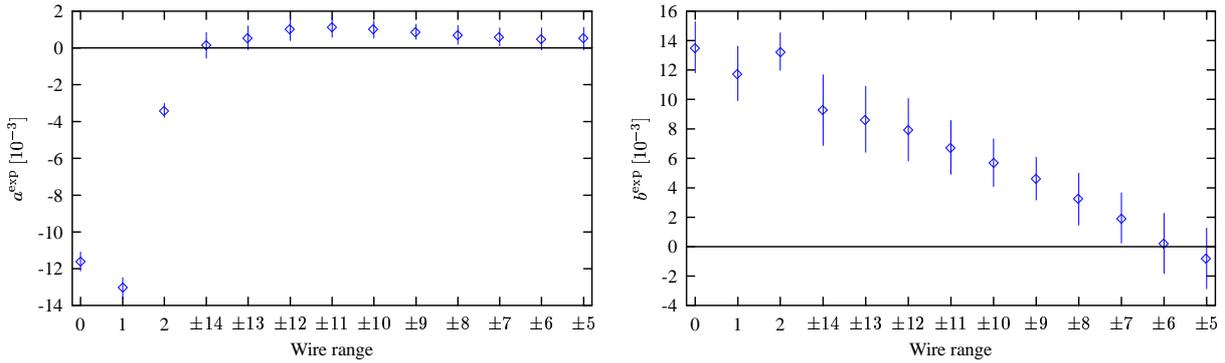


Abb. 3.25: Abhängigkeit der Asymmetrie $\alpha_{\varphi,(z)}$ von der Koinzidenzbedingung mit den Drahtkammern anhand der Fitparameter a^{exp} und b^{exp} ($\alpha_{130^\circ,(z)} = a^{\text{exp}}(i - 8.5) + b^{\text{exp}}$, $i \in \{03, \dots, 14\}$ Ebene). Der Wert für 1 wurde mit $E_e > 200$ keV und ohne Software-Drahtkammerkoinzidenz, die anderen Werte mit $E_e > 150$ keV, 0 ohne Software-Drahtkammerkoinzidenz, 2 mit dem für jede Ebene größtmöglichen symmetrischen Drahtkammerbereich und $\pm\Delta$ mit dem angegebenen Anodenstreifen für jede Ebene gewonnen. Gesamtmesszeit 33.5 Tage.

ähnlichen Ortsabhängigkeit der Nachweiseffizienz sogar vollständig).

3.5.4.6 Abschätzung des systematischen Fehlers aus der Strahlverschiebung

Aus den Messungen mit dem teilweise abgedeckten Polarisator kann der durch das inhomogene Strahlprofil des vollen Strahls verursachte systematische Fehler abgeschätzt werden. Nach Tab. 3.6 liegen die Strahlschwerpunkte des vollen Strahls bei $\langle Y_1 \rangle = 1.0$ mm und des zu einem Viertel abgedeckten Strahls bei $\langle Y_{3/4} \rangle = 7.2$ mm (gemittelt über die Folien). Es wird angenommen, dass bei idealem Strahl $d_\varphi = 0$ gemessen würde⁶⁰ und dass die gemessene Abweichung linear zur Schwerpunktsverschiebung ist. Das ist konservativ, weil sich kleine Strahlverschiebungen quadratisch auf d_φ auswirken sollten und eine Sehne oberhalb dieser Parabel liegt. Die mit dem teilweise abgedeckten Polarisator gemessenen Werte $d_{\varphi, \langle Y \rangle = 7.2 \text{ mm}}$ können mit dem Verhältnis $\langle Y_1 \rangle / \langle Y_{3/4} \rangle$ auf $\langle Y \rangle = 1.0$ mm skaliert werden. Der skalierte Wert stellt den systematischen Fehler $\delta_{\text{syst,trans}} d_\varphi$, der skalierte Fehler des Werts den statistischen Fehler $\delta_{\text{stat,trans}} d_\varphi$ des systematischen Fehlers dar. Wenn die Skalierung exakt wäre, könnte der skalierte Wert als Korrektur auf den mit vollem Strahlprofil gemessenen Wert d_φ angewendet werden. Der skalierte statistische Fehler würde dann quadratisch zum statistischen Fehler δd_φ addiert. Weil die Skalierung als obere Abschätzung berechnet wurde, kann sie zur Korrektur nicht verwendet werden. Es ist jedoch sinnvoll, ihren statistischen Fehler trotzdem zum statistischen Fehler der Messung selbst zu addieren, weil er die Unsicherheit des systematischen Fehlers angibt, die im Gesamtergebnis enthalten sein muss.

Zur oberen Abschätzung wird der Positionierfehler der Goldfolien (siehe Tab. 3.6) zu den Schwerpunkten addiert (er wirkt für beide Strahlprofilmessungen in die gleiche Richtung). Es ergibt sich dann das Verhältnis $\langle Y_1 \rangle / \langle Y_{3/4} \rangle = 0.244$. Weiterhin werden die mit dem halb abgedeckten Polarisator gewonnenen Daten nicht getrennt behandelt; dies dient ebenfalls der oberen Abschätzung und ist nach Abschnitt 3.5.4.1 sinnvoll. Die Ergebnisse der Abschätzung sind in Tab. 3.15 angegeben.

3.5.4.7 Zusammenfassung und Diskussion

Die Ereigniszahlen für die Gruppen 50° und 82° liegen deutlich über den Erwartungen. Die Werte $\langle d_{50^\circ} \rangle$ hängen stark von der Koinzidenzbedingung ab, die Bildung der gewichteten Mittel $\langle d_{82^\circ} \rangle$ ergibt hohe Werte für χ^2 und zeigt nichtstatistische Schwankungen zwischen den Ebenen an (Tab. 3.12). Die aus

⁶⁰Auf diese Annahme lässt sich durch die Verwendung der mit dem vollen Strahl gemessenen Werte für d_φ (Abschnitt 3.5.4.1) verzichten; $d_\varphi = 0$ dient jedoch einer oberen Abschätzung des Fehlers.

φ	$d_{\varphi, \langle Y \rangle = 7.2 \text{ mm}}$ [10^{-4}]	$\delta d_{\varphi, \langle Y \rangle = 7.2 \text{ mm}}$ [10^{-4}]	$\delta_{\text{sys,trans}} d_{\varphi}$ [10^{-4}]	$\delta_{\text{stat,trans}} d_{\varphi}$ [10^{-4}]
50°	44.3	171.2	10.8	41.8
82°	38.5	51.5	9.4	12.6
98°	64.7	53.2	15.8	13.0
130°	9.5	20.0	2.31	4.88

Tab. 3.15: Abschätzung der systematischen Fehler aus der Strahlverschiebung für die vier Gruppen. Verwendet wurden die mit teilweise abgedecktem Polarisator gemessenen Daten (Gesamtmesszeit 6.7 Tage) mit $E_e > 150 \text{ keV}$ und ± 10 Anoden für jede Detektorebene (Tab. 3.12, die Werte sind zu Vermeidung von Rundungsfehlern genauer angegeben).

den $\alpha_{\varphi, (z)}$ abgeschätzten Polarisierungen sind für $E_e > 150 \text{ keV}$ größer als die mit Neutronen gemessene Polarisation; für 50° tritt eine starke Änderung mit der Energieschwelle auf. Diese Ergebnisse deuten auf starke systematische Effekte für diese Winkelkombinationen hin.

Für beide Gruppen liegen Elektron- und Protonspektrum bei sehr niedrigen Energien (Simulation in Abb. 3.11, Protonspektrern wurden simuliert, sind jedoch nicht gezeigt). Dadurch sind diese Kombinationen besonders anfällig auf Felddurchgriffe und Streuung an den Folien, am Szintillator und an den Stegen der Mylarfenster. Bei 50° trat das schlechteste Signal-Untergrund-Verhältnis auf⁶¹⁾. Nach den Untersuchungen in Abschnitt 2.5.1 sind kleine Winkel besonders empfindlich auf die Koeffizienten A und B (vergleiche das Verhältnis $\kappa_{\eta, \perp} / \kappa_{D, \parallel}$, $\eta \in \{A, B\}$, in Abb. 2.6, das für $\varphi < 90^\circ$ stark ansteigt). Auch die kombinierte Asymmetrie $\alpha_{\varphi, (D)}$ ist in Verbindung mit einem nichtzentralen Strahl auf A und B für kleine Winkel sehr empfindlich. Aus diesen Gründen werden $\langle d_{50^\circ} \rangle$ und $\langle d_{82^\circ} \rangle$ zur Berechnung von D nicht verwendet. Der resultierende Verlust an statistischer Genauigkeit ist gering.

Die Ergebnisse für 92° und 130° zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den erwarteten Zählraten und eine weitgehend im Rahmen der Statistik erklärable Abhängigkeit von der Koinzidenzbedingung. Aus den $\alpha_{\varphi, (z)}$ folgen erwartungsgemäß leicht unterhalb der mit Neutronen gemessenen Polarisation liegende Abschätzungen für die Polarisation. Die Tests der Systematik zeigen somit, dass $\langle d_{98^\circ} \rangle$ und $\langle d_{130^\circ} \rangle$ für die Berechnung von D verwendet werden können.

Die Beschränkung auf bezüglich jeder Detektorebene symmetrische Elektrondetektorbereiche mit Hilfe der Drahtkammern ist wesentlich zur Unterdrückung der Einflüsse der Koeffizienten A und B . Zunächst können bereits mit den breitesten Streifen von ± 14 Anoden, die für die Ebenen 03 bis 14 vollständig im aktiven Bereich der Szintillatoren liegen, die starken Eingangsasymmetrien der weit von der Detektormitte liegenden Ebenen beseitigt werden (Abschnitt 3.5.4.5). Für 130° reduzieren sich zudem die Schwankungen zwischen den Ebenen erheblich und sind ab der Koinzidenzbedingung mit ± 10 Anoden gut mit rein statistischen Variationen verträglich (Tab. 3.12 und Abb. 3.22). Deshalb werden für die Berechnung von D die Werte $\langle d_{98^\circ, \pm 10} \rangle$ und $\langle d_{130^\circ, \pm 10} \rangle$ eingesetzt.

Zum systematischen Fehler tragen der Fehler durch die Wahl der konkreten Koinzidenzbedingung, der Fehler aufgrund nichtstatistischer Schwankungen zwischen den Ebenen und der Fehler aus der Strahlverschiebung bei. Alle diese Fehler wurden experimentell bestimmt und dabei konservativ nach oben abgeschätzt. Der Fehler aus der Strahlverschiebung entsteht, weil sich die Apparatekonstanten $\vec{\kappa}_A$ und $\vec{\kappa}_B$, die in die Asymmetrien der einzelnen Detektorkombinationen eingehen, nicht vollständig kompensieren (vergleiche Abschnitt 2.5.3.3). Dabei sind die orthogonal zur Polarisation liegenden Komponenten $\kappa_{A, (D), r}$ bzw. $\kappa_{B, (D), r}$, $r \in \{x, y\}$, und die longitudinalen Komponenten $\kappa_{A, (D), z}$ und $\kappa_{B, (D), z}$ zu unterscheiden. Erstere sind auf die durch die Magnetfeldmessung (Abschnitt 3.1.2.4) bestimmten und alternativ aus den kombinierten Asymmetrien $\alpha_{\varphi, (x)}$ und $\alpha_{\varphi, (y)}$ abgeschätzten Komponenten der Polarisation senkrecht zur Strahlachse, P_x und P_y , empfindlich, Letztere gehen proportional zur Polarisation in z -

⁶¹⁾Es liegt trotzdem über den von allen konkurrierenden Messungen erreichten Werten, vergleiche Tab. 2.5.

Richtung, P_z , ein. Beide Anteile sind in der Abschätzung des systematischen Fehlers aus den Messungen mit teilweise abgedecktem Strahl enthalten, weil diese zusätzliche Strahlverschiebung die Kompensation deutlich stärker verschlechtert als bei dem nur leicht asymmetrischen Strahlprofil mit vollem Strahl. Sie lassen sich mit Hilfe von Simulationen weiter einschränken. Dazu wurden Simulationen mit verschobenen Strahlprofilen durchgeführt. Die ersten Ergebnisse liegen vor und deuten auf eine Verkleinerung des aus der Messung abgeschätzten systematischen Fehlers hin⁶²⁾.

3.5.5 Berechnung von D

	98° [10 ⁻⁴]	130 [10 ⁻⁴]	
d	6.8	2.55	
$\delta_{\text{stat}}d$	17.8	6.41	statistischer Fehler
$\delta_{\text{syst,koin}}d$	1.0	1.00	systematischer Fehler durch die Auswahl der Koinzidenzbedingung (3.5.4.1)
$\delta_{\text{syst,var}}d$	0	2.10	systematischer Fehler aus Variation zwischen den Ebenen (3.5.4.3)
$\delta_{\text{syst,trans}}d$	15.8	2.31	systematischer Fehler aus Strahlverschiebung (3.5.4.6)
$\delta_{\text{stat,trans}}d$	13.0	4.88	statistischer Fehler des systematischen Fehlers $\delta_{\text{syst,trans}}d$ (3.5.4.6)

Tab. 3.16: In die Berechnung von D eingehende Werte und Fehler. In Klammern sind die Abschnitte angegeben, die den jeweiligen Wert herleiten.

Die in die Berechnung von D eingehenden Werte und Fehler sind in Tab. 3.16 zusammengefasst.

Das mit den statistischen Fehlern gewichtete Mittel für d lautet $d_{\text{all}} = 3.04(6.03) \cdot 10^{-4}$.

Zur Berechnung des systematischen Fehlers werden die aus den Strahlverschiebungen resultierenden Werte $\delta_{\text{syst,trans}}d_{98^\circ}$ und $\delta_{\text{syst,trans}}d_{130^\circ}$ wieder als Korrekturen aufgefasst, die mit den statistischen Fehlern $\delta_{\text{stat,trans}}d_{98^\circ}$ bzw. $\delta_{\text{stat,trans}}d_{130^\circ}$ behaftet sind (vergleiche Abschnitt 3.5.4.6). Das Verhältnis der statistischen Gewichte der Korrekturen, $(\delta_{\text{stat,trans}}d_{98^\circ}/\delta_{\text{stat,trans}}d_{130^\circ})^2$, entspricht dem Verhältnis der statistischen Gewichte der Werte selbst, $(\delta_{\text{stat}}d_{98^\circ}/\delta_{\text{stat}}d_{130^\circ})^2$. Das lässt sich mit den Zahlenwerten überprüfen, folgt aber auch daraus, dass die Raumwinkel der beiden Gruppen durch die Strahlverschiebung nur wenig geändert werden. Deshalb kann die Korrektur auf d_{all} als gewichtetes Mittel von $\delta_{\text{syst,trans}}d_{98^\circ}$ und $\delta_{\text{syst,trans}}d_{130^\circ}$ berechnet werden: $\delta_{\text{syst,trans}}d_{\text{all}} = 3.98(4.57) \cdot 10^{-4}$. Dieser Wert wird auch hier als systematischer Fehler und nicht als Korrektur verwendet, weil das genaue Eingehen einer Korrektur noch untersucht werden müsste. Die anderen beiden systematischen Fehler, $\delta_{\text{syst,koin}}d_\varphi$ und $\delta_{\text{syst,var}}d_\varphi$, werden quadratisch addiert und dann mit dem Gewicht, mit dem der Winkel φ in d_{all} eingeht (d.h. mit $\delta_{\text{stat}}d_\varphi$), gemittelt. Es ergibt sich $\delta_{\text{syst,koin+var}}d_{\text{all}} = 2.17 \cdot 10^{-4}$. Der systematische Fehler der Apparatekonstanten folgt aus der ungenauen Beschreibung des Strahlprofils und der Vernachlässigung der Ortsabhängigkeit der Detektoreffizienzen. Die mit verschiedenen Strahlprofilen und Koinzidenzbedingungen durchgeführten Simulationen zeigten, dass dieser Fehler kleiner als 10 % ist (vergleiche z.B. Tab. 3.10). Mit dem obigen Wert für d_{all} ergibt sich der systematische Fehler

⁶²⁾Für die Verschiebung der mit vollem Strahl gemessenen Strahlprofile um ± 2 mm in x - und y -Richtung wurden folgende Maximalwerte für die systematische Effekte erzeugenden kombinierten Apparatekonstanten gefunden: $|\kappa_{A,(D),x}| < 22(5) \cdot 10^{-4}$, $|\kappa_{B,(D),x}| < 255(8) \cdot 10^{-4}$, $|\kappa_{A,(D),y}| < 66(5) \cdot 10^{-4}$, $|\kappa_{B,(D),y}| < 263(11) \cdot 10^{-4}$, $|\kappa_{A,(D),z}| < 6(12) \cdot 10^{-4}$ und $|\kappa_{B,(D),z}| < 8(10) \cdot 10^{-4}$. Mit $|P_x| < 8 \cdot 10^{-3}$, $|P_y| < 1.6 \cdot 10^{-2}$, P_z und den Werten für A und B können daraus Fehler berechnet werden, die nahe bei den aus den Messungen mit asymmetrischem Strahlprofil bestimmten Werten liegen. Eine Wiederholung der Simulationen mit dem experimentellen Fehler der Strahlverschiebung von ± 1 mm (statt mit ± 2 mm) wird diese Fehler unter die experimentell nach oben abgeschätzten systematischen Fehler schieben.

durch die Apparatekonstanten zu $\delta_{\text{sys},\kappa} d_{\text{all}} = 0.30 \cdot 10^{-4}$. Er könnte vernachlässigt werden. Der resultierende gesamte systematische Fehler für d_{all} ist die quadratische Summe der verschiedenen Beiträge $\delta_{\text{sys}} d_{\text{all}} = 4.53 \cdot 10^{-4}$. Es folgt

$$d_{\text{all}} = (3.04 \pm 6.03^{\text{stat1}} \pm 4.57^{\text{stat2}} \pm 4.53^{\text{sys}}) \cdot 10^{-4}.$$

Dabei bezeichnen stat1 bzw. stat2 die statistischen Fehler der Messung mit vollem Strahl bzw. des mit dem verschobenen Strahlschwerpunkt bestimmten systematischen Fehlers.

Mit der im zweiten Zyklus gemessenen Polarisation $P = -0.972(26)$ (Abschnitte 3.1.4.5 und 3.5.4.5) folgt

$$D = (-3.1 \pm 6.2^{\text{stat1}} \pm 4.7^{\text{stat2}} \pm 4.7^{\text{sys}}) \cdot 10^{-4}$$

bzw. nach quadratischer Summierung aller Fehler

$$D = -3.1(9.1) \cdot 10^{-4}.$$

Der Fehler der Polarisationsmessung selbst führt zu einem systematischen Fehler für D von $0.08 \cdot 10^{-4}$ und kann vernachlässigt werden.

3.6 Diskussion und Ausblick

Mit Trine konnte D erstmals genauer als 10^{-3} gemessen werden. Der erhaltene Wert ist mit allen bisherigen Messungen und mit den Voraussagen des Standardmodells verträglich. Physik jenseits des Standardmodells wird jedoch nicht ausgeschlossen, weil die Voraussagen alternativer Modelle unterhalb der erreichten Genauigkeit liegen (Tab. 1.3). Die Datenanalyse zeigt, dass bei einer weiteren Verbesserung der statistischen Genauigkeit systematische Grenzen auftreten, die im Detektorkonzept berücksichtigt werden müssen.

Messung und Datenanalyse profitieren von der guten Untergrundsunterdrückung und der starken Segmentierung des Detektors. Der sehr untergrundsarme Protonnachweis und die effiziente Unterdrückung der Gammastrahlung durch die Drahtkammern führen zu einem hohen Signal-Untergrund-Verhältnis. Dadurch kann die Zerfallsstatistik vollständig ausgenutzt werden, d.h. der Fehler des Untergrunds ist so klein, dass er kaum in den Fehler der Zählrate eingeht. Aus diesem Grund ist der mit Trine gemessene statistische Fehler kleiner als die auf die Zahl der in der Auswertung verwendeten $13.8 \cdot 10^6$ Ereignisse skalierte Fehler der konkurrierenden Messungen (vergleiche Tab. 2.5). Die Detektorsegmentierung mit zwölf genutzten Ebenen, vier möglichen Gruppen von Detektorkombinationen je Ebene und der Unterteilung der Elektrondetektoren mit Hilfe der Drahtkammern ermöglicht die Unterdrückung systematischer Effekte. Dabei ist insbesondere die Beschränkung auf Szintillatorbereiche erforderlich, die symmetrisch zur jeweils angesprochenen Detektorebene sind. Die große geometrische Asymmetrie zwischen vollem Szintillator und einer Ebene am Anfang oder am Ende des Zerfallsvolumens wird im mit Trine zugänglichen Genauigkeitsbereich durch die Zusammenfassung der Detektorkombinationen der Ebene nicht mehr hinreichend gut kompensiert, weil Strahlprofil und Szintillatoreffizienzen zu inhomogen sind. Bei Beschränkung auf symmetrische Drahtkammerbereiche besitzt die jeweilige Detektorkombination eine transversale Spiegelebene, und die Koeffizienten A und B gehen in die Asymmetrie nur noch indirekt über inhomogene Detektoreffizienzen und Strahldivergenz ein, wodurch die Kompensation wieder wirkt.

Die bisherige Datenanalyse schätzte den systematischen Fehler anhand der nicht statistisch erklärbar Schwankungen zwischen den Detektorebenen, der Abhängigkeit des Wertes D von der konkreten Wahl der Koinzidenzbedingung und anhand von Messungen, die mit verschobenem Strahlschwerpunkt durchgeführt wurden, ab. Effekte, die durch die z -abhängige Orientierung des Magnetfelds (Abschnitt 3.1.2.4), die Ortsabhängigkeit der Szintillatoreffizienz (Anhang A.1.5) oder durch Streuung an Stegen hervorgerufen werden, wirken sich unterschiedlich auf die Detektorebenen aus und können deshalb zu

mehr als statistischen Variationen zwischen den Ebenen führen. Da solche Variationen nicht auftraten bzw. durch eine geeignete Wahl der Koinzidenzbedingung beseitigt werden konnten, müssen diese Effekte klein sein. Sie werden indirekt vom systematischen Fehler $\delta_{\text{syst, var}}d$ erfasst. Gleichwohl ist für die weitere Datenanalyse eine direkte Untersuchung dieser Effekte mittels Simulationen notwendig. Die Methode für die Untersuchung einer inhomogenen Polarisation wurde in Abschnitt 2.5.3.4 angegeben. Einzusetzen ist der gemessene Magnetfeldverlauf. Analog lässt sich die Ortsabhängigkeit der Detektoreffizienzen in die Integration der Apparatekonstanten einbauen (Abschnitt 2.5.3.1). Die Streuung der Zerfallsteilchen ist durch eine Simulation nur schwer zu erfassen. Die kritischsten Streuzentren sind die Stege in den Mylarfolienfenstern. Ihr Einfluss kann mit Hilfe der Drahtkammerspuren untersucht werden. Die möglichen Auswirkungen der Streuung auf die Messung von D wurden in Abschnitt 2.5.3.2 diskutiert.

Es deutet sich an, dass der aus der Simulation der Auswirkungen des asymmetrischen Strahlprofils bestimmte systematische Fehler unterhalb des aus den Messungen mit stark verschobenem Strahlschwerpunkt nach oben abgeschätzten Fehlers $\delta_{\text{syst, trans}}d$ liegt. Wenn sich dies in der weiteren Analyse bestätigt, können die Messungen mit stark asymmetrischem Strahlprofil als Test der Monte-Carlo-Simulationen verwendet werden. Zeigt sich dabei die Zuverlässigkeit des Verfahrens, wird $\delta_{\text{syst, trans}}d$ durch den aus der Simulation bestimmten Fehler ersetzt. Der statistische Fehler $\delta_{\text{stat, trans}}d$ geht dann nicht mehr in den Gesamtfehler ein, wodurch sich die Genauigkeit des Wertes für D verbessert.

Die Hinzunahme der im ersten Zyklus gewonnenen Daten wird den statistischen Fehler für D reduzieren. Dabei sind auch neue Erkenntnisse zur Systematik der Messung zu erwarten, weil zwischen beiden Zyklen einige PIN-Dioden und Photomultiplier ausgetauscht wurden, was die Detektoreffizienzverteilung leicht geändert hat. Auch die höhere statistische Genauigkeit der Gesamtdaten trägt zur Untersuchung systematischer Effekte bei, da nichtstatistische Schwankungen oder Drifts unter einer schlechten Statistik verschwinden können.

Aus der bisherigen Datenanalyse lassen sich Anforderungen an einen Detektor ableiten, der eine genauere D -Messung ermöglicht. Zur Verbesserung des statistischen Fehlers ist neben der Optimierung der Detektorgeometrie (vergleiche Abschnitt 2.5.1) eine Verlängerung des Detektors und eine Vergrößerung des Strahlquerschnitts nötig. Die beiden letztgenannten Wege erhöhen die Empfindlichkeit auf systematische Effekte, da Detektoreffizienz, Strahlprofil und Ausrichtung des magnetischen Führungsfelds bei einer Vergrößerung des Detektors inhomogener werden. Ausweg ist die weitere Segmentierung des Detektors. Dabei sollten die Szintillatoren im Vergleich zu bisheriger Messung verkleinert werden, weil bereits bei den Szintillatoren von Trine deutliche Inhomogenitäten in Effizienz und Energiesignal auftraten. Ein Maß für eine sinnvolle Szintillatorgröße ist die Breite der in der Datenanalyse verwendeten Drahtkammerstreifen von ca. 20 cm. Die Anordnung von Elektron- und Protonendetektoren in einer Detektorebene muss den Anforderungen an einen symmetrischen Detektor genügen (vergleiche Abschnitt 2.5.2.3), wobei zusätzlich die Existenz einer transversalen Spiegelebene gefordert wird. Die Messung mit Trine zeigte, dass kleine Winkel besonders anfällig auf systematische Effekte sind und nur wenig zur Statistik beitragen. Deshalb ist eine Optimierung der Detektorgeometrie auf Winkel zwischen Elektron- und Protonendetektor von mehr als 90° sinnvoll. Die Inhomogenität des Strahlprofils lässt sich durch den Einsatz eines nichtfokussierenden Polarisators erhöhen. Besonders homogene Strahlprofile mit kleiner Divergenz und gegenüber klassischen Polarisatoren vernachlässigbarem Untergrund können mit ^3He -Polarisatoren erhalten werden, die jedoch kleinere Polarisationen als Superspiegelpolarisatoren erzeugen und die bisher noch nicht in Langzeitexperimenten eingesetzt wurden, weil ihre Polarisation mit der Zeit abnimmt. Wegen der geringen Empfindlichkeit der D -Messung auf den Fehler der Polarisation sind diese Polarisatoren eine interessante Alternative.

Zur besseren Untersuchung systematischer Effekte sind Schnitte ins Flugzeitspektrum der Protonen von Interesse. Das würde die Aussortierung spät eintreffender Protonen ermöglichen, die entweder niederenergetisch und deshalb besonders empfindlich auf Feldeingriffe sind oder unter flachen Winkeln emittiert bzw. mehrfach gestreut werden. Schnitte ins Flugzeitspektrum waren bei Trine nicht sinnvoll, weil die Form des Spektrums von der Zeitauflösung und kaum von der Flugzeit des Protons selbst be-

stimmt wurde. Deshalb muss die Zeitauflösung für künftige Messungen verbessert werden. Hier gibt es mit den PIN-Dioden wegen der kaum vom Rauschen getrennten Signale wahrscheinlich nur wenig Spielraum; gewisse Verbesserungen könnten durch eine Verkürzung der Integrationszeiten in den Hauptverstärkern möglich sein. Ein anderer Weg ist die Erhöhung der Protonflugzeit. Dazu muss der feldfreie Raum, d.h. der Raum, in dem das Proton noch mit seiner Zerfallsenergie fliegt, vergrößert werden. Die Flugstrecke im feldfreien Raum sollte ohnehin groß gegen den Strahldurchmesser sein, weil sonst die Unsicherheit über den Zerfallsort die Energiemessung aus der Flugzeit verschmiert. Die Vergrößerung der Elektrodenabmessung kann mit einer Erhöhung der Beschleunigungsspannung verbunden werden, was die Signale in den PIN-Dioden erhöht und damit die Verbesserung der Zeitauflösung der Elektronik erleichtern würde. Bei der jetzt vorhandenen Zeitauflösung ist für realistische Detektorabmessungen die Vergrößerung der Flugstrecke allein nicht ausreichend. Trotz der bisher schlechten Zeitauflösung hat sich der Protonnachweis über PIN-Dioden bewährt, was an der Stabilität von Detektoren und Elektronik und an der guten Untergrundsunterdrückung sichtbar wird. Ein Nachteil ist die kleine aktive Flächen der Dioden, die den zugänglichen Raumwinkel beschränkt. Eine Erhöhung der Beschleunigungsspannung würde den fokussierbaren Raumwinkelbereich vergrößern, der bei gegebener Beschleunigungsspannung durch die Phasenraumerhaltung (LIOUVILLE-Theorem) beschränkt ist, und ist auch aus diesem Grund interessant.

Die bei Trine sehr nützlichen Drahtkammern besitzen auch Nachteile. Zum Einen werden die Freiheiten der Detektorgeometrie eingeschränkt, weil die Verwendung von Drahtkammern in bestimmten Geometrien sehr aufwändig ist. Zum Anderen sind die für den Betrieb der Kammern nötigen Folien, die Stege der Folienfenster, das Zählgas und die Drähte selbst Streuzentren, die die Empfindlichkeit des Detektors auf systematische Effekte erhöhen können. Werden die Szintillatoren klein genug segmentiert, ist die Ortsinformation aus den Drahtkammern nicht mehr erforderlich, und ihre Bedeutung reduziert sich auf die Untergrundsunterdrückung. Deshalb sind alternative Möglichkeiten der Unterdrückung von Gammastrahlen von Interesse. Eine vielversprechende Möglichkeit ist die Verwendung von dE - E -Szintillatoren. Diese bestehen aus einer dünnen Schicht eines schnellen und einer dicken Schicht eines langsamen Szintillators. Die Signale der beiden Komponenten können mit einem hinreichend schnellen Photomultiplier aufgenommen und durch differenzierende Elektronik getrennt werden. Ein geladenes Teilchen deponiert Energie in beiden Schichten, ein Gammaquant wird nur dann in beiden Schichten nachgewiesen, wenn es in der dünnen ersten COMPTON-Streuung auslöst. Eine Koinzidenz zwischen schneller und langsamer Komponente reduziert somit die Empfindlichkeit auf Gammastrahlung. Die Höhe des Signals der dünnen Schicht ermöglicht zudem die Untersuchung der Rückstreuung von Elektronen. Ein von der zweiten Schicht rückgestreutes Elektron durchquert die erste Schicht zweimal und deponiert dort die doppelte Energie⁶³). Die Rückstreuung hat zwar nur kleine Auswirkungen auf eine D -Messung, ließe sich so aber untersuchen. Wenn die dünne Schicht des Szintillators eine sehr hohe Lichtausbeute besitzt, kann sie auch zum Protonnachweis eingesetzt werden, was einen 4π -Detektor ermöglichen würde. Die Unterscheidung zwischen Elektron und Proton erfolgt über die Koinzidenz zwischen schneller und langsamer Komponente: das Proton gibt nur ein Signal in der ersten Schicht, das Elektron spricht beide Schichten an. Eine andere Möglichkeit der Gammaunterdrückung ist eine Kombination aus Gasdetektor und Szintillator. Eine effiziente Gammaunterdrückung ist auch für die statistische Empfindlichkeit der Messung wichtig.

Die bisher von Trine verwendete Flugzeitmessung erfasste nur das erste eintreffende Stoppsignal. Das ergibt einen exponentiell abfallenden Untergrund, wobei die zusätzlichen Koinzidenzen im Peakbereich zu Abweichungen von der Exponentialfunktion führen, die an den χ^2 -Tests in Abschnitt 3.5.2 bereits erkennbar waren. Die mit einem größeren Zerfallsvolumen höhere Koinzidenzzählrate verstärkt diese Abweichungen. Deshalb sollte der zukünftige Detektor alle Stoppsignale registrieren. Dann ist der Untergrund konstant, und die Koinzidenzen im Peak beeinflussen den Untergrund nach dem Peak nicht.

Die Anforderungen an einen zukünftigen Detektor lassen sich wie folgt zusammenfassen: Vergröße-

⁶³EROZOLIMSKY erwähnte dieses Konzept zur Untersuchung der Rückstreuung in einem Vortrag, setzte es aber nach Kenntnis des Autors bisher nicht um.

zung des Zerfallsvolumens, Vergrößerung der Protonflugstrecke im feldfreien Raum und des Verhältnisses aus Flugstrecke und Durchmesser des Zerfallsvolumens, Verbesserung der Zeitauflösung der Flugzeitmessung, stärkere Segmentierung der Elektrondetektoren mit einer Länge von höchstens ca. 20 cm, wobei nur Detektorkombinationen mit transversaler Spiegelebene verwendet werden dürfen, Reduzierung von Streuzentren auf der Flugstrecke der Elektronen durch Ersetzung der Drahtkammern durch alternative Methoden zur Gammaunterdrückung. Das Projekt wird über den SFB375 fortgesetzt.

Anhang A

Charakterisierung der Detektorkomponenten

A.1 Elektrondetektoren

Zur Justierung und Kalibrierung der Elektrondetektoren wurden vier ^{113}Sn -Quellen¹⁾ mit Aktivitäten von je ca. 80 kBq (am Beginn der Strahlzeit) eingesetzt. Jede Quelle war einem Szintillator zugeordnet und konnte zwischen den beiden Drahtkammern vor dem Szintillator verschoben werden. Während der Datennahme mit Neutronen befanden sich die Quellen außerhalb der äußeren Kammer. Zur Verschiebung der Quellen musste das Vakuum nicht gebrochen werden.

Die Test der Linearität der Szintillatoren am Ende der Strahlzeit wurden mit einer ^{207}Bi -Quelle²⁾ mit der Aktivität 37 kBq durchgeführt.

A.1.1 Justierung für die Szintillatoren

Zur Justierung eines Szintillators müssen die Spektroskopie- und die schnellen Verstärker der beiden Photomultiplier so eingestellt werden, dass die unterschiedlichen Verstärkungen der Photomultiplier und Lichteiteffizienzen ausgeglichen werden. Dazu wurden alle vier ^{113}Sn -Quellen in die Detektormitte geschoben und für jeden Szintillator mit Hilfe der MCA-Karte Trump-2k (EG&G Ortec, verwendete Auflösung 512 Kanäle) Einzelspektren der Photomultiplier nach dem zu justierenden Verstärker ohne Koinzidenz mit Drahtkammern oder dem anderen Photomultiplier aufgenommen. Die Lage der Peaks wurde mit der zur MCA-Software gehörenden Fitfunktion³⁾ ermittelt. Die Spektroskopie- bzw. schnellen Verstärker wurden so eingestellt, dass die Peaklagen für die beiden Photomultipliersignale jeweils möglichst gut übereinstimmten (angestrebte Peaklage in Kanal 55 für den Spektroskopie- und 70 für den schnellen Verstärker). Beispielspektren nach den Spektroskopieverstärkern sind in Abb. A.1 dargestellt.

Es zeigte sich, dass die jeweiligen beiden Photomultiplier der Szintillatoren B und D sehr gut in Übereinstimmung gebracht werden konnten, während die Peakbreite der jeweiligen beiden Photomultiplier der Szintillatoren A und C differierten. Dies kann an unterschiedlich guter optischer Ankopplung oder auch an den Photomultipliern selber liegen. Deshalb wurden in der Zykluspause an den Szintillatoren A und C jeweils der Photomultiplier mit dem breiteren Spektrum ausgetauscht. Dies verbesserte die

¹⁾ ^{113}Sn – Konversionselektronen: 29 % mit 364 keV, 6 % mit 388 keV; γ : 65 % mit 392 keV [Gro00]. Die Quellen bestanden aus einer auf einen Alurahmen gespannter 6 μm Mylar-Folie, auf die in der Radiochemie der TUM kommerzielle 4M HCl-Lösung mit 4 MBq ^{113}Sn je ml (Firma Amersham) getropft und eingetrocknet wurde. Der Rahmen wurde zum Schutz der Probe mit einer weiteren, für die Vakuumtauglichkeit perforierten 6 μm Mylar-Folie bedeckt.

²⁾ ^{207}Bi – Konversionselektronen: 2 % mit 481 keV, 7 % mit 975 keV, 2 % mit 1047 keV; γ : 98 % mit 569 keV, 75 % mit 1063 keV, 7 % mit 1770 keV; die Summe der Emissionswahrscheinlichkeiten übersteigt 100 %, weil Kaskaden auftreten [Gro00]. Es wurde eine kommerzielle Quelle der Firma Amersham verwendet.

³⁾GAUSS-Fit einer von Hand zu markierenden Region of Interest (ROI), wobei der Untergrund durch die ersten und letzten drei Kanäle der ROI definiert und linear angepasst wird [EGG97].

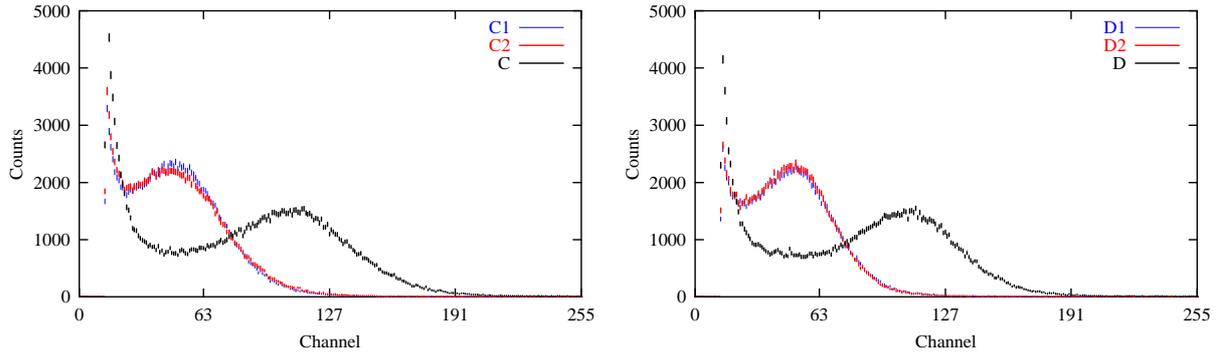


Abb. A.1: Einzel- und Summenspektren ausgewählter Photomultiplier nach dem Spektroskopieverstärker (links C, rechts D; Messzeit je Spektrum 30 s, aufgenommen im zweiten Zyklus am 11.06.2000). Die Summenspektren wurden nach analoger Summation der verstärkten Photomultipliersignale aufgenommen.

Übereinstimmung zwischen den beiden Photomultiplierspektren deutlich, wobei nicht die gleiche Qualität wie bei den Szintillatoren B und D erreicht werden konnte. Abb. A.1 zeigt Spektren aus dem zweiten Zyklus für gute (D) und schlechtere (C) Übereinstimmung zwischen den Photomultiplierspektren. Die Auswirkung auf die Energieauflösung des Summenspektrums wird in Abschnitt A.1.4 diskutiert.

Die so gewonnenen Einstellungen der Verstärker wurden an allen Maschinentagen überprüft und gegebenenfalls nachjustiert. Die beobachteten Drifts lagen stets unter 10 % bezogen auf die Peaklage.

A.1.2 Fitfunktion zur Kalibrierung der Elektrondetektoren

Zur Kalibrierung der Detektoren wurden die Quellen in den Detektor geschoben und mit dem in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Datenaufnahmesystem Ereignisse aufgenommen. Dabei wurde hardwareseitig nur die Erfüllung der 1. Triggerstufe gefordert, d.h. für ein aufzunehmendes Ereignis war nur die Koinzidenz zwischen den Photomultipliern eines Szintillators erforderlich; die Koinzidenz mit einer Drahtkammer wurde nicht verlangt (vergleiche Abschnitt 3.1.3.1).

Softwareseitig können auf die so gewonnenen Daten verschiedene Koinzidenzbedingungen angewandt und die Spektren der Ereignisse, die diese Bedingungen erfüllen, aufgestellt werden. Diese Spektren wurden mit einer GAUSS-Funktion mit exponentiellem Untergrund gefittet:

$$f(\xi) = \frac{f_0}{\xi_0} \exp\left\{-\frac{\xi}{\xi_0}\right\} + \frac{f_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left\{-\frac{(\xi - \xi_1)^2}{2\sigma_1^2}\right\}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei sind ξ der Kanal im Spektrum und $f(\xi)$ die Zahl der Ereignisse in diesem Kanal. Die Parameter ξ_1 und σ_1 sind Erwartungswert und Varianz, f_1 die Fläche unter der GAUSS-Verteilung, ξ_0 die Abfallskonstante und f_0 die Fläche des exponentiellen Untergrunds. Die GAUSS-Funktion zur Beschreibung des Peaks ist physikalisch durch eine POISSON-Statistik mit großer Photonenzahl beim lichtelektrischen Effekt in der Photokathode (mit den nach der Erzeugung im Szintillator bis zur Photokathode geleiteten Photonen) begründet, während die Exponentialfunktion zur Beschreibung des Untergrunds phänomenologisch ist. Für Messungen mit der ^{207}Bi -Quelle wurde (A.1) um eine GAUSS-Funktion erweitert⁴⁾:

$$f(\xi) = \frac{f_0}{\xi_0} \exp\left\{-\frac{\xi}{\xi_0}\right\} + \frac{f_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left\{-\frac{(\xi - \xi_1)^2}{2\sigma_1^2}\right\} + \frac{f_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left\{-\frac{(\xi - \xi_2)^2}{2\sigma_2^2}\right\}. \quad (\text{A.2})$$

Zur Vereinfachung wird angenommen, dass der aus dem Fit gewonnene Parameter f_1 (und analog f_2) direkt als Zahl der Ereignisse im Peak nach Untergrundsabzug verwendet werden kann. Dazu wird

⁴⁾Die Linien bei 975 keV und 1047 keV können von den verwendeten Szintillatoren nicht aufgelöst werden.

vernachlässigt, dass sich die Normierung der GAUSS-Funktion in (A.1) auf das Intervall $(-\infty, \infty)$ und die der Exponentialfunktion auf das Intervall $[0, \infty)$ bezieht, während das Spektrum und auch die physikalisch sinnvollen Werte nur ein Teilintervall umfassen. Zur Energieeichung wird der Wert ξ_1 mit dem gewichteten Mittel der Energien der Konversionselektronen von ^{113}Sn , 368 keV, identifiziert. Bei ^{207}Bi werden die Werte 481 keV mit ξ_1 und 991 keV mit ξ_2 identifiziert.

Zur Durchführung des Fits wurde die im Programmpaket `root` [BRU00] enthaltene Fitbibliothek eingesetzt, die verschiedene Methoden zum Fitten mit mehrparametrischen Funktionen bereitstellt. Die Fitfunktion (A.1) wurde in einem Makro als Funktion mit fünf, (A.2) als Funktion mit acht Parametern beschrieben; zum Fitten der Spektren wurde die χ^2 -Methode von `root` verwendet. Vor dem Fit wurden stets je 32 der 4096 Kanäle des VME-ADCs zusammengefasst, so dass ein Histogramm mit 128 Kanälen entstand. Die im Folgenden angegebenen Zahlenwerte für die Parameter und ihre Fehler sind die Ausgaben von `root` für diese Histogramme, wobei die Ergebnisse wieder auf das Originalspektrum mit 4096 Kanälen skaliert sind.

A.1.3 Bestimmung der Nachweiseffizienz der Drahtkammern

Zur Bestimmung der Nachweiseffizienzen der Drahtkammern wurden die beiden ^{113}Sn -Quellen auf der der zu untersuchenden Drahtkammer gegenüberliegenden Detektorseite in die Detektormitte gebracht. Die anderen Quellen befanden sich außerhalb der äußeren Kammer. Dann wurden mit der in Abschnitt A.1.2 beschriebenen Methode Ereignisse aufgenommen.

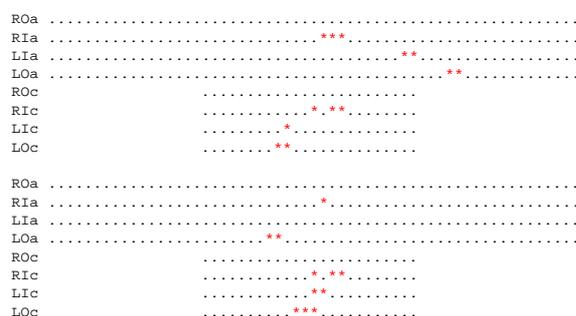


Abb. A.2: Teilchenspuraufzeichnung zweier Ereignisse aus Drahtkammer-Effizienzmessung (oben vollständig, unten ohne WCa). * markiert angesprochene Drähte. Die Quellen befanden sich zwischen WA und WB; Szintillator D triggerte.

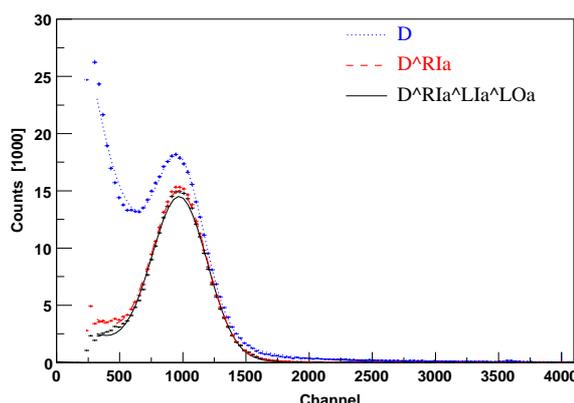


Abb. A.3: ^{113}Sn -Spektrum von Szintillator D für verschiedene Drahtkammerkoinzidenzen (Messung vom 10.07.2000, 970 s). Dargestellt sind Histogramme und Fitfunktionen nach Abschnitt A.1.2.

Aus diesen Ereignissen (siehe Abb. A.2 für zwei Beispiele) werden diejenigen ausgewählt, die einer gewissen Koinzidenzbedingung k genügen (z.B. $k = D \wedge WBa$ bei Verwendung der Proben zwischen den Drahtkammern A und B). Das resultierende Szintillatorspektrum wird mit (A.1) gefittet. Die Effizienz ϵ_i der Drahtkammer i (für das Beispiel $i \in \{WCa, WCa, WDa, WDC\}$) ist dann $\epsilon_i = f_1(i \wedge k) / f_1(k)$. Dabei können verschiedene Bedingungen k gewählt werden; zur Unterdrückung der von den Quellen ausgesandten Gammastrahlung und des Untergrunds muss k jedoch stets mindestens eine Drahtkammer enthalten. In Tab. A.1 sind die für die Ermittlung der Drahtkammereffizienzen von Trine verwendeten Bedingungen am Beispiel der auf der Seite des Szintillators B angeordneten Drahtkammern aufgelistet. Für die Anode WAa wurden die Effizienzen als Mittelwert von $\epsilon_{WAa}^1 = f_1(B \wedge WCa \wedge WAa) / f_1(B \wedge WCa)$ und $\epsilon_{WAa}^2 = f_1(B \wedge WCa \wedge WAa \wedge WBa) / f_1(B \wedge WCa \wedge WBa)$ bestimmt, für die Kathode WAc mit $\epsilon_{WAc} = f_1(B \wedge WCa \wedge WAc) / f_1(B \wedge WCa)$. Für die anderen Drahtkammern und Szintillatoren wurde analog verfahren. Da sich auf einer Detektorseite zwei Szintillatoren befinden, ergeben sich für jede Drahtebene

Bedingung k	ξ_1 [Channels]	σ_1 [Channels]	f_1 [10^5 Counts]	χ^2/ndf
B	1022.7(8)	217.5(7)	2.151(8)	32
B \wedge WCa	1024.4(6)	235.1(6)	2.378(6)	5.1
B \wedge WCa \wedge WAa	1021.9(6)	240.5(6)	2.438(6)	8.3
B \wedge WCa \wedge WBa	1021.9(6)	240.7(6)	2.439(6)	8.3
B \wedge WCa \wedge WAa \wedge WBa	1021.8(6)	240.9(6)	2.439(6)	8.5
B \wedge WCa \wedge WAc	1021.6(6)	240.8(6)	2.427(6)	8.4
B \wedge WCa \wedge WBc	1021.8(6)	240.8(6)	2.438(6)	8.4

Tab. A.1: Koinzidenzbedingungen für die Ermittlung der Drahtkammereffizienzen und der Szintillatorkalibrierung sowie Fitresultate. Gemessen für Szintillator B mit den beiden ^{113}Sn -Quellen zwischen WC und WD am 29.03.2000, Messzeit 600 s. χ^2/ndf gibt die Qualität des Fits an. (Channels – Kanäle des VME-ADC, ndf – Zahl der Freiheitsgrade).

zwei Effizienzen. Die beiden Szintillatoren beziehen sich auf verschiedene Kathoden; Unterschiede zeigen Inhomogenitäten der Kathodeneffizienzen.

Mit dieser Methode treten mitunter Werte $\epsilon > 1$ auf. Eine mögliche Ursache sind Unzulänglichkeiten der Fitfunktion (A.1), welche auch an den großen Werten χ^2/ndf sichtbar sind (für eine graphische Darstellung von Daten und Fitfunktion vergleiche Abb. A.3). Insbesondere ist die Beschreibung des Untergrunds durch eine einfache Exponentialfunktion eine Näherung, die – abhängig von der jeweiligen Koinzidenzbedingung – unterschiedlich gut erfüllt sein kann. Um das Auftreten des physikalisch nicht sinnvollen Wertes $\epsilon > 1$ zu vermeiden, wurde für die schwächste Bedingung stets die größte Fläche des jeweiligen Datensatzes eingesetzt, also z.B. für $f_1(\text{B}\wedge\text{WCa})$ das Maximum von $f_1(\text{B}\wedge\text{WCa})$, $f_1(\text{B}\wedge\text{WCa}\wedge\text{WAa})$, $f_1(\text{B}\wedge\text{WCa}\wedge\text{WBa})$ usw.

Die Drahtkammereffizienzen wurden an jedem Maschinentag gemessen. In Tab. A.2 sind die Resultate für zwei verschiedene Anodenspannungen angegeben. Sie wurden als Mittelung über alle Einzelmessungen bei der jeweiligen Spannung erhalten. Dabei variierten die Einzelwerte jeweils höchstens um 1 %; Drifts traten keine auf. Die mit den beiden oben angegebenen Bedingungen k bestimmten Anodeneffizienzen differierten um 1-2 %. Das ist eine Bestätigung für die Methode.

Tab. A.2 zeigt, dass die Anoden bereits für $U_A = 1700$ V sehr gute Effizienzen aufweisen, während

Drahtebene	1. Zyklus		2. Zyklus	
	$U_A = 1700$ V A, D	$U_A = 1800$ V B, C	$U_A = 1800$ V A, D	$U_A = 1800$ V B, C
WAa	0.99	0.99	1.00	1.00
WBa	0.97	0.97	0.99	0.99
WCa	0.99	0.99	1.00	1.00
WDa	0.96	0.95	0.98	0.98
WAc	0.78	0.78	0.99	0.99
WBc	0.83	0.83	0.99	0.97
WCc	0.41	0.27	0.80	0.89
WDc	0.74	0.72	0.99	0.99

Tab. A.2: Drahtkammereffizienzen von Trine, gemittelt über alle Messungen mit der jeweiligen Anodenspannung U_A (drei Messungen für 1700 V, zwei für 1800 V im ersten Zyklus, zehn im zweiten Zyklus).

die Effizienzen der Kathoden erst ab $U_A = 1800$ V nahe 1 sind. Das liegt an der höheren Kapazität der Kathoden (die influenzierte Ladung ist bei Anoden und Kathoden gleich), so dass eine höhere Gasverstärkung benötigt wird. Weiterhin wurde bei WCc im ersten Zyklus eine deutlich niedrige und vor allem inhomogene Effizienz beobachtet, die vermutlich durch schlechten Kontakt der Verstärkerplatine oder des Delay-Kabels verursacht wurde. Bei der Detektorwartung in der Strahlpause konnte das Problem behoben werden. Wegen der Effizienzen und Inhomogenitäten wurden die Kathoden für die 2. Triggerstufe nicht gefordert. Die inneren Anoden (WBa und WCa) wurden für die 2. Triggerstufe nicht benutzt, weil der Gewinn an Untergrundsunterdrückung gering war.

Es wird angemerkt, dass die in diesem Abschnitt beschriebene Methode nur eine mittlere Effizienz der Drahtkammern angibt, wobei innerhalb einer Kammer die in der Nähe der Quellen befindlichen Drähte stärker gewichtet werden.

A.1.4 Energiekalibrierung und Energieauflösung der Szintillatoren

Zur Energiekalibrierung und Bestimmung der Energieauflösung eines Szintillators wurden die gleichen Daten wie für die Berechnung der Drahtkammereffizienzen verwendet und mit (A.1) gefittet (vergleiche Abschnitt A.1.2 und Tab. A.1). Aus der Varianz σ_1 lässt sich die Halbwertsbreite⁵⁾ $\Delta\xi_1$ berechnen. Wenn ξ_1 mit der Energie identifiziert wird, ergibt sich die Energieauflösung $\Delta E/E$ eines Szintillators zu:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\xi_1}{\xi_1} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\sigma_1}{\xi_1}. \quad (\text{A.3})$$

Tab. A.1 zeigt, dass die mit verschiedenen Koinzidenzbedingungen bestimmten Peakflächen, Halbwertsbreiten und Energieauflösungen voneinander abweichen. Für das Szintillatorspektrum ohne Drahtkammerkoinzidenz liegt das an der fehlenden Gammaunterdrückung. Die Gammaquanten aus den Quellen deponieren im Szintillator meist nur einen Teil ihrer Energie, so dass der Untergrund und nicht auch – wie zunächst erwartet – die Peakfläche erhöht wird. Eine weitere Ursache ist die Beschreibung des Untergrunds durch eine einfache Exponentialfunktion, die beim Einzelspektrum ohne Koinzidenz mit einer Drahtkammer nicht ausreichend ist (vergleiche χ^2/ndf in Tab. A.1). Weil bei der Datennahme für die D-Messung durch die 2. Triggerstufe stets die Koinzidenz zwischen Szintillator und einer Anodenebene gefordert wurde, wird zur Bestimmung der Peaklage und Energieauflösung eines Szintillators für ξ_1 und $\Delta\xi_1$ das Mittel aus den Fits der Koinzidenzspektren mit verschiedenen Drahtebenen eingesetzt, für B z.B. die Koinzidenzbedingungen aus den letzten fünf Zeilen von Tab. A.1.

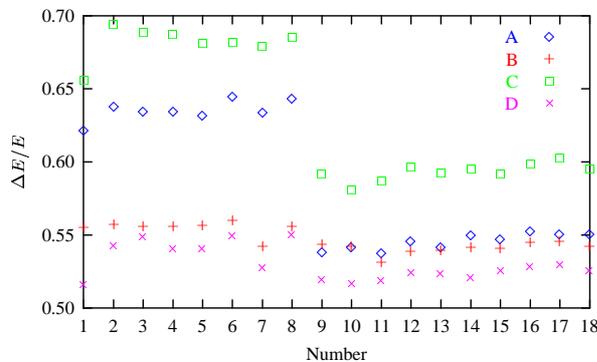


Abb. A.4: Zeitliche Entwicklung der Energieauflösungen der vier Szintillatoren bei 368 keV (Konversionselektronen aus ^{113}Sn). Nummern: 1-8 erster Zyklus: 1 – 29.03.; 2, 3 – 10.04.; 4, 5 – 17.04.; 6-8 – 05.05. (7 – Neutronenstrahl und U_{HV} an, 8 – U_{HV} an); 9-18 zweiter Zyklus (alle mit U_{HV} an): 9 – 22.05.; 10, 11 – 01.06.; 12, 13 – 11.06.; 14, 15 – 21.06.; 16, 17 – 01.07.; 18 – 10.07. An Tagen mit zwei Messungen wurde die zweite nach der Nachjustierung der Photomultiplier-Verstärker aufgenommen.

Die zeitliche Entwicklung der Energieauflösung der vier Szintillatoren – jeweils gemessen an den Maschinentagen – ist in Abb. A.4 dargestellt. Die deutliche Verbesserung der Auflösung für die Szintillatoren A und C zwischen den beiden Zyklen wurde durch das Auswechseln je eines Photomultipliers

⁵⁾FWHM – full width at half maximum.

in der Strahlpause erreicht (vergleiche Abschnitt A.1.1). Die Kleinheit der Schwankungen innerhalb der Zyklen zeigt die Stabilität der Messung. Aus Messung 7 in Abb. A.4 lässt sich folgern, dass die Energieauflösung durch den bei eingeschaltetem Strahl deutlich höheren Untergrund nicht verschlechtert wird.

Die Energieauflösung ist im Vergleich zu mit Plastiksintillatoren erreichbaren Werten von z.B. $\Delta E/E \approx 0.13$ bei $E = 1$ MeV [Bic90] – dort beträgt die Energieauflösung der Szintillatoren von Trine 30 % (Abschnitt A.1.6) – schlecht. Hauptursache sind die Verluste bei Lichtleitung und -auskopplung (vergleiche die Untersuchungen für die Szintillatoren von PERKEO in [Plo00]). Weil die Konversionselektronen über den gesamten Szintillator verteilt auftreten – es wurden die Proben auf der dem Szintillator gegenüberliegenden Detektorseite verwendet –, trägt auch die Ortsabhängigkeit des Elektronennachweises (Abschnitt A.1.5) zu ΔE bei. Für die D -Messung ist die Auflösung ausreichend, weil eine Energieunschärfe zwar die Unsicherheit der Apparatekonstanten erhöht, aber keine falsche Asymmetrie erzeugen kann.

Der zeitliche Verlauf der Peaklage ist nicht dargestellt, da die Peaklage durch das Nachjustieren der Photomultiplier-Verstärker verschoben wird. Bei der Datenanalyse (Abschnitt 3.5) wurde für die Energiekalibrierung der Datensätze zwischen zwei Maschinentagen für jeden Szintillator der Mittelwert aus den beiden Maschinentag-Kalibriermessungen ξ_1^{vor} und ξ_1^{nach} eingesetzt. Die beiden Einzelwerte differierten höchstens um 6 % (in zwei Fällen), meist nur um 1-2 %.

A.1.5 Homogenität der Elektrodendetektoren

Zum Test der Homogenität der Elektrodendetektoren wurden die ^{113}Sn -Quellen zwischen den Drahtkammern WA und WB an fünf verschiedene Positionen⁶⁾ gebracht. Für jede Position wurden – wie in Abschnitt A.1.2 beschrieben – Ereignisse mit dem Datenaufnahmesystem ohne 2. Triggerstufe gesammelt. Dabei wurden je zwei Datensätze aufgenommen, einer, bei dem nur die Szintillatoren A und B starten durften und C und D ausgeschaltet waren, und einer mit den umgekehrten Bedingungen⁷⁾. Anschließend wurde die Messung mit den Quellen zwischen WC und WD vorgenommen. Diese Messungen fanden nach Ende der Strahlzeit statt.

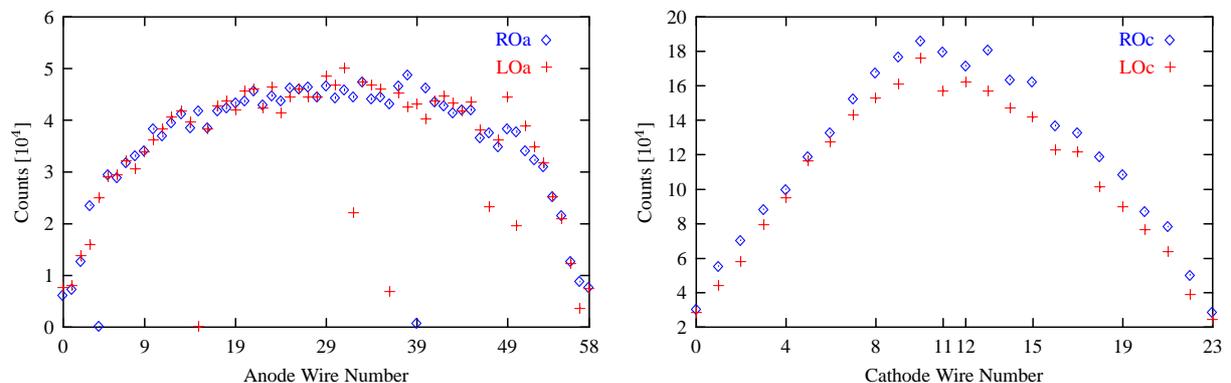


Abb. A.5: Ansprechhäufigkeit der Drahtkammerdrähte für WA und WD. Summiert über die Messungen an den fünf Probenpositionen (Messzeit je Position 325 s).

In Abb. A.5 sind die Trigger der Drähte der äußeren Drahtkammern, summiert über die fünf Messungen, bei der sich die Quellen auf der der Drahtkammer gegenüberliegenden Detektorseite befanden, dargestellt. Weil die Szintillatoren die 1. Triggerstufe bilden, sind die Signale auf den Drähten stets koinzident mit einem Szintillator. Die Form der Gesamtverteilung wird deshalb außer durch die Raumwinkel an den verschiedenen Quellenpositionen auch durch die Homogenität der Szintillatoren bestimmt und

⁶⁾ ± 22 cm, ± 11 cm und 0 cm von der transversalen Detektormittelebene. Die tatsächlichen Positionen waren um ca. 1 cm in Richtung Detektorausgang verschoben

⁷⁾ Die gleichzeitige Messung mit allen vier Szintillatoren wäre nicht effizient, da sich bei dieser Quellenkonfiguration die Raumwinkel für die Szintillatoren A und B stark von denen der Szintillatoren C und D unterscheiden.

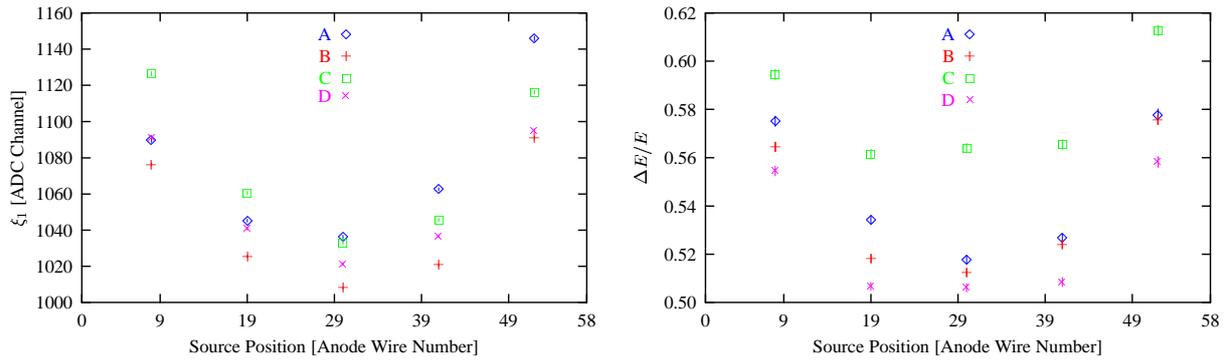


Abb. A.6: Ortsabhängigkeit der Energie und Energieauflösung für die Szintillatoren. Gemessen mit beiden Quellen auf der Seite des jeweiligen Szintillators, Software-Koinzidenzbedingungen $A \wedge W A a$, $B \wedge W A a$, $C \wedge W D a$ bzw. $D \wedge W D a$, Messzeit jeweils 91 s.

soll hier nicht betrachtet werden⁸⁾. Wesentlich ist aber die deutlich abweichende Zählrate auf einzelnen Drähten. Diese wird mit großer Sicherheit durch fehlerhafte Hybridmodule im RMH-System verursacht. Mit einem Pulser konnte gezeigt werden, dass einige Kanäle zwar das Monitor signal für den jeweiligen Draht richtig ausgeben, die Drahtnummer jedoch nicht im Speicher des MemRMH-Moduls erscheint. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die 2. Triggerstufe von Seite der Drahtkammern homogen erfolgt. Softwareseitige Koinzidenzbedingungen dürfen einzelne Drähte jedoch nicht verwenden, da dann Inhomogenitäten durch die defekten Speicherchips auftreten können. Hinreichend große Drahtbereiche sind nach den Erfahrungen aus der Datenanalyse zulässig, weil in einer Ebene meist mehrere Drähte je Ereignis ansprechen (vergleiche z.B. das Ereignis in Abb. A.2); gleichwohl müssen die möglichen Folgen der ausgefallenen Drahtkanäle im konkreten Fall geprüft werden. Wegen fehlender Ersatzteile war ein Austausch der Hybridmodule nicht möglich.

Zur Messung der Ortsabhängigkeit des Energiesignals der Szintillatoren wurden die Quellen auf der Seite des Szintillators verwendet und softwareseitig die Koinzidenz mit der Anodenebene zwischen Szintillator und Quellen angewandt. Peaklage und Energieauflösung in Abhängigkeit vom Probenort sind in Abb. A.6 dargestellt. Beide Größen variieren um bis zu 10 %, aber die Verteilung ist symmetrisch bezüglich der transversalen Detektormittelebene bei Anode 29.

Weiterhin wurden die Peakflächen f_1 als Funktion des Probenortes bestimmt. Um einen Einfluss von Drahtkammerinhomogenitäten auszuschließen, wurde keine Koinzidenz mit den Drahtkammern verwendet. Die Lokalisierung auf dem Szintillator erfolgte damit nur durch die Position und den kleinen Abstand der Quelle vom Szintillator (ca. 6 cm). Die Abhängigkeiten sind in Abb. A.7 links dargestellt. Bei der Interpretation ist zu berücksichtigen, dass die Quellen bei weiter in den Detektor geschobenen Stangen tiefer sitzen⁹⁾. Dadurch ändert sich der Raumwinkel von den Quellen zu den Detektoren. Die Quellenpositionen wurde daher nach der Detektordemontage gemessen und zur Berechnung der positionsabhängigen geometrischen Trefferwahrscheinlichkeiten \mathcal{W} verwendet (durchgezogene Kurven in Abb. A.7 für die beiden oberen Szintillatoren A und D und die unteren B und C). Wegen der schlechten Reproduzierbarkeit der Quellenpositionen sind die berechneten Trefferwahrscheinlichkeiten mit (nicht eingetragenen) Fehlern behaftet. In Abb. A.7 rechts schließlich sind die Nachweiseffizienzen $\epsilon \propto f_1/\mathcal{W}$ der Szintillatoren in Abhängigkeit vom Ort dargestellt. Die Fehlerbalken enthalten nur den statistischen Fehler von f_1 . Weil konstante Faktoren in der Effizienz bei der Datenanalyse herausfallen, wurden die Effizienzen nicht kalibriert. Die in Abb. A.7 dargestellten Größen werden sowohl durch die Konversionselektronen als auch durch die Gammastrahlung aus den Quellen bestimmt, da keine Drahtkammer-

⁸⁾Weil die Drähte alle gleich sind, ist eine systematische Abhängigkeit der Triggerrate von der Drahtnummer nicht zu erwarten.

⁹⁾Der Winkel, mit dem die Stangen die Durchführung durchqueren, hängt von der Lage des Stangenschwerpunkts ab. Diese Abhängigkeit ist nur näherungsweise reproduzierbar. Hinzu kommt die gut reproduzierbare Durchbiegung der Stangen.

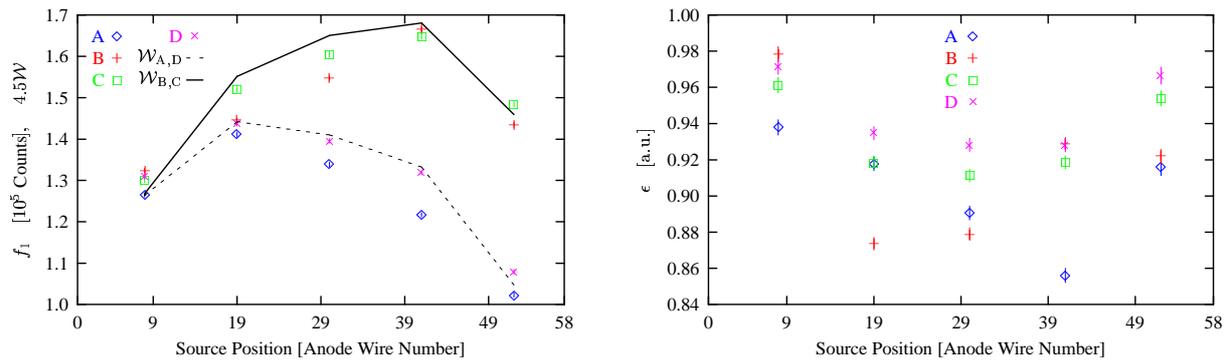


Abb. A.7: Ortsabhängigkeit der Szintillatoreffizienz. Gemessen mit beiden Quellen auf der Seite des jeweiligen Szintillators, ohne Drahtkammerkoinzidenz, Messzeit jeweils 91 s. Links: Gefittete Peakflächen f_1 sowie berechnete und mit dem Faktor 4.5 skalierte geometrische Trefferwahrscheinlichkeiten \mathcal{W} für die jeweiligen Probenpositionen. Die Skalierung dient lediglich der Darstellung von f_1 und \mathcal{W} im selben Diagramm; die berechneten Trefferwahrscheinlichkeiten lagen zwischen 0.2 und 0.4. Rechts: Effizienz $\epsilon \propto f_1/\mathcal{W}$ in willkürlichen Einheiten.

koinzidenz verwendet wurde. Eine Kalibrierung der Effizienz müsste mit einem reinen Elektronemitter, z.B. ^{207}Tl , erfolgen. Hier interessiert jedoch nur die relative Änderung in Abhängigkeit vom Ort.

Die Effizienzen der Szintillatoren C und D zeigen eine symmetrische Ortsabhängigkeit. Die Asymmetrie bei den Szintillatoren A und B ist wahrscheinlich durch Abweichungen der tatsächlichen Probenpositionen von den in der Berechnung der \mathcal{W} verwendeten verursacht: Im Messpunkt 19 in Abb. A.7 liegt die Effizienz von A oberhalb, die von B jedoch unterhalb der bei Symmetrie erwarteten Kurve, was auf eine höhere Probenposition hindeutet. Das Umgekehrte gilt in Messpunkt 41. In dieser Arbeit wird deshalb und wegen der gleichen geometrischen Gestalt der vier Szintillatoren davon ausgegangen, dass die Szintillatoren A und B die gleiche Symmetrie wie die Szintillatoren C und D zeigen¹⁰⁾.

Insgesamt zeigt sich, dass Energiesignal, Auflösung und Effizienz der Szintillatoren ortsabhängig, aber bezüglich der transversalen Detektormittelebene symmetrisch sind. Ursache ist die mit der Strecke exponentielle Abschwächung des Lichts bei der Lichtleitung. Entsteht des Szintillationslicht in der Nähe eines Photomultipliers, wird der in Richtung dieses Photomultipliers geleitete Teil nahezu vollständig nachgewiesen, während in der Mitte des Szintillators entstehendes Licht bei der Leitung zu beiden Photomultipliern exponentiell abgeschwächt wird. Dadurch sind Peaklage und Effizienz in der Mitte niedriger und die Energieauflösung schlechter als an den Enden des Szintillators.

A.1.6 Linearität

Zum Test der Linearität der Szintillatoren wurde nach Ende der Strahlzeit eine ^{207}Bi -Quelle in die Detektormitte (innere Kammer) gebracht und Ereignisse mit dem Datenaufnahmesystem ohne 2. Triggerstufe aufgenommen. Die Spektren für Szintillator B und verschiedene softwareseitig angewandte Koinzidenzbedingungen sind in Abb. A.8 dargestellt. In den Spektren zeigt sich der Nutzen der Drahtkammern, weil bei ^{207}Bi ein höherer Anteil von Gammaquanten entsteht als bei ^{113}Sn und dadurch die Peaks im Rohspektrum einen hohen Untergrund haben.

Die Quellenposition bei dieser Messung hatte einen anderen Raumwinkel zu den Szintillatoren als die bei den Messungen mit den ^{113}Sn -Quellen verwendeten Positionen. Wegen der Ortsabhängigkeit von Peaklage und -breite sind somit die entstehenden Spektren nicht direkt vergleichbar. Um die Linearität

¹⁰⁾Die Messung wird mit einer anderen Probenaufhängung mit konstanter Höhe wiederholt werden. Eine solche Aufhängung existierte bei Trine β , konnte aber bei Trine wegen des kleineren Abstandes zwischen den Drahtkammern nicht eingesetzt werden. In diesem Zusammenhang wird auch eine Messung der Ortsabhängigkeit unter Verwendung der 2. Triggerstufe durchgeführt werden, um die Homogenität der RMH-Monitoringensignale direkt nachzuweisen.

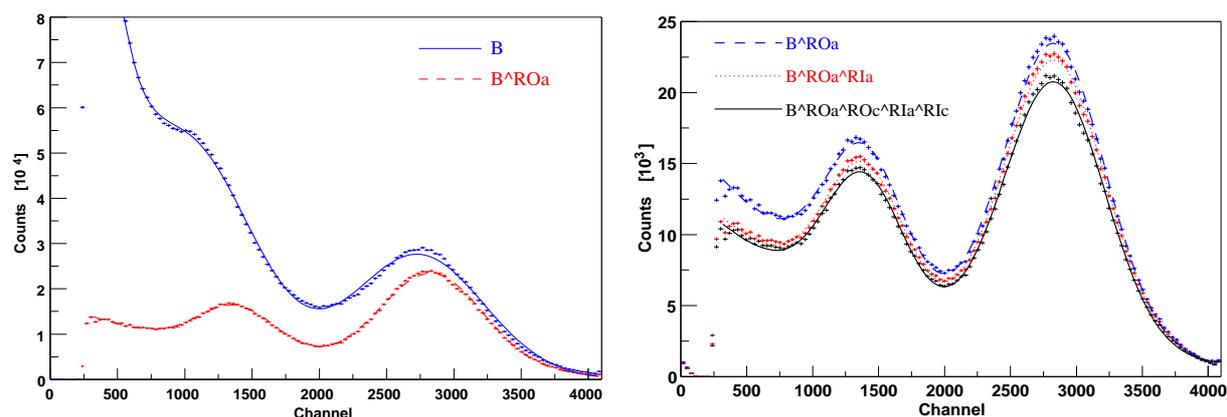


Abb. A.8: ^{207}Bi -Spektren von B für verschiedene Drahtkammerkoinzidenzen (Messung am 12.07.2000, 4743 s). Dargestellt sind Histogramme und Fitfunktionen nach Abschnitt A.1.2.

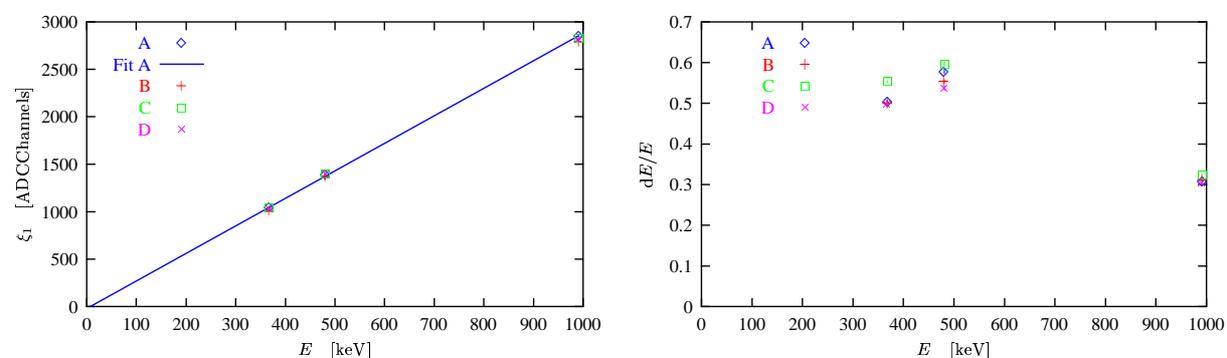


Abb. A.9: Energieabhängigkeit von Peaklage und Energieauflösung der Szintillatoren, gemessen mit den Quellen ^{113}Sn (368 keV) und ^{207}Bi (481 keV und 991 keV). Die Peaklagen von A wurden linear gefittet.

der Szintillatoren testen zu können, wurde deshalb die Koinzidenz mit einem 6 cm breiten Anodenstreifen in der Mitte der jeweils direkt am Szintillator befindlichen Drahtkammer gefordert. Die resultierenden Spektren für die Messungen mit ^{207}Bi wurden mit (A.2) gefittet, die von ^{113}Sn mit (A.1). Peaklagen und Energieauflösungen der Szintillatoren für die insgesamt drei Energien sind in Abb. A.9 dargestellt.

Das Energiesignal der Szintillatoren ist über den untersuchten Bereich linear; allerdings ist die Aussagekraft von nur drei Messpunkten gering. Die Energieauflösung ist umgekehrt proportional zur Wurzel der beim Photoeffekt in der Photokathode erzeugten Elektronen und nimmt deshalb mit der Energie der eintreffenden Teilchen zu. Die Abweichung des Wertes bei 481 keV von dieser Gesetzmäßigkeit wird dadurch verursacht, dass die Konversionselektronen aus K- und L-Schale emittiert werden können, deren Energien bei Bi weiter auseinander liegen als bei Sn. Damit ist die Breite der Energieverteilung der Konversionselektronen vor ihrer Detektion im Szintillator für ^{207}Bi größer als für ^{113}Sn . Das gilt zwar auch für die 991 keV-Elektronen von ^{207}Bi , dort ist jedoch die auf die Energie bezogene Verbreiterung geringer. Weiterhin kann die unvollständige Unterdrückung der intensiven Gammalinie bei 569 keV bzw. der durch diese Gammaquanten erzeugten Sekundäreffekte die Breite des Peaks bei 481 keV erhöhen.

A.2 Protonnachweis

A.2.1 Fokussierung

Die Fokussierelektrode wurde mit dem Programm Simion 6.0 [DAH88] optimiert. In Abb. A.10 sind das Potenzial sowie Trajektorien für verschiedene Protonenergien dargestellt.

Im Bereich des Neutronenstrahls beträgt das Potenzial höchstens 20 V. Diese Zahl ist jedoch mit einer

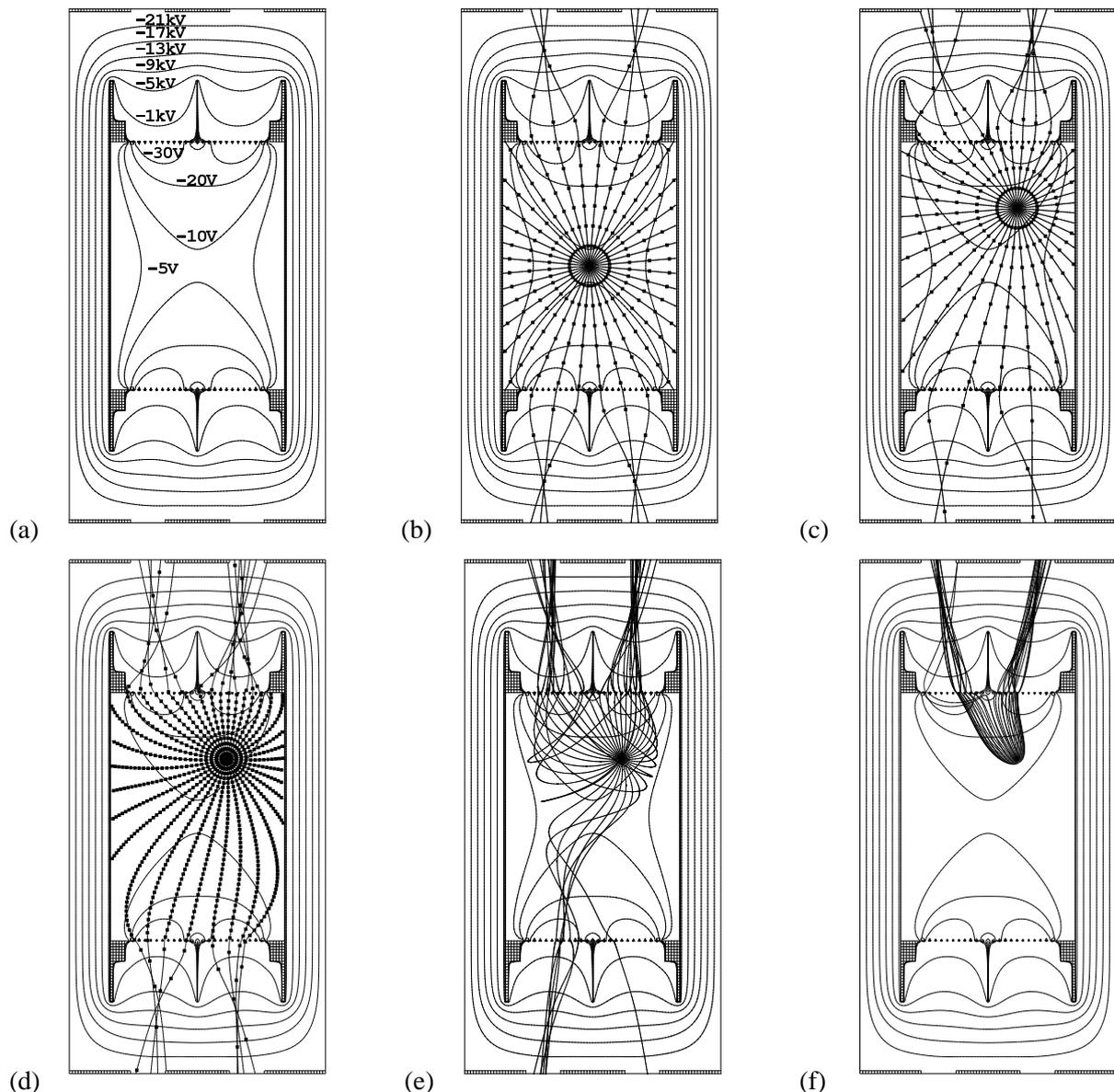


Abb. A.10: Protonfokussierung bei Trine. (a) Potenzialverlauf, (b-f) Trajektorien für verschiedene Protonenergien: (b), (c) 400 eV, (d) 25 eV, (e) 7.5 eV, (f) 1 eV. Die Quadrate an den Trajektorien markieren Schritte von $0.05 \mu\text{s}$ Flugzeit (für (e) und (f) weggelassen). Zur besseren Übersicht wurde der Elektrode das Potenzial 0 V und der Detektorkammer das Potenzial -25 kV zugewiesen.

gewissen Unsicherheit behaftet, weil sie von der Beschreibung des Gitters bei der Simulation abhängt. Wegen der endlichen Auflösung bei der Diskretisierung der Geometrie können die feinen Gitter nicht maßstabgerecht beschrieben werden. Zudem wurde für die Simulation kein Gitter eingesetzt, sondern nur Drähte senkrecht auf der Zeichenebene von Abb. A.10. Die Ergänzung der Querdrähte würde das Potenzial im Inneren der Elektrode weiter reduzieren, so dass der Wert von 20 V eine obere Abschätzung ist.

Entsprechend werden die Trajektorien für Protonen mit kinetischen Energien von mehr als 25 eV durch das Potenzial in der Elektrode kaum beeinflusst, während Protonen mit niedrigeren Energien, abhängig vom genauen Zerfallsort, zum Teil nicht aufgrund ihrer ursprünglichen Flugrichtung nachgewiesen werden. In Abschnitt 2.5.3.5 wurde gezeigt, dass dies zu einer Reduzierung der tatsächlichen Asymmetrie D führt. Nach Abb. A.10 betrifft das aber nur einen Teil der Protonen mit weniger als 25

eV, wobei der Anteil um so höher ist, je näher am Gitter der Zerfall stattfindet. Für alle anderen kann das Fenster in der Elektrode von $24 \times 25 \text{ mm}^2$ als aktive Fläche des Protonendetektors angesehen werden, weil alle Protonen, die dieses Fenster erreichen, auf eine PIN-Diode fokussiert werden.

A.2.2 PIN-Dioden

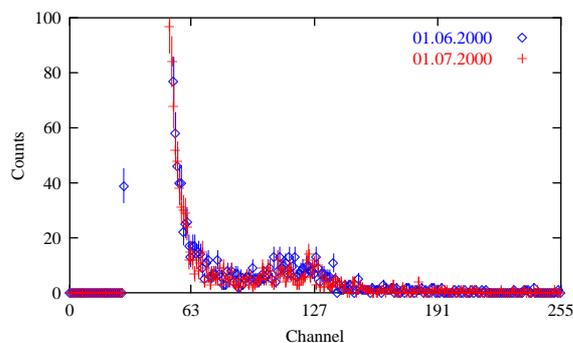


Abb. A.11: Untergrundspektren der PIN-Diode a05 an zwei Tagen, $U_{\text{HV}} = 25 \text{ kV}$, Messzeit je 30 s.

An jedem Maschinentag wurden Untergrundspektren der PIN-Dioden aufgenommen. Dazu wurde der Neutronenstrahl ausgeschaltet und das Signal direkt nach dem PIN-Spektroskopieverstärker oder nach dem mit einem künstlichen Gate freigeschalteten Multiplexer mit Hilfe der MCA-Karte Trump-2k (genutzte Auflösung 512 Kanäle) aufgenommen. Zwei Spektren für PIN-Diode a05 sind in Abb. A.11 dargestellt. Der schwach ausgeprägte Peak bei Kanal 100 wurde durch Protonen erzeugt, die durch die Hochspannung U_{HV} aus an der Elektrode adsorbierten Restgasmolekülen herausgeschlagen und beschleunigt wurden. Er wurde zur Einstellung der Spektroskopieverstärker ausgenutzt. Im Verlauf der Strahlzeit wurde die Peakfläche kleiner, weil die Elektrode durch die Hochspannung und kontinuierliches Pumpen gereinigt wurde. Die Triggerschwellen wurden so eingestellt, dass sie einen großen Teil des Rauschens abschnitten. Weil aber noch nachträglich Softwareschnitte in das PIN-Dioden-Spektrum möglich sind (vergleiche Abschnitt 3.4.2), wurden die Schwellen relativ niedrig eingestellt. Dadurch konnten auch bei den Messungen mit $U_{\text{HV}} < 25 \text{ kV}$ im ersten Zyklus Daten aufgenommen werden. Es zeigte sich, dass die Datennahme ab $U_{\text{HV}} = 18 \text{ kV}$ möglich ist, wobei hier die Nachweiseffizienz kleiner und Signal und Rauschen nicht vollständig getrennt sind, was zu einem schlechten Peakfläche-Untergrund-Verhältnis im Flugzeitspektrum führt.

Die Peaklagen und Triggerschwellen aller PIN-Dioden waren außerordentlich stabil, so dass während des gesamten zweiten Zyklusses keine Nachjustierung der Verstärker vorgenommen werden musste. Wegen des Hochspannungsproblems im ersten Zyklus (Abschnitt 3.2) wurden gegen Ende dieses Zyklusses die Schwellen einiger PIN-Dioden erhöht, weil deren Rauschen stark zugenommen hatte. Schließlich mussten einige Dioden ausgeschaltet werden (siehe Tab. 3.7).

A.2.3 Zeitauflösung der Flugzeitmessung

Die Zeitauflösung der Flugzeitmessung wird durch die Elektronik der PIN-Dioden bestimmt, weil für die kleinen Signale der PIN-Dioden lange Integrationszeiten im Verstärker (mehrere μs) erforderlich sind, was durch den Nulldurchgangsdiskriminator nur teilweise kompensiert werden kann (vergleiche Abschnitt 3.1.3, insbesondere Fußnote ¹⁴). Zur Messung der Zeitauflösung kann deshalb der Szintillator vernachlässigt werden. Das Trigger OUT eines Pulsers wurde anstatt des Triggersignals des Szintillators verwendet und das Analogsignal des Pulsers auf Testeingänge an den Vorverstärkern der PIN-Dioden gegeben. Mit dieser Anordnung wurden TAC-Spektren für verschiedene Verzögerungszeiten zwischen Trigger OUT und Analogsignal aufgenommen. Die Spektren wurden mit einer GAUSS-Funktion ((A.1) ohne exponentiellen Untergrund) gefittet. Damit lassen sich Linearität und Zeitauflösung der Flugzeitmessung testen.

Die Messungen wurden bei der ersten Trine-Strahlzeit 1999 durchgeführt. Die von der Verzögerung unabhängige Zeitauflösung betrug im Mittel $0.70(5) \mu\text{s}$ (FWHM), wobei der Fehler den Abweichungen zwischen den verschiedenen Hauptverstärkern Rechnung trägt. Die Linearität war in allen Fällen sehr gut.

A.3 Magnetisches Führungsfeld

Das Magnetfeld im Zerfallsvolumen wurde am Beginn der Strahlzeit ohne eingebaute innere Kammer und am Ende der Strahlzeit mit dem vollständig aufgebauten Detektor gemessen. Für die Messungen wurde der Sensor MAG03-MS der Firma Bartington Instruments mit einem Messbereich bis $500 \mu\text{T}$ verwendet (Stromversorgung/Verstärker MAG03-PSU). Dieser Sensor erlaubt die gleichzeitige Messung des Magnetfeldes in x -, y - und z -Richtung. Die Genauigkeit der Achsausrichtung wird mit $< 0.1^\circ$ angegeben, die Kalibriergenauigkeit mit $\pm 0.5\%$. Gemessen wird eine zum Magnetfeld proportionale Spannung $U = 20\text{mV}/\mu\text{T} \cdot B$ mit einem Linearitätsfehler von $< 0.0015\%$ [BAR00].

Beträgt das Magnetfeld an der Messposition (B_x, B_y, B_z) und weicht die Achse der y -Sonde von der y -Richtung um den Winkel δ in z -Richtung ab, so wird der Wert $B_y^+ = B_y + B_z \sin \delta$ gemessen. Der Offset $B_z \sin \delta$ kann die Messung von B_y wegen $B_z \gg B_y$ verfälschen. Er lässt sich beseitigen, wenn in jedem Messpunkt auch der Wert $B_y^- = -B_y + B_z \sin \delta$ mit um 180° um die z -Achse gedrehter Sonde gemessen wird. Es gilt dann $B_y = (B_y^+ - B_y^-)/2$. Deshalb wurden in jedem Messpunkt die Werte für beide Sondenorientierungen bestimmt. Aus dem Offset wurde $\delta \approx 0.05^\circ$ bestimmt, was der vom Hersteller spezifizierten Genauigkeit der Achsausrichtung genügt. Für B_z ist diese Methode wegen $B_x, B_y \ll B_z$ nicht erforderlich.

Weil die x -Sonde des verfügbaren Sensors defekt war, wurde die y -Sonde für B_x und B_y eingesetzt, so dass in jedem Messpunkt insgesamt vier Sensororientierungen gemessen werden mussten. Alle Messungen wurden mit eingeschalteter Elektronik vorgenommen, wobei die Ströme in den Drahtkammer- und PIN-Dioden-Vorverstärkern (von der Größenordnung 1 A) nur einen geringen Einfluss hatten.

In Abb. A.12 sind die Verläufe des Magnetfeldes entlang der Achsen $(-3 \text{ mm}, 6 \text{ mm}, z)$, $(-3 \text{ mm}, -1 \text{ mm}, z)$ und $(3 \text{ mm}, 14 \text{ mm}, z)$ für ein- und ausgeschalteten Strom in der Führungsfeldspule dargestellt (Koordinatensystem wie in Abschnitt 3.1.2.3 definiert). Die Fehler waren klein gegen die Ortsabhängigkeit des Feldes (vergleiche die Sensorspezifikationen) und sind daher nicht eingetragen. Messungen entlang weiter von der Detektorachse entfernter Achsen waren wegen der Sensorabmessungen nicht möglich. Als Mittelwert über alle Messungen in der Zerfallsregion ergab sich das Magnetfeld $(0.41, -0.23, 138) \mu\text{T}$; die mittlere Abweichung von der Detektorachse betrug damit 0.2° . Der Messwert mit der größten Abweichung von der Detektorachse war $(0.65, -0.55, 140) \mu\text{T}$ und hatte eine Abweichung von 0.27° . Als obere Abschätzung der Abweichung des Magnetfeldes von der Detektorachse über das Zerfallsvolumen wird deshalb der Wert 0.3° verwendet. Die Inhomogenität des Feldes wurde wahrscheinlich durch magnetische Bauteile hervorgerufen, für die keine kommerziell verfügbare Alternative existierte¹¹⁾.

Zum Vergleich wurde das Erdmagnetfeld 1 m hinter dem Detektorende gemessen; es betrug $(-16, 17, 8.8) \mu\text{T}$.

¹¹⁾Dies betraf zwei Passstifte.

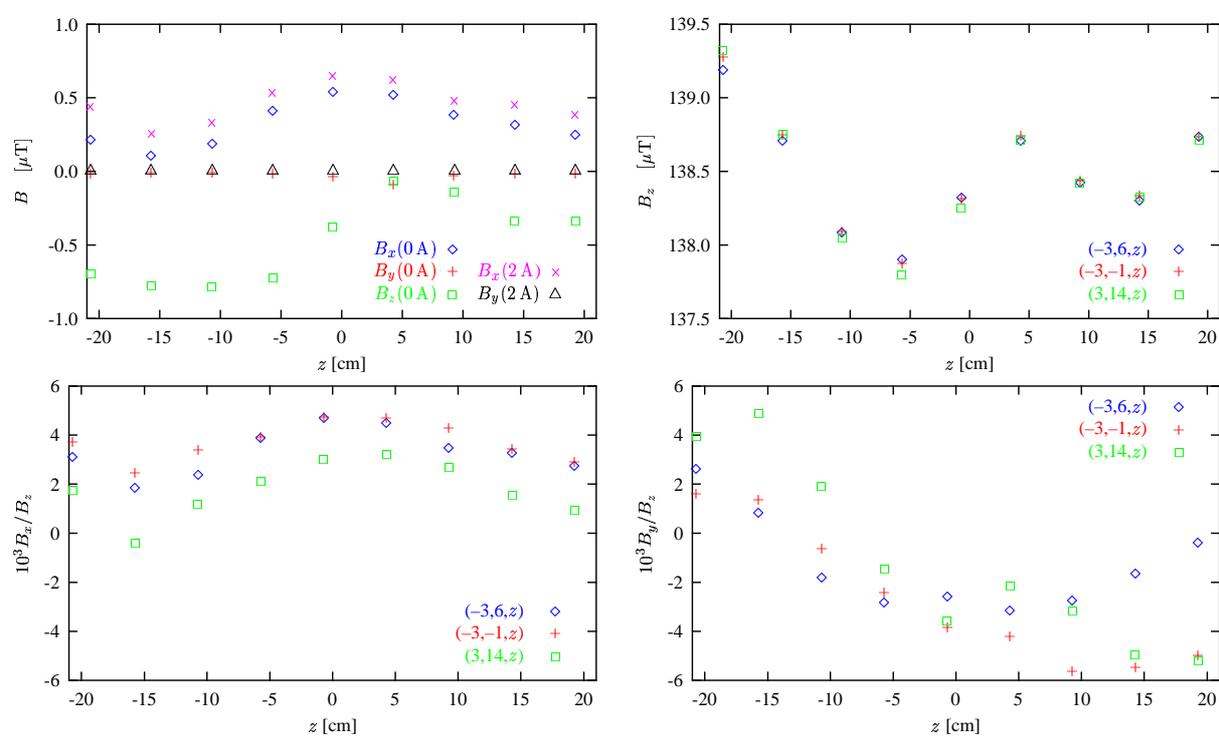


Abb. A.12: Magnetfeldverlauf im Zerfallsvolumen. Oben links: B_x , B_y , B_z bei $I_{\text{Spule}} = 0\text{ A}$, B_x , B_y bei $I_{\text{Spule}} = 2\text{ A}$ auf der Achse $(-3\text{ mm}, 6\text{ mm}, z)$; oben rechts: B_z bei $I_{\text{Spule}} = 2\text{ A}$ auf verschiedenen Achsen. Unten: B_x/B_z (links) und B_y/B_z (rechts) auf verschiedenen Achsen (Achskoordinaten in mm).

Anhang B

Simulationen zur Optimierung der Strahlführung

Die Trine β -Messung wurde mit einem Superspiegel-Polarisator mit dem Querschnitt $3 \times 5 \text{ cm}^2$ von SCHÄRPF [SCH89a, SCH89b] durchgeführt. Am PF1 stehen mehrere dieser Polarisatoren und der in Abschnitt 3.1.4 beschriebene fokussierende Polarisator zur Verfügung. Für die Messung mit Trine war der Polarisator auszuwählen, der die höchste Neutronendichte im Detektor liefert¹⁾.

Im Fokuspunkt des fokussierenden Polarisators kann etwa der doppelte Fluss wie beim Polarisator von SCHÄRPF erwartet werden²⁾. Wegen der stets vorhandenen Divergenz eines Neutronenstrahls ist die größere leuchtende Fläche (am 6 cm breiten Neutronenleiter des Strahlplatzes PF1 maximal $6 \times 11.4 \text{ cm}^2$ abzüglich des 6 mm hohen Streifens zwischen den beiden Einzelpolarisatoren) ein weiterer Vorteil des fokussierenden Polarisators. Weil der Detektor wegen des im Fokuspunkt zu hohen Untergrunds in einer größeren Entfernung vom Polarisator aufgestellt werden muss, ist der tatsächliche Gewinn durch die Fokussierung nicht offensichtlich. Deshalb wurde die optimale Konfiguration durch eine Monte-Carlo-Simulation bestimmt, die auch das Blendsystem mit einschloss.

Die Beschreibung der Polarisatoren erfolgte in einem einfachen von SCHRECKENBACH vorgeschlagenen Modell [SCH00]: Jeder Punkt der leuchtenden Fläche (bzw. Flächen) des Polarisators emittiert einen Kegel von Neutronen, wobei die Richtung der Kegelachse der Hauptstrahlrichtung der leuchtenden Fläche entspricht. Der Winkel α zwischen Kegelachse und Mantelfläche (Divergenz) hängt von der Wellenlänge λ des Neutrons und dem den Neutronenleiter bzw. Polarisator charakterisierenden Wert m ³⁾ ab:

$$\alpha = 1.7 \cdot 10^{-4} m \lambda [\text{\AA}]. \quad (\text{B.1})$$

Innerhalb der so definierten Divergenz werden die Neutronen gleichverteilt emittiert.

Als Neutronenspektrum wurde für beide Polarisatoren ein von PERKEO nach dem Polarisator von SCHÄRPF gemessenes Spektrum [ZIM00a], angepasst durch die heuristische (nichtnormierte) Verteilungsfunktion

$$f(\lambda) = (\lambda - \lambda_0)^{1.25} e^{-(\lambda - \lambda_0)/\lambda_1}, \quad \lambda \geq \lambda_0$$

mit der Startwellenlänge $\lambda_0 = 2.1 \text{ \AA}$ und der Abfallwellenlänge $\lambda_1 = 1.52 \text{ \AA}$, verwendet. Wegen fehlender Messwerte wurde angenommen, dass die Transmissionen der beiden Polarisatoren übereinstimmen.

¹⁾Bei der Messung mit Trine β konnte der fokussierende Polarisator wegen seiner großen Divergenz – zur ohnehin vorhandenen Divergenz des Neutronenstrahls von ca. 1 cm/m kommt die durch die Fokussierung erzeugte Divergenz von ca. 1.5 cm/m – nicht eingesetzt werden.

²⁾ZIMMER und NESVISHEVSKY bestimmten in verschiedenen Aufbauten den Fluss z.B. 3 m hinter dem fokussierenden Polarisator. Die Daten differieren jedoch um den Faktor 2 und sind damit nicht verwendbar [ZIM00a].

³⁾ m bestimmt über (B.1) die Divergenz eines Leiters. (B.1) ist so gewählt, dass $m = 1$ einem Leiter aus Nickel entspricht. Heute gebräuchliche Superspiegelleiter haben $m = 2$ und mehr.

Die Neutronenflüsse an den Polarisatorausgängen sind dann gleich. m war nicht bekannt. Für Polarisatoren an Nickelleitern ist $m = 2$ typisch. Die Divergenz nach dem Polarisator hängt aber auch von der Krümmung und den Unebenheiten der Polarisatorspiegel ab, die größer als bei Neutronenleiterspiegeln sind. Deshalb wurde $m = 2.5$ eingesetzt. Mit diesem Wert für m konnten die bei Trine β gemessenen Flussdaten reproduziert werden. Dazu wurde der bei der Strahlzeit von Trine β (1999) am Polarisatorausgang gemessene Fluss von $1.0 \cdot 10^9$ n/cm²s zur Kalibrierung des Programms verwendet und der Fluss nach dem ersten Blendenpaar 2.0 m hinter dem Polarisatorausgang berechnet. Das Resultat $2.7 \cdot 10^8$ n/cm²s stimmt sehr gut mit dem Messwert $2.59 \cdot 10^8$ n/cm²s überein. Wegen der Vielzahl der eingehenden Parameter (z.B. im Spektrum) ist dieser Test jedoch nicht sehr aussagekräftig. Die Berechnungen wurden daher auch mit $m = 1.7$ durchgeführt, was jedoch eine deutlich schlechtere Übereinstimmung mit den Daten von Trine β lieferte⁴⁾.

Für beide Polarisatoren wurden nun der Abstand zwischen Polarisator und Detektor und die Blendengröße am Polarisatorausgang (zur Reduzierung der leuchtenden Fläche) variiert. Die Blende am Detektoreingang (10 cm vor Beginn der inneren Kammer) wurde jeweils so gewählt, dass von keinem Punkt der Blende am Polarisatorausgang direkte Sicht auf Material im Detektor bestand (geometrische Kollimierung).

Mit diesen Annahmen zeigte sich, dass bei beiden Polarisatoren die volle leuchtende Fläche ausgenutzt werden muss. In der jeweils optimalen Entfernung zwischen Polarisator und Eintrittsblende ist die mit dem fokussierenden Polarisator erreichbare Neutronenzahl im Detektor ca. um den Faktor 1.7 höher als beim Polarisator von SCHÄRPF. Gegenüber der Strahlführung von Trine β ergibt sich ein Gewinnfaktor von 4.7 bei der geometrisch möglichen und von 4.1 bei der tatsächlich eingesetzten Blende (die ist in x - und y -Richtung je 1 mm kleiner, um Toleranzen auszugleichen). Die Gewinnfaktoren beziehen sich auf $m = 2.5$.

Die optimale Entfernung zwischen fokussierendem Polarisator und Blende beträgt 2.75 m bei $m = 2.5$ und 3 m bei $m = 1.7$, wobei die Verteilung breit ist (z.B. ist die Neutronenzahl bei $m = 1.7$ in 2.75 m Entfernung nur 1 % niedriger als in 3 m Entfernung bei jeweils maximaler Eintrittsblende). Das Maximum liegt hinter dem geometrischen Fokuspunkt, weil der höhere Fluss bei geringerem Abstand die nötige Verkleinerung der Blende nicht vollständig kompensiert. Für die leuchtende Fläche des Polarisators von 6.0×11.4 cm² ergeben sich in dieser Konfiguration die Abmessungen der Eingangsblende zu 17.8×36.9 mm² (ohne Berücksichtigung von Toleranzen).

⁴⁾Für den Herbst 2000 waren am ILL Vergleichsmessungen mit allen vorhandenen Polarisatoren (Transmission, Divergenz, transmittiertes Spektrum, Polarisation) geplant [NES00]. Mit diesen Daten wird eine verlässlichere Beschreibung der Polarisatoren durch die Simulation möglich sein.

Anhang C

Bestimmung der Polarisation

Die Polarisation der Neutronen wurde vor und nach der Datennahme bestimmt (am 15.03.2000 von BECK und ZIMMER und am 10.07.2000 von ZIMMER und dem Autor). Der Aufbau der Messungen (Abb. C.1) war in beiden Fällen gleich. Die im Folgenden angegebenen Parameter beziehen sich auf die zweite Messung.

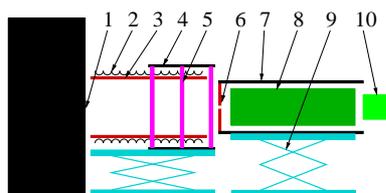


Abb. C.1: Aufbau der Polarisationsmessung (schematisch): 1 – Kreuzstück am Detektorende, 2 – Spule, 3 – B₄C-Gummi, 4 – Eisenplatten, 5 – Stabmagnete, 6 – Eintrittsblende, 7 – Eisenjoch des Analysators, 8 – Analysator, 9 – Hubtisch, 10 – Zählrohr. Bei der zweiten Messung wurden die beiden Hubtische synchron verstellt.

Das longitudinale Führungsfeld hinter dem Kreuzstück am Detektorausgang (u in Abb. 3.8) wurde in einer Spule auf 4.6 mT verstärkt und mit durch Stabmagneten verbundenen Eisenblechen in ein transversales Feld überführt. Dahinter befanden sich ein Analysator und ein Zählrohr mit einer Nachweiseffizienz von $\epsilon = 8 \cdot 10^{-5}$ für kalte Neutronen. Die geringe Effizienz ist erforderlich, um eine $1/v$ -Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit zu realisieren¹⁾ und um den hohen Neutronenfluss verkraften zu können. Der Eintrittsspalt am Analysator war 2.9 cm breit, 1 cm hoch und ca. 30 cm vom T-Stück-Ausgang entfernt. Für die Messung wurde die gesamte Anordnung durch den Neutronenstrahl gefahren, um die Verteilung der Polarisation entlang der y -Richtung bestimmen zu können. In jedem Messpunkt y wurden die Zählraten $\dot{N}_{\text{aus}}(y)$ und $\dot{N}_{\text{ein}}(y)$ für aus- und eingeschalteten Spinflipper bestimmt. Die Messzeiten wurden so variiert, dass die Fehler der Zählraten von der gleichen Größenordnung waren, und lagen zwischen 10 und 30 s für den aus- und zwischen 100 und 400 s für den eingeschalteten Spinflipper. Um die Auswirkung von Drifts zu unterdrücken, wurden für jeden Messpunkt $\dot{N}_{\text{aus}}^1(y)$, $\dot{N}_{\text{ein}}(y)$ und $\dot{N}_{\text{aus}}^2(y)$ in dieser Reihenfolge bestimmt und der Mittelwert aus \dot{N}_{aus}^1 und \dot{N}_{aus}^2 verwendet. Die Untergrundzählrate \dot{N}_{bg} wurde an verschiedenen Messpunkten bei geschlossenem Eintrittsspalt bestimmt (bei der ersten Messung wurde der Untergrund vernachlässigt).

Die Komponenten Quelle Q , Polarisator \mathbf{P} , Spinflipper \mathbf{S} und Zählrohr Z lassen sich in einem zweidimensionalen Vektorraum wie folgt darstellen:

$$Q = \frac{\dot{n}}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{P} = \frac{T_P}{2} \begin{pmatrix} 1+P & 0 \\ 0 & 1-P \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 1-S & S \\ S & 1-S \end{pmatrix}, \quad Z = \begin{pmatrix} \epsilon & \epsilon \end{pmatrix}.$$

Dabei sind \dot{n} die Zahl der eintreffenden Neutronen je Zeiteinheit, T_P die (spinunabhängige) Transmission und P die erzeugte Polarisation des Polarisators und S die Spinflippeffizienz. Die Matrix für den

¹⁾Die Zerfallswahrscheinlichkeit für ein Neutron der Geschwindigkeit v ist proportional zu $1/v$. Der Analysator verformt jedoch das Spektrum der Neutronen. Dieser Effekt wird hier vernachlässigt. Mit dieser Näherung entspricht die gemessene Polarisation der mittleren Polarisation der zerfallenen Neutronen.

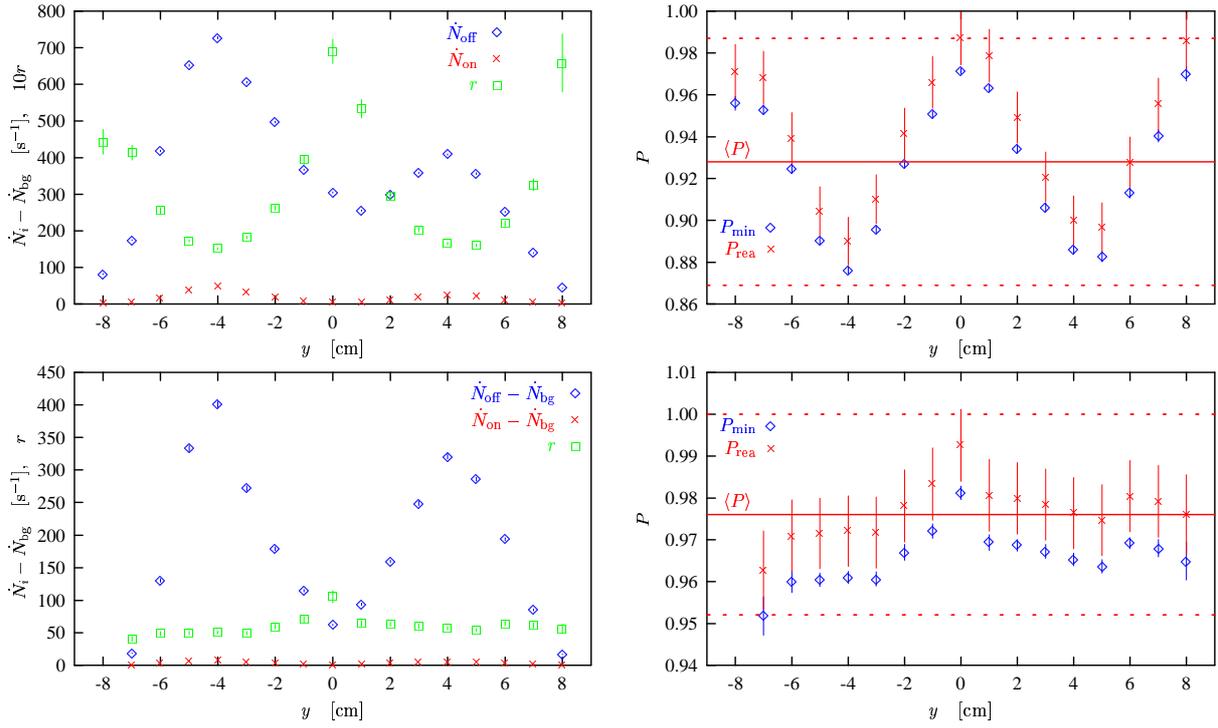


Abb. C.2: Zählraten, Spinflipverhältnis (links oben mit dem Faktor 10 gestreckt) und Polarisation in Abhängigkeit von der Analysatorhöhe vor (oben) und nach (unten) der Datennahme. $y = 0$ entspricht der Strahlachse.

Analysator mit der erzeugten Polarisation A wird analog zu der für den Polarisator gebildet (wenn beide die gleiche Orientierung besitzen).

Die idealen Zählraten für aus- und eingeschalteten Spinflipper sind dann:

$$\dot{\mathcal{N}}_{\text{off}} = ZAPQ \quad \text{bzw.} \quad \dot{\mathcal{N}}_{\text{on}} = ZASPQ.$$

Das Spinflipverhältnis ist $r := \dot{\mathcal{N}}_{\text{off}}/\dot{\mathcal{N}}_{\text{on}}$. Die gemessenen Zählraten \dot{N}_{off} und \dot{N}_{on} enthalten die Untergrundzählrate \dot{N}_{bg} . Damit ergibt sich für das Spinflipverhältnis:

$$r = \frac{\dot{N}_{\text{off}} - \dot{N}_{\text{bg}}}{\dot{N}_{\text{on}} - \dot{N}_{\text{bg}}} = \frac{1 + PA}{1 + (1 - 2S)PA}. \quad (\text{C.1})$$

Offensichtlich kann die Polarisation P durch den gewählten Aufbau nicht einzeln bestimmt werden. Die minimale Polarisation P_{min} in jedem Messpunkt ergibt sich durch Einsetzen von $S = 1$ und $A = 1$ in (C.1). Eine realistischere Polarisation P_{rea} lässt sich berechnen, wenn für S der Erfahrungswert 0.998(2) und im Punkt y mit dem maximalen Spinflipverhältnis $A = P$ eingesetzt werden. Der resultierende Wert für A wird für die Berechnung der übrigen Werte P_{rea} eingesetzt. Die mittlere Polarisation wird durch Wichtung mit der Zählrate aus den Polarisationen $P_{\text{rea}}(y)$ bestimmt:

$$\langle P \rangle = \frac{\sum_y (\dot{N}_{\text{on}}(y) + \dot{N}_{\text{off}}(y) - 2\dot{N}_{\text{bg}}) P_{\text{rea}}(y)}{\sum_y (\dot{N}_{\text{on}}(y) + \dot{N}_{\text{off}}(y) - 2\dot{N}_{\text{bg}})}.$$

Als Fehler der Polarisation wird die obere Abschätzung $\max_y \{|P_{\text{min}}(y) - \langle P_{\text{rea}} \rangle|, |P_{\text{rea}}(y) - \langle P_{\text{rea}} \rangle|\}$ eingesetzt. Diese sehr konservative Abschätzung berücksichtigt die Willkür der Festlegungen $S = 0.998(2)$ und $A = P$ und die mögliche und sonst vernachlässigte Ortsabhängigkeit von S und A .

Die Abhängigkeiten der Zählraten, des Spinflipverhältnisses und der Polarisation von der Messposition y sind in Abb. C.2 dargestellt. Mit $S = 0.998(2)$ und $A = P$ ergab sich im Punkt $y = 0$ (maximales

Spinflipverhältnis) $A_1 = 0.988(12)$ (erste Messung) bzw. $A_2 = 0.9925(75)$ (zweite Messung). Die resultierenden gemittelten Polarisierungen der beiden Messungen waren

$$\langle P_1^{\text{aus}} \rangle = 0.928(59) \quad \text{und} \quad \langle P_2^{\text{aus}} \rangle = 0.976(24)$$

für ausgeschalteten sowie – mit $P^{\text{ein}} = (1 - 2S)P^{\text{aus}}$ –

$$\langle P_1^{\text{ein}} \rangle = -0.924(59) \quad \text{und} \quad \langle P_2^{\text{ein}} \rangle = -0.972(24)$$

für eingeschalteten Spinflipper. Als mittlere Polarisierungen (Mittelwert der Beträge für beide Spinrichtungen) resultieren mit konservativer Fehlerabschätzung die Werte

$$\langle P_1 \rangle = 0.926(61) \quad \text{und} \quad \langle P_2 \rangle = 0.974(26).$$

Die Abhängigkeiten von y unterscheiden sich für beide Messungen stark. Die Ursache hierfür konnte nicht gefunden werden. Zwischen beiden Messungen wurde die Strahlführung zwar demontiert, aber ohne bewusste Änderungen wieder aufgebaut.

Für einen Superspiegel-Polarisator ist die Polarisation innerhalb eines bestimmten Winkelbereichs um so größer, je größer der Ablenkwinkel der Neutronen ist, weil dann mehr Reflexionen stattfinden. Damit könnte die starke Ortsabhängigkeit der ersten Messung mit dem Aufbau des Polarisators aus zwei Einzelpolarisatoren erklärt werden. Weil diese Abhängigkeit nicht reproduziert werden konnte, war sie jedoch wahrscheinlich durch Messfehler bedingt. Nach Auskunft von ZIMMER wurde beim Scan in y -Richtung in der ersten Messung die Spule nicht bei jedem Schritt mit versetzt. Die Ortsabhängigkeit könnte dann durch eine unzureichende Drehung der Spins in die transversale Richtung oder durch Streuung von Neutronen an der Spule erzeugt worden sein. Weitere mögliche Ursachen für die Unterschiede sind ungünstigere Parameter (z.B. Stärke des Feldes in der Spule oder zwischen den Eisenplatten) bei der ersten Messung (die Messung war nicht vollständig dokumentiert worden). Durch diese Parameter wird die Analysierstärke beeinflusst. Die tatsächliche Polarisation wird durch die Annahme $A = 1$ stets nach unten abgeschätzt. Die Polarisationsmessung ist damit bei vorgegebener Polarisation um so besser, je höher der Messwert der Polarisation ist. Deshalb ist davon auszugehen, dass das Resultat der zweiten Messung richtig ist.

Anhang D

Fit und Fehlerbehandlung des Untergrunds

Der Untergrund zufälliger Koinzidenzen im Flugzeitspektrum ist exponentialverteilt (vergleiche Abschnitt 3.4.2.1) und wird durch (3.12) beschrieben:

$$U(\tau) = U_0 \cdot e^{-w_0\tau}.$$

Das Fehlerfortpflanzungsgesetz für die Berechnung des Fehlers des aus der Fitfunktion erhaltenen Wertes lautet [LEO94]:

$$(\delta(U(\tau)))^2 = \left(\frac{\partial U(\tau)}{\partial U_0}\right)^2 (\delta U_0)^2 + \left(\frac{\partial U(\tau)}{\partial w_0}\right)^2 (\delta w_0)^2 + 2 \frac{\partial U(\tau)}{\partial U_0} \frac{\partial U(\tau)}{\partial w_0} \text{cov}(U_0, w_0), \quad (\text{D.1})$$

wobei

$$\text{cov}(U_0, w_0) := \langle (U_0 - \langle U_0 \rangle) (w_0 - \langle w_0 \rangle) \rangle, \quad (\text{D.2})$$

die Kovarianz der Größen U_0 und w_0 ist, die die Korrelation der Größen beschreibt.

Die meist verwendete einfachste Form des Fehlerfortpflanzungsgesetzes vernachlässigt den letzten Summanden in (D.1), weil davon ausgegangen wird, dass die eingehenden Parameter unabhängig voneinander sind. Werden die Parameter jedoch durch Fits an Datenpunkte gewonnen, sind sie im Allgemeinen nicht unabhängig. Anschaulich lässt sich der Einfluss der Kovarianz wie folgt verstehen: Wäre U_0 höher als der im Fit erhaltene Wert, würde w_0 ebenfalls größer sein, um durch einen schnelleren Abfall den höheren Vorfaktor der Exponentialfunktion auszugleichen (Minimierung der quadratischen Abweichung zwischen $U(\tau)$ und N_τ , siehe (D.3)). U_0 und w_0 sind somit positiv korreliert¹⁾. Das hat Auswirkungen auf den Fehler eines abgeleiteten Wertes (also z.B. $\delta(U(\tau))$), weil sich die Einzelfehler stets in die gleiche Richtung entwickeln. Dabei kann die Kovarianz den Fehler erhöhen oder reduzieren; im vorliegenden Fall ist der Fehler unter Berücksichtigung der Kovarianz kleiner als der bei ihrer Vernachlässigung, weil der Vorfaktor der Kovarianz in (D.1) negativ ist (vergleiche Tab. 3.11). Als Maß für die lineare Korrelation zweier Werte dient der Korrelationskoeffizient $r = \text{cov}(U_0, w_0) / (\delta U_0 \delta w_0)$, der zwischen -1 und 1 liegt. Ist $r \approx 0$, genügt die einfache Form des Fehlerfortpflanzungsgesetzes.

Für die Berechnung von $U(\tau)$ und der Fehler $\delta(U(\tau))$ müssen also U_0 , δU_0 , w_0 , δw_0 sowie $\text{cov}(U_0, w_0)$ bestimmt werden. Das wird im Folgenden beschrieben.

Der Fit des Untergrunds erfolgt mit der Methode der kleinsten Quadrate. Sei N_τ die Zahl der Ereignisse im Flugzeitkanal τ und $\tau_{\text{BG}} := \{\tau_0^{\text{BG,v}}, \dots, \tau_1^{\text{BG,v}}\} \cup \{\tau_0^{\text{BG,n}}, \dots, \tau_1^{\text{BG,n}}\}$ (Bezeichnungen aus

¹⁾Das gilt nur, wenn die Daten tatsächlich der durch die Fitfunktion gegebenen Exponentialverteilung genügen, was für die Messwerte stets erfüllt war.

Abschnitt 3.4.2.1) die Menge der Untergrundskanäle, über die N_τ gefittet werden soll. Dann muss das Minimum der Funktion

$$S(U_0, w_0) \equiv \chi^2 := \sum_{\tau \in \tau_{\text{BG}}} \left(\frac{N_\tau - U(\tau)}{\delta N_\tau} \right)^2 \quad (\text{D.3})$$

gefunden werden. χ^2 ist gleichzeitig ein Maß für die Güte des Fits und sollte nahe bei der Zahl der Freiheitsgrade ndf – der Differenz aus der Zahl im Fit verwendeten Kanäle und der Parameter – liegen²⁾. Mit der Exponentialfunktion $U(\tau)$ ergeben sich für das Minimum von S die Bedingungen

$$S_{U_0}(U_0, w_0) := \frac{\partial U}{\partial U_0} = - \sum_{\tau \in \tau_{\text{BG}}} 2 \frac{N_\tau - U_0 e^{-w_0 \tau}}{(\delta N_\tau)^2} e^{-w_0 \tau} \stackrel{!}{=} 0 \quad \text{und} \quad (\text{D.4})$$

$$S_{w_0}(U_0, w_0) := \frac{\partial U}{\partial w_0} = \sum_{\tau \in \tau_{\text{BG}}} 2 \frac{N_\tau - U_0 e^{-w_0 \tau}}{(\delta N_\tau)^2} U_0 \tau e^{-w_0 \tau} \stackrel{!}{=} 0, \quad (\text{D.5})$$

die sich nicht explizit nach U_0 und w_0 auflösen lassen. Der exponentielle Fit der Werte N_τ mit (3.12) lässt sich jedoch auf einen linearen Fit mit der Funktion $f(\tau) = a\tau + b$ zurückführen, indem statt τ , N_τ und $\delta N_\tau = \sqrt{N_\tau}$ die Werte τ , $\ln N_\tau$ und $\delta(\ln N_\tau) = 1/\sqrt{N_\tau}$ verwendet werden. Das ist z.B. in [LEO94] beschrieben. Für den Fit mit f existieren explizite Formeln für a , δa , b und δb . Die aus dem linearen Fit abgeleiteten Parameter von $U(\tau)$ und ihre Fehler lauten:

$$U_0^{\text{lin}} = e^b, \quad \delta U_0^{\text{lin}} = U_0^{\text{lin}} \delta b, \quad w_0^{\text{lin}} = -a, \quad \delta w_0^{\text{lin}} = \delta a.$$

Die Kovarianz lässt sich so nicht bestimmen. Weiterhin beschreiben U_0^{lin} und w_0^{lin} nicht exakt das Minimum von (D.3), weil die in den linearen Fit eingehenden Fehler $\delta(\ln N_\tau)$ nur lineare Näherungen sind. Die Fehler δU_0^{lin} und δw_0^{lin} schließlich enthalten durch die Hin- und Rücktransformation sogar zwei solche lineare Näherungen. Für genauere Berechnungen wird also wieder auf $U(\tau)$ und die untransformierten Daten N und δN zurückgegriffen.

Ist die Lage des Minimums von $S = S(U_0, w_0)$ bekannt, lässt sich die Matrix

$$(V^{-1})_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial x_i \partial x_j} \quad \text{mit} \quad x_1 = U_0 \quad \text{und} \quad x_2 = w_0$$

berechnen, deren Inverses die Fehlermatrix ist [LEO94]:

$$V = \begin{pmatrix} (\delta U_0)^2 & \text{cov}(U_0, w_0) \\ \text{cov}(U_0, w_0) & (\delta w_0)^2 \end{pmatrix}.$$

Dann können alle in (D.1) eingehende Größen bestimmt werden.

Um das Minimum von S zu finden, wurden die Werte U_0^{lin} und w_0^{lin} als Startwerte $U_{0,0}$ und $w_{0,0}$ verwendet und die Gradientenmethode angewandt. Aus den mit $U_{0,i}$ und $w_{0,i}$ nach (D.4) und (D.5) berechneten Gradienten von S wurden mit der Schrittweite s die neuen Werte $U_{0,i+1} := U_{0,i} - s S_{U_0}(U_{0,i}, w_{0,i})$ und $w_{0,i+1} := w_{0,i} - s S_{w_0}(U_{0,i}, w_{0,i})$ berechnet. Für jeden Schritt wurde die Fehlermatrix V bestimmt. Wenn sich die Werte $U_{0,i}$ und $w_{0,i}$, bezogen auf die Fehler $\delta U_{0,i}$ bzw. $\delta w_{0,i}$, zwischen zwei Iterationen nicht mehr signifikant änderten, wurden das Verfahren beendet und die Ergebnisse der letzten Iteration für die weitere Datenanalyse eingesetzt. Die Fehler $\delta U_{0,i}$ und $\delta w_{0,i}$ werden im Verlaufe des Verfahrens kleiner, weil die Parameter $U_{0,i}$ und $w_{0,i}$ das Minimum von S immer besser annähern.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Anwendung des Verfahrens zusammengefasst. Der Wert U_0 änderte sich während der Iterationen kaum, während für w_0 starke Änderungen beobachtbar waren. Dies lässt sich dadurch erklären, dass w_0 den Unterschied zwischen Gerade und Exponentialfunktion

²⁾Wenn die Werte in den Kanälen jeweils GAUSS-verteilt sind und die Fitfunktion den Untergrund richtig beschreibt, genügt χ^2 der χ^2 -Verteilung (vergleiche Abschnitt 3.4.2.3).

beschreibt und deshalb durch den linearisierten Fit schlechter wiedergegeben wird als U_0 , das auch als Offset einer Geraden aufgefasst werden kann. Die Fehler δU_0 und δw_0 sowie χ^2 reduzierten sich erwartungsgemäß, wobei die Änderungen im Prozentbereich lagen. Die Kovarianz änderte sich ebenfalls im Prozentbereich. Dabei traten jedoch Änderungen in beide Richtungen auf. Der Gesamtfehler des Untergrundes wurde demgemäß in den meisten Fällen durch die bessere Anpassung der Parameter kleiner, in einigen Fällen wegen der Kovarianz größer, wobei auch hier die Änderungen nur wenige Prozent betragen. Der Korrelationskoeffizient war stets $r > 0.8$, was die starke Korrelation zwischen U_0 und w_0 und die Notwendigkeit ihrer Berücksichtigung bei der Fehlerrechnung anzeigt. Wurde r mit den Werten $\text{cov}(U_{0,0}, w_{0,0})$ aus der ersten Iteration sowie mit den Fehlern δU_0^{lin} und w_0^{lin} aus dem linearen Fit berechnet, traten mitunter Werte $r > 1$ auf. Das zeigt, dass die Werte δU_0^{lin} und w_0^{lin} nicht direkt verwendet werden können, obwohl sie nur wenig von den Endwerten abweichen. Die Verteilung der χ^2 für verschiedene Fits ist in Abschnitt 3.5.2 dargestellt.

Anhang E

Software

E.1 Das Programm `integrate`

Das Programm `integrate` dient zur Monte-Carlo-Simulation des Neutronenzerfalls und der Detektoren, die die Koeffizienten aus (1.30) messen sollen.

Zur Zerfallsgeneration stehen das kinematische Modell (Abschnitt 1.1), das unkorrelierten Modell (Abschnitt 2.4.1) und das JACKSON-Modell (Abschnitt 2.4.2) zur Verfügung. Der Energiebereich des Elektrons kann beschränkt werden. Alle Berechnungen erfolgen relativistisch mit den in Tab. 1.1 gegebenen Massen und $m_{\bar{\nu}} = 0$. Die Flugbahnen der Teilchen werden durch den Zerfallsort sowie die Impulse und Energien der Zerfallsteilchen charakterisiert. Alle weiteren Größen (Auftreffort, Flugzeit, Winkel zwischen den Emissionsrichtungen) werden mit Hilfe der dreidimensionalen Impulsvektoren berechnet.

Kreis- und parallelogrammförmige Detektoren sind implementiert. Ein Gesamtdetektor kann aus einer beliebigen Anzahl von Proton- und Elektrondetektoren aufgebaut werden. Geometrien, bei denen ein Teilchen mehrere Detektoren für diesen Teilchentyp treffen kann, sind unzulässig; Elektron- und Protonendetektor dürfen hingegen überlappen. Für alle Detektoren können homogene Effizienzen angegeben werden.

Weiterhin sind beliebig viele Schichten aus beliebig vielen Elektron- und Protonfenstern angebar. Dabei muss ein Teilchen in jeder Schicht mindestens ein Fenster durchqueren, um einen Detektor treffen zu können. Für jedes Fenster kann eine Transmissionseffizienz angegeben werden. Neben der Berechnung von Detektorgeometrien mit realen Fenstern ermöglicht dies auch die Simulation inhomogener Detektoren, indem vor einem Detektor z.B. zwei Fenster mit verschiedener Transmissionseffizienz angeordnet werden.

Zur Reduzierung der Rechenzeit kann optional die Berechnung für einen Zerfall abgebrochen werden, sobald ein Teilchen eine Bedingung nicht erfüllt. Dann wird der Weg des anderen Teilchens nicht verfolgt. Damit lassen sich natürlich keine Einzeldetektoren berechnen.

Als Zerfallsvolumina sind folgende Geometrien implementiert: Punkt, Strecke, Trapezoid, Pyramidenstumpf (Quader mit Divergenz), Zylinder und Kegelstumpf (Zylinder mit Divergenz). Die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfallsort innerhalb des Volumens ist – außer bei den divergierenden Quellen – konstant. Bei den divergierenden Quellen ist die Wahrscheinlichkeit entlang der Achse umgekehrt proportional zum Querschnitt des Zerfallsvolumens an dieser Position. Das entspricht der Realität¹⁾. Für den Pyramidenstumpf kann eine inhomogene Wahrscheinlichkeit für den Zerfallsort in der Ebene senkrecht zur z -Achse durch eine FOURIER-Reihe (3.1) mit beliebig vielen Koeffizienten beschrieben werden. Die Geometrien von Detektoren, Fenstern und Zerfallsvolumen werden aus einer formatierten Datei gelesen.

Das Programm berechnet je nach den angegebenen Optionen die Apparatekonstanten κ für jeden

¹⁾Erhaltung der Teilchenzahl. Die Zerfälle beim Durchfliegen des Detektors reduzieren zwar die Teilchenzahl entlang der Achse. Dieser Effekt ist aufgrund der im Vergleich zur Durchflugszeit großen Lebensdauer des Neutrons vernachlässigbar klein.

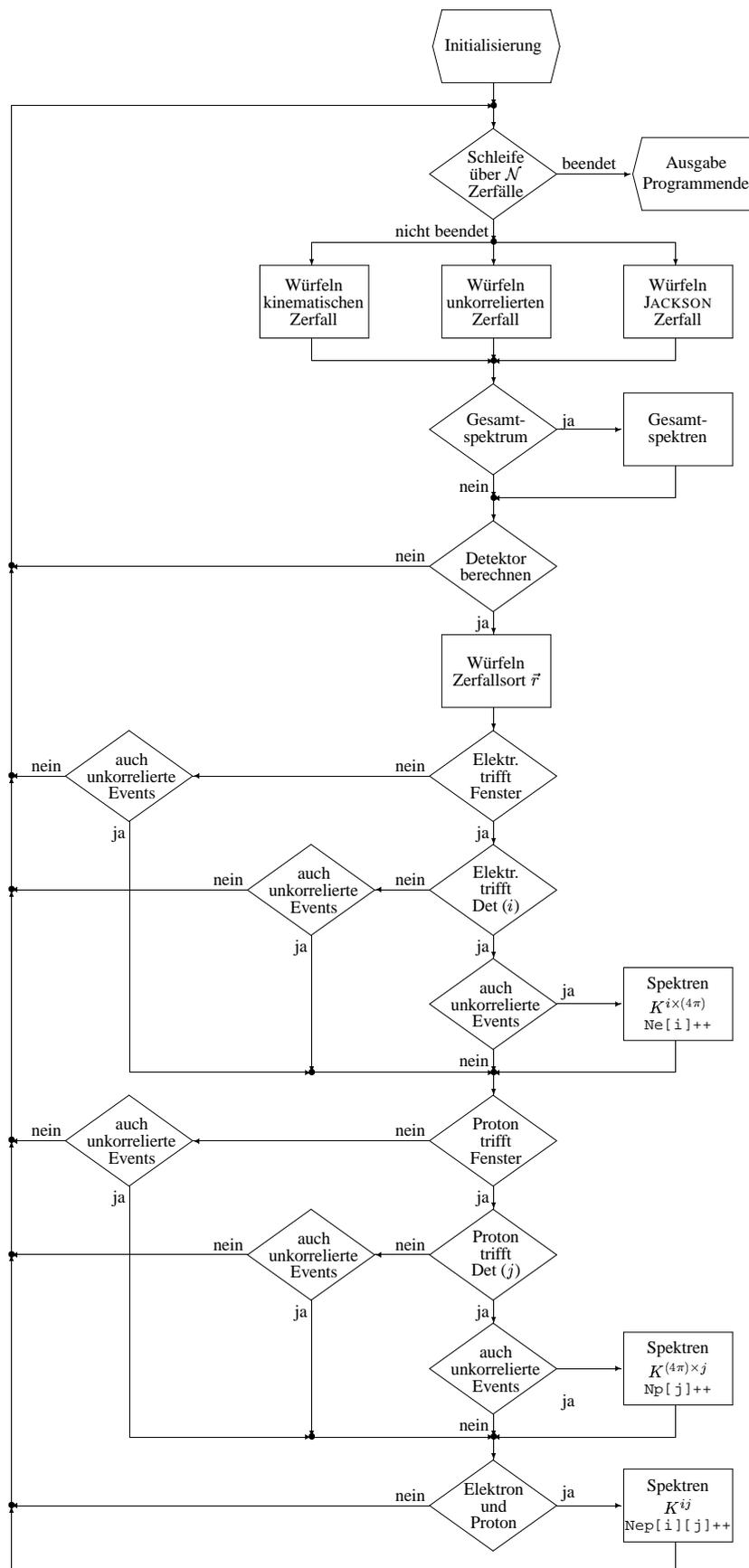


Abb. E.1: Programmablaufplan von integrate.

Detektor und jede Detektorkombination, die Spektren und Verteilungen für die Winkel zwischen den Zerfallsteilchen für jeden Detektor und jede Detektorkombination sowie die Spektren und Verteilungen der Winkel unabhängig von einem eingegebenen Detektor. Dabei kann angegeben werden, wie viele Zerfälle insgesamt berechnet werden und wie oft Zwischenergebnisse ausgegeben werden sollen. Letzteres erleichtert das Testen der Konvergenz.

Zur Bestimmung der Apparatekonstanten durch Integration (siehe Abschnitt 2.4.1) muss die unkorrelierte Zerfallsgeneration verwendet werden. Es werden die gemittelten Integranden für die Apparatekonstanten nach (2.2)-(2.7) sowie die reduzierten Apparatekonstanten nach (2.16) ausgegeben, und zwar für jeden Einzeldetektor und für jede Detektorkombination.

Die Berechnung der Trefferwahrscheinlichkeit eines Detektor oder einer Detektorkombination (Abschnitt 2.4.2) kann mit dem JACKSON-Modell erfolgen. Hierzu muss der Spin vorgegeben werden. Von den voreingestellten Werten für die Koeffizienten (experimentelle Werte nach [GRO00]) abweichende Werte können über eine Datei eingelesen werden.

Das kinematische Modell ist zu Test- und Vergleichszwecken eingebaut, hat aber keinen Nutzen für die Datenanalyse oder Berechnung der Apparatekonstanten. Es kann angegeben werden, welches der Teilchen Elektron, Antineutrino oder Proton²⁾ zuerst emittiert wird (siehe 1.1.3).

Der Programmablaufplan ist in Abb. E.1 dargestellt.

E.2 Das Programm `trine`

Die gesamte Datenaufnahme wird durch das Programm `trine` gesteuert, das sowohl für die Messungen mit den ^{113}Sn -Quellen zur Detektorkalibrierung (Abschnitt A.1) als auch zur Aufnahme der Daten mit Neutronenstrahl (Abschnitt 3.1.3.3) verwendet wird. Die Einstellung der Triggerbedingungen muss von Hand an den entsprechenden NIM-Modulen erfolgen.

Das Programm läuft für eine bestimmte Anzahl von Messintervallen oder so lange, wie eine Steuerdatei existiert. Für jedes Messintervall wird vom Programm der Spinflipp ausgelöst und nach einer Verzögerungszeit der Intervallgeber gestartet. Dann werden die Daten des vorherigen Messintervalls (Ereignisse und Monitoraten) abgespeichert. Nach der Speicherung liest das Programm die Monitor-ADC-Daten aus dem VME-Bus und wartet dann auf das Ende des Messintervalls, wobei ständig das Monitor-signal der Protonen-Hochspannung überwacht und sein Maximum und Minimum gespeichert werden. Nach dem Ende des Messintervalls werden die Ereignisse aus den VME-Modulen ausgelesen und in ein Feld des Typs `t_trine_data_storage` (Abb. E.2) einsortiert. Die Monitor- und Zählerdaten sowie weitere Daten zur Charakterisierung der Messung (Zahlen zur Kodierung der verwendeten Module, Spin, Zeiten) werden in einer Variable des Typs `t_trine_environment_storage` (Abb. E.2) zwischengespeichert. Anschließend kann das nächste Messintervall beginnen; die Speicherung der Daten aus dem Arbeitsspeicher auf Platte geschieht während dieses Messintervalls. Dabei können verschiedene Bedingungen an die zu speichernde Ereignisse gestellt werden (softwareseitige 3. Triggerstufe, vergleiche Abschnitt 3.1.3.3).

Resultat ist eine Datei mit den fortlaufenden Messintervalldaten und eine Anzahl von Dateien, die jeweils die Ereignisdaten von 1000 Messintervallen enthalten. Diese Dateien werden in der vorliegenden Arbeit als Rohdaten bezeichnet.

Das Programm `trine` ist in C geschrieben. Zur Auslese des VME-Busses verwendet es den Treiber `universe`, Version 0.2, von HANNAPPEL [HAN00]. Für die Auslese der VME-Module wurden eigene Bibliotheken entwickelt.

²⁾Da für das Proton kein analytisches Spektrum vorliegt, ist dieser Fall nicht befriedigend implementiert.

```

#define TRINE_DEFINITIONS_H

#define CAEN556_NUMBER_OF_MODULES          2
#define CAEN556_NUMBER_OF_CHANNELS        8
#define STR7137_NUMBER_OF_MODULES         2
#define MEMRMH_NUMBER_OF_ANODE_PLANES     4
#define MEMRMH_NUMBER_OF_CATHODE_PLANES   4

#define VMIO22_NUMBER_OF_CHANNELS         16
#define SIS3801_NUMBER_OF_MODULES         3
#define SIS3801_NUMBER_OF_CHANNELS        32

typedef unsigned long long ULarge_t;

/* Type for storing of events */
typedef struct {
    ULarge_t counter; /* Event counter, unique */
    unsigned short adc[CAEN556_NUMBER_OF_MODULES][CAEN556_NUMBER_OF_CHANNELS]; /* Peak sensing ADC values */
    unsigned int pattern[STR7137_NUMBER_OF_MODULES]; /* PIN identification */
    ULarge_t anodes[MEMRMH_NUMBER_OF_ANODE_PLANES]; /* Anodes patterns */
    unsigned int cathodes[MEMRMH_NUMBER_OF_CATHODE_PLANES]; /* Cathodes patterns */
} t_trine_data_storage;

/* Type for storing burst data */
typedef struct {
    ULarge_t cycle_counter; /* Intervall counter, unique */
    ULarge_t first_event; /* Event counter of first event in burst */
    ULarge_t last_event; /* Event counter of last event in burst */
    time_t start_time; /* Start time of burst (CPU time) */
    time_t stop_time; /* Stop time of burst (CPU time) */
    unsigned short spin_code; /* Code for neutron spin */
    unsigned short module_code; /* Code for indications of VME modules and
                                of TAC endpoint used */
    unsigned short error_code; /* Reserved for further use */
    unsigned short bit_code; /* Code for information on source (background,
                              113SnAB, polarized beam, etc.) and on hardware trigger conditions used */
    unsigned short caen556_counter[CAEN556_NUMBER_OF_MODULES]; /* Number of events collected by the event ADCs */
    unsigned short str7137_counter[STR7137_NUMBER_OF_MODULES]; /* Number of events collected by the pattern units */
    unsigned short memrmh_counter; /* Number of events collected by MemRMH */
    unsigned short adc[VMIO22_NUMBER_OF_CHANNELS]; /* Values of monitor ADC */
    unsigned int sis3801[SIS3801_NUMBER_OF_MODULES][SIS3801_NUMBER_OF_CHANNELS]; /* Values of monitor counters */
    unsigned short extension; /* Extension of event file */
} t_trine_environment_storage;

```

Abb. E.2: Definition der Ereignis- und Messintervalldaten-Typen.

Literaturverzeichnis

- [ABE00] H. ABELE. The Standard Model and the Neutron β -Decay. *NIM A* **440**, 499 (2000).
- [BAB00] Babar collaboration home page. <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/> (2000).
- [BAR00] Bartington Instruments Ltd. *Three Axis Magnetic Field Sensors (Triaxial Fluxgate Magnetometers)* (2000), Data sheet, <http://www.bartington.com/mag03.htm>.
- [BEC98] L. D. BECK. *Messung der Zeitumkehrinvarianz am Betazerfall freier Neutronen*. PhD thesis, Technische Universität München (1998).
- [BEL00] Belle homepage. <http://bsunsrv1.kek.jp/> (2000).
- [BER00] W. BERNREUTHER. CP Violation and Baryogenesis. Talk on “International School on CP Symmetry and Related Processes”, Prerow (2000).
- [BIC90] Bicron Saint-Gobian Industrial Ceramics, Inc. (1990), Product information and technical data.
- [BIC97] Bicron Saint-Gobian Industrial Ceramics, Inc. *Organic Scintillators, Related Materials and Detectors* (1997), Description and technical data.
- [BOO84] A. I. BOOTHROYD, J. MARKEY, and P. VOGEL. Status of the Standard Vector—Axial-Vector Model for Nuclear Beta Decay. *Phys. Rev. C* **29**, 603 (1984).
- [BOW84] T. J. BOWLES, J. D. MOSES, J. SUNIER, R. E. BROWN, P. LISOWSKI, W. MAMPE, and P. LIAUD. Time Reversal Invariance in Polarized Neutron Beta Decay. *Journal de Physique* **C3**, C3–27 (1984).
- [BRU00] R. BRUN and F. RADEMAKERS. *ROOT – An Object-Oriented Data Analysis Framework*. <http://root.cern.ch> (2000).
- [CHR64] J. H. CHRISTENSON, J. W. CRONIN, V. L. FITCH, and R. TURLAY. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [DAH88] A. A. DAHL and J. E. DELMORE. *The Simion PC/PS2 User’s Manual, Version 4.0*. Idaho National Engineering Laboratory, Idaho Falls (1988), (Program version 6.0 used).
- [DAW00] P. G. DAWBER, J. BYRNE, M. G. D. VAN DER GRINTEN, C. HABECK, F. SHAIKH, J. A. SPAIN, C. A. BAKER, K. GREEN, R. D. SCOTT, and O. ZIMMER. Determination of the Electron-Antineutrino Correlation Coefficient a in the Neutron β -Decay by Measurement of the Integrated Proton Spectrum. *NIM A* **440**, 543 (2000).
- [DUB91] D. DUBBERS. Tests of the Standard Model With Free Neutron Beta Decay. *Nucl. Phys.* **A527**, 293c (1991).

- [EGG97] EG&G Ortec, Oak Ridge. *MAESTROTM for Windows 3* (1997).
- [ELL89] J. ELLIS. Theory of the Neutron Electric Dipole Moment. *NIMA* **284**, 33 (1989).
- [ERO68] B. G. EROZOLIMSKY, L. N. BONDARENKO, YU. A. MOSTOVOY, B. A. OBINYAKOV, V. P. ZACHAROVA, and V. A. TITOV. A Search for Time-Parity Violation in the Beta Decay of Polarized Neutrons. *Phys. Let.* **27B**, 557 (1968).
- [ERO69] B. G. EROZOLIMSKII, L. I. BONDARENKO, YU. A. MOSTOVOI, B. A. OBINYAKOV, V. I. ZAKHAROVA, and V. A. TITOV. Search for the Violation of Time Reversal Invariance in Beta Decay of Polarized Neutrons. *Sov. J. Nucl. Phys.* **8**, 98 (1969).
- [ERO70] B. G. EROZOLIMSKII, L. N. BONDARENKO, YU. A. MOSTOVOI, B. A. OBINYAKOV, V. I. ZAKHAROVA, and V. A. TITOV. Search for Three-Vector Correlation in the Decay of Polarized Neutrons. *Sov. J. Nucl. Phys.* **11**, 583 (1970).
- [ERO74] B. G. EROZOLIMSKII, YU. A. MOSTOVOI, V. P. FEDUNIN, A. I. FRANK, and O. V. KHAKHAN. Continuation of the Search for T -Invariance Violation in β Decay of a Free Neutrons. *JETP Lett.* **20**, 345 (1974).
- [ERO78] B. G. EROZOLIMSKII, YU. A. MOSTOVOI, V. P. FEDUIN, A. I. FRANK, and O. V. KHAKHAN. Spurious Effects in the Study of the Triple Correlation in the Decay of Polarized Neutrons and New Results in the Search for Time Reversal Invariance Violation. *Sov. J. Nucl. Phys.* **28**, 48 (1978).
- [FER34] E. FERMI. Versuch einer Theorie der β -Strahlen. i. *Z. f. Physik* **88**, 161 (1934).
- [FIR96] R. B. FIRESTONE. *Table of Isotopes*. John Wiley & Sons, Inc., New York, eighth edition (1996).
- [FOR92] M. FORLEN. *Carte MEMRMH* (1992).
- [GAM36] G. GAMOW and E. TELLER. Selection Rules for the β -Disintegration. *Phys. Rev.* **49**, 895 (1936).
- [GLÜ95] F. GLÜCK, J. JOÓ, and J. LAST. Measurable Parameters of Neutron Decay. *Nucl. Phys.* **A593**, 125 (1995).
- [GOL94] R. GOLUB and S. K. LAMOREAUX. Neutron Electric-Dipole Moment, Ultracold Neutrons and Polarized ^3He . *Phys. Reports* **237**, 1 (1994).
- [GRE65] R. C. GREENWOOD and J. H. REED. *Prompt Gamma Rays from Radiative Capture of Thermal Neutrons*. IIT Research Institute, Chicago (1965).
- [GRO89] K. GROTZ and H. KLAPDOR. *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. B. G. Teubner, Stuttgart (1989).
- [GRO00] D. E. GROOM et al. Review of Particle Physics. *Europ. Phys. Journ.* **C15**, 1 (2000), (Particle Data Group). Data taken from <http://pdg.lbl.gov>.
- [HAN00] J. HANNAPPEL. *Linux driver for the Tundra Semiconductor Universe PCI/VME bridge* (2000), http://lisa2.physik.uni-bonn.de/~hannappe/software/universe_doc/universe.html. Old program version 0.2 used.
- [ILL94] Institut Laue Langevin, Grenoble. *Guide to Neutron Research Facilities at the ILL* (1994), The Yellow Book.

- [JAC57a] J. D. JACKSON, S. B. TREIMAN, and H. W. WYLD. Coulomb Corrections in Allowed Beta Transitions. *Nucl. Phys.* **4**, 206 (1957).
- [JAC57b] J. D. JACKSON, S. B. TREIMAN, and H. W. WYLD. Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay. *Phys. Rev.* **106**, 517 (1957).
- [JON00] G. L. JONES, J. M. ADAMS, J. M. ANAYA, T. J. BOWLES, T. E. CHUPP, K. P. COULTER, M. S. DEWEY, S. J. FREEDMAN, B. K. FUJIKAWA, A. GARCIA, G. L. GREENE, S.-R. HWANG, L. J. LISING, H. P. MUMM, J. S. NICO, R. G. H. ROBERTSON, T. D. STEIGER, W. A. TEASDALE, A. K. THOMPSON, E. G. WASSERMANN, F. E. WIETFELD, and J. F. WILERSON. Time Reversal in Polarized Neutron Decay: The emiT Experiment. *NIM A* **440**, 649 (2000).
- [KNO89] G. F. KNOLL. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, second edition (1989).
- [KOB73] M. KOBAYASHI and T. MASKAWA. CP -Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theo. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [KON74] E. J. KONOPINSKI and M. E. ROSE. The Theory of Nuclear β -Decay. In K. SIEGBAHN (ed.), *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, volume 2, page 1327. North-Holland Publishing Company, fourth edition (1974).
- [KOS89] R. KOSSAKOWSKI, P. GRIVOT, P. LIAUD, K. SCHRECKENBACH, and G. AZUELOS. Neutron Lifetime Measurement With a Helium-Filled Time Projection Chamber. *Nucl. Phys.* **A503**, 473 (1989).
- [KUZ95] I. A. KUZNETSOV, A. P. SEREBROV, I. V. STEPHANENKO, A. V. ALDUSCHENKOV, M. S. LASAKOV, A. A. KOKIN, YU. A. MOSTOVOI, B. G. YEROZOLIMSKY, and M. S. DEWEY. Measurements of the Antineutrino Spin Asymmetry in Beta Decay of the Neutron and Restrictions on the Mass of a Right-Handed Gauge Boson. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 794 (1995).
- [LAN92] L. D. LANDAU and E. M. LIFSCHITZ. Klassische Feldtheorie. In *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, volume II. Akademie Verlag, Berlin (1992).
- [LEE56] T. D. LEE and 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*. Springer-Verlag, Berlin, second edition (1994).
- [LIA97] P. LIAUD, K. SCHRECKENBACH, R. KOSSAKOWSKI, H. NASTOLL, A. BUSSIÈRE, J. P. GUILLAUD, and L. BECK. The Measurement of the Beta Asymmetry in the Decay of Polarized Neutrons. *Nucl. Phys.* **A612**, 53 (1997).
- [LIN74] J. LINDSAY, CL. MILLERIN, J. CL. TARLÉ, H. VERWEIJ, and H. WENDLER. A general-purpose amplifier and read-out system for multiwire proportional chambers. Technical Report 74-12, CERN, Laboratory I, Nuclear Physics Division (May 1974), See also the technical specifications of CERN EP Division *Control Unit Type 9294, R.M.H. Module, Type 4236, Crate Encoder, Types 7236 and 7236a*, and *System Encoder Type 158*.
- [LIN78] J. LINDSAY, C. MILLERIN, J. CL. TARLÉ, H. VERWEIJ, and H. WENDLER. A Fast and Flexible Data Acquisition System for Multiwire Proportional Chambers and Other Detectors. *NIM* **156**, 329 (1978).

- [LIS00] L. J. LISING, S. R. HWANG, J. M. ADAMS, T. J. BOWLES, M. C. BROWNE, T. E. CHUPP, K. P. COULTER, M. S. DEWEY, S. J. FREEDMAN, B. K. FUJIKAWA, A. GARCIA, G. L. GREENE, G. L. JONES, H. P. MUMM, J. S. NICO, J. M. RICHARDSON, R. G. H. ROBERTSON, T. D. STEIGER, W. A. TEASDALE, A. K. THOMPSON, E. G. WASSERMAN, F. E. WIETFELDT, R. C. WELSH, and J. F. WILKERSON. New Limit on the D -Coefficient in Polarized Neutron Decay. *Phys. Rev. C* **62**, 055501 (2000).
- [LPM99] *Linux Programmer's Manual* (1993-1999).
- [MAR97] É. MARCHAND. *Étude et réalisation d'un quadropole amplificateur de spectrométrie*. Rapport de stage, Institut des Sciences Nucléaires / Université Joseph Fourier (1997).
- [MK84] T. MAYER-KUCKUK. *Kernphysik*. B. G. Teubner, Stuttgart, fourth edition (1984).
- [NES00] V. NESVISHEVSKY (2000), Private communications.
- [PET89] W. D. PETERSON. *The VMEbus Handbook*. VMEbu International Trade Organization, Scottsdale (1989), See also <http://www.vita.com>.
- [PIC99] A. C. PICHLMAIER. *Messung der Lebensdauer freier Neutronen mittels Speicherung von ultrakalten Neutronen*. PhD thesis, Technische Universität München (1999).
- [PLO00] C. PLONKA. *Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO II*. Diploma thesis, Universität Heidelberg (2000).
- [POV99] B. POVH, K. RITH, C. SCHOLZ, and F. ZETSCHKE. *Teilchen und Kerne*. Springer, Berlin (1999).
- [REI99] J. C. REICH. *Angular Correlations in Polarized Neutron Decay*. PhD thesis, Universität Heidelberg (1999).
- [REI00] J. REICH, H. ABELE, M. A. HOFFMANN, S. BAESSLER, P. V. BÜLOW, D. DUBBERS, V. NESVISHEVSKY, U. PESCHKE, and O. ZIMMER. A Measurement of the Beta Asymmetry in Neutron Decay with PERKEO. *NIM A* **440**, 535 (2000).
- [ROS55] M. E. ROSE. Theory of Allowed β -decay. In K. SIEGBAHN (ed.), *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, page 273. North-Holland Publishing Company (1955).
- [SAC87] R. G. SACHS. *The Physics of Time Reversal*. University of Chicago Press, Chicago (1987).
- [SCH89a] O. SCHÄRPF. Properties of Beam Bender Type Neutron Polarizers Using Supermirrors. *Physica B* **156**, 639 (1989).
- [SCH89b] O. SCHÄRPF and N. STÜSSER. Recent Progress in Neutron Polarizers. *NIM A* **284**, 208 (1989).
- [SCH92] K. SCHRECKENBACH and W. MAMPE. The Lifetime of the Free Neutron. *J. Phys. G* **18**, 1 (1992).
- [SCH00] K. SCHRECKENBACH (1997–2000), Private communications.
- [SEA92] SEARS. *Neutron News* **3** (1992).
- [SER98] A. P. SEREBROV, I. A. KUZNETSOV, I. V. STEPHANENKO, A. V. ALDUSHCHENKOV, M. S. LASAKOV, YU. A. MOSTOVOI, B. G. EROZOLIMSKII, M. S. DEWEY, F. E. WIETFELDT, O. ZIMMER, and H. BÖRNER. Measurement of the Antineutrino Escape Asymmetry with Respect to the Spin of the Decaying Neutron. *JETP* **86**, 1074 (1998).

- [SOL00] T. SOLDNER, L. BECK, K. SCHRECKENBACH, A. BUSSIÈRE, R. KOSSAKOWSKI, P. LIAUD, and O. ZIMMER. Test of Time Reversal Invariance with Trine. *NIM A* **440**, 643 (2000).
- [SRO99] J. SROMICKI. Search for Time Reversal Violation with Nuclei and Neutrons. In P. HERCZEG, C. M. HOFFMAN, and H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS (eds.), *Physics Beyond the Standard Model*, Singapore (1999). World Scientific, Proceedings of the 5th international WEIN symposium, Santa Fe 1998.
- [SRO00] J. SROMICKI. T Violation in the Weak Scalar and Tensor Interaction: Neutron and Nuclei. *NIM A* **440**, 609 (2000).
- [STE74] R. I. STEINBERG, P. LIAUD, B. VIGNON, and V. W. HUGHES. New Experimental Limit on T Invariance in Polarized-Neutron β -Decay. *Phys. Rev. Lett.* **33**, 41 (1974).
- [STE76] R. I. STEINBERG, P. LIAUD, B. VIGNON, and V. W. HUGHES. Search for a Nonzero Triple-Correlation Coefficient and New Experimental Limit on T Invariance in Polarized-Neutron Beta Decay. *Phys. Rev. D* **13**, 2469 (1976).
- [STR78] CHR. STRATOWA, R. DOBROZEMSKY, and P. WEINZIERL. Ratio $|g_A/g_V|$ Derived from the Proton Spectrum in Free-Neutron Decay. *Phys. Rev. D* **18**, 3970 (1978).
- [WAS94] E. G. WASSERMAN. *Time Reversal Invariance in Polarized Neutron Decay*. PhD thesis, Los Alamos National Laboratory (1994).
- [WIL88] W. G. WILLIAMS. *Polarized Neutrons*. Oxford University Press, Oxford (1988).
- [WU57] C. S. WU, E. AMBLER, R. HAYWARD, D. HOPPES, and R. HUDSON. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [WU59] C. S. WU. History of Beta Decay. In O. R. FRISCH et al. (eds.), *Beiträge zur Physik und Chemie des 20. Jahrhunderts*, Braunschweig (1959). Friedr. Vieweg & Sohn.
- [ZIM00a] O. ZIMMER (1998–2000), Private communications.
- [ZIM00b] O. ZIMMER, J. BYRNE, M. G. D. VAN DER GRINTEN, W. HEIL, and F. GLÜCK. “*a*spect” – a New Spectrometer for the Measurement of the Angular Correlation Coefficient a in Neutron Beta Decay. *NIM A* **440**, 548 (2000).

Tabellenverzeichnis

1.1	Massen und Energien der am Neutronenzerfall beteiligten Teilchen	4
1.2	Zusammenhang zwischen Kopplungskonstanten und Observablen im Neutronenzerfall, experimentelle Werte	15
1.3	Theoretische Grenzen für D -Koeffizienten und elektrisches Dipolmoment des Neutrons .	19
2.1	Beziehungen für die Apparatekonstanten in einfachen Detektorgeometrien	24
2.2	Die die Figure of Merit definierenden Größen	27
2.3	Komponenten der reduzierten Apparatekonstanten für den minimalen symmetrischen Detektor	34
2.4	Übersicht wichtiger systematische Effekte für D	38
2.5	Vergleich der letzten und aktuellen D -Messungen	40
2.6	Apparatekonstanten der letzten und aktuellen D -Messungen	44
3.1	Detektorkombinationen von Trine	49
3.2	Abkürzungen der Einzeldetektoren von Trine	50
3.3	Koordinaten der Einzeldetektoren von Trine	51
3.4	VME-Module von Trine	56
3.5	Blendensystem von Trine	62
3.6	Strahlschwerpunkte und Konvergenz der FOURIER-Reihen für die drei Strahlkonfigura- tionen	66
3.7	Ablauf der Strahlzeit am ILL	67
3.8	Definition der kombinierten Asymmetrien und Apparatekonstanten	69
3.9	Theoretische Trefferwahrscheinlichkeiten für Trine	72
3.10	Mittlere kombinierte Apparatekonstanten $\langle \kappa_{D,\varphi,(D),z} \rangle$ für verschiedene Schnittbedingungen	73
3.11	Formeln für die Berechnung der Asymmetrie und ihres statistischen Fehlers	79
3.12	Resultate $\langle d_\varphi \rangle$ für verschiedene Schnittbedingungen	87
3.13	Experimentelle Ereigniszahlen für Trine	88
3.14	Abschätzung der Polarisation aus $\alpha_{\varphi,(z)}$ und $\alpha_{\varphi,(z)}^{\text{calc}}$	91
3.15	Systematische Fehler aus der Strahlverschiebung	93
3.16	In die Berechnung von D eingehende Werte und Fehler	94
A.1	Koinzidenzbedingungen für die Ermittlung der Drahtkammereffizienzen und der Szintil- latorskalibrierung sowie Fitresultate	102
A.2	Drahtkammereffizienzen von Trine	102

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spektrn von Antineutrino und Elektron aus Phasenraumargumenten	5
1.2	Spektrn und Winkelkorrelationen im kinematischen Modell	9
1.3	FEYNMAN-Diagramm des β^- -Zerfalles als Punktwechselwirkung.	11
1.4	FEYNMAN-Diagramm des β^- -Zerfalles im Standardmodell.	17
2.1	Abhängigkeit des Elektronspektrums von b	22
2.2	Abhängigkeit des Protonspektrums von a	22
2.3	Minimaler Detektor für D	30
2.4	Abhängigkeit der reduzierten Apparatekonstanten, der Trefferwahrscheinlichkeit und der Figure of Merit vom Winkel zwischen Elektron- und Protodetektor	31
2.5	Abhängigkeit des Elektronspektrums vom Winkel zwischen Elektron- und Protodetektor	31
2.6	Abhängigkeit der Quotienten $\kappa_{A,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$ und $\kappa_{B,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$ vom Winkel zwischen Elektron- und Protodetektor	31
2.7	Auf $\vec{P} \parallel$ Strahlachse unempfindlicher Detektor	33
2.8	Auf divergenten Strahl unempfindlicher Detektor	33
2.9	Minimaler symmetrischer Detektor	33
2.10	Abhängigkeit der Quotienten $\kappa_{A,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$ und $\kappa_{B,\perp}/\kappa_{D,\parallel}$ vom Winkel zwischen Elektron- und Protodetektor bei nichtzentralem Strahl	36
2.11	Querschnitt des Detektors von STEINBERG	41
2.12	Querschnitt des Detektors von EROZOLIMSKI	41
2.13	Der emiT-Detektor	42
3.1	Querschnitt des Detektors Trine	46
3.2	Draufsicht des Detektors Trine	46
3.3	Szintillator von Trine	47
3.4	Abweichung des berechneten Spulenfeldes von der Strahlachse	51
3.5	Blockdiagramme für Photomultiplier und PIN-Dioden	53
3.6	Ereignisaufnahme von Trine	54
3.7	Signallaufzeiten von Trine	58
3.8	Strahlführung von Trine	61
3.9	Blende von Trine	61
3.10	Schnitte durch die Strahlprofile von Trine	66
3.11	Theoretische Szintillator- und Flugzeitspektren von Trine	70
3.12	Simulierte Trefferwahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Detektorebene	72
3.13	Kombinierte Apparatekonstanten $ \kappa_{D,\varphi,(D),z} $ für Trine	73
3.14	Theoretische kombinierte Asymmetrien $\alpha_{\varphi,(z)}^{\text{calc}}$	74
3.15	Stabilität und Spinabhängigkeit des optimalen PIN-Filters und des Peakbereichs im Flugzeitspektrum für PIN-Diode a08	82
3.16	PIN-Filter und Fit des Flugzeitspektrums	82
3.17	Zeitliche Entwicklung der Asymmetrie der Detektorkombination B \times a08	83
3.18	χ^2 -Verteilung für die Mittelungen der Asymmetrien der einzelnen Detektorkombinationen	83

3.19	χ^2 -Verteilung der Untergrundsfits	84
3.20	Gemessene Szintillator- und Flugzeitspektren von Trine	85
3.21	Abhängigkeit des Untergrunds und der Ereigniszahl von Detektorebene und Koinzidenzbedingung	86
3.22	Abhängigkeit der kombinierten Asymmetrie $\alpha_{130^\circ,(D)}$ von der Ebene für verschiedene Koinzidenzbedingungen	89
3.23	Abhängigkeit der Asymmetrien $\alpha_{130^\circ,(x)}$ und $\alpha_{130^\circ,(y)}$ von der Ebene	90
3.24	Gemessene kombinierte Asymmetrien $\alpha_{\varphi,(z)}$	90
3.25	Abhängigkeit der Asymmetrie $\alpha_{130^\circ,(z)}$ von der Drahtkammerkoinzidenz	92
A.1	Einzel- und Summenspektren ausgewählter Photomultiplier	100
A.2	Teilchenspur zweier Ereignisse aus Drahtkammer-Effizienzmessung	101
A.3	^{113}Sn -Spektrum von Szintillator D für verschiedene Drahtkammerkoinzidenzen	101
A.4	Zeitliche Entwicklung der Energieauflösungen der Szintillatoren	103
A.5	Ansprechhäufigkeit der Drahtkammerdrähte	104
A.6	Ortsabhängigkeit der Energie und Energieauflösung für die Szintillatoren	105
A.7	Ortsabhängigkeit der Szintillatoreffizienz	106
A.8	^{207}Bi -Spektren von Szintillator B für verschiedene Drahtkammerkoinzidenzen	107
A.9	Energieabhängigkeit von Peaklage und Energieauflösung der Szintillatoren	107
A.10	Protonfokussierung bei Trine	108
A.11	Untergrundsspektren der PIN-Diode a05	109
A.12	Magnetfeldverlauf im Zerfallsvolumen	111
C.1	Aufbau der Polarisationsmessung	114
C.2	Spinflipverhältnis und Polarisation bei Trine	115
E.1	Programmablaufplan von <code>integrate</code>	121
E.2	Definition der Ereignis- und Messintervalldaten-Typen	123

Danksagung

Ein Projekt wie Trine ist ohne die Mitarbeit und Hilfe vieler Kollegen und Freunde nicht denkbar. Ich danke allen, die einen Beitrag leisteten oder mich bei den gelegentlich auftretenden größeren und kleineren Schwierigkeiten mit ihrem Rat unterstützten. Besonders herzlich danke ich

- Dr. Ludwig BECK, der die Grundlagen für Trine schuf und wesentlich zum Gelingen der Messungen beigetragen hat. Seine Mitarbeit in den Start- und Umbauphasen der Strahlzeiten war aufgrund seiner Erfahrung und stets ruhigen Gelassenheit von unschätzbarem Wert.
- den Werkstudenten Stefan Mr. Bug PHILIPP, Marco WILZBACH, Eric HERMANN und Martin PHILIPP von der Universität Heidelberg, die Trine während der Strahlzeiten am ILL weit über ihre Arbeitszeit hinaus mit viel Engagement unterstützten. Stefan programmierte während der Teststrahlzeit in exzellenter Qualität große Teile der Rohdatenanalyse, Marco und Erik bauten die Detektorkühlung BlowJob2000, Martin die erste Strahlprofilmessung, und alle halfen bei den unzähligen Detektormontagen und -demontagen.
- Christian PLONKA für seine Unterstützung während heißer Phasen der Strahlzeit, der Wochen der Datenanalyse und des Zusammenschreibens, für seine Beiträge, z.B. die Auswertung der Strahlprofilmessung, für viele hilfreiche Diskussionen, intensives Korrekturlesen bis zur letzten Minute und insbesondere auch für seine moralische Unterstützung.
- Herrn Prof. K. SCHRECKENBACH für die Überlassung dieses höchst interessanten und herausfordernden Themas. Trotz seiner aufreibenden Verpflichtungen durch den FRM-II stand er stets hinter Trine und unterstützte unsere Vorhaben. Viele Anregungen sind aus den intensiven Diskussionen mit ihm hervorgegangen.
- Dr. Christoph HUGENSCHMIDT für aufmerksames Korrekturlesen und viele gute Hinweise.
- der Flachbaugemeinde mit Dr. Albert FLEISCHMANN, Christian MÜLLER, Benno STRASSER und Dr. Martin SPRINGER. Sie war erster Ansprechpartner bei Problemen. Ihr danke ich auch für die angenehme Atmosphäre und Gespräche über Blinklichter, Gott und die Welt.
- Dr. Axel PICHLMAIER, der auch aus der Ferne in Grenoble viele wichtige Fragen für Trine klärte und eine große Hilfe und Stütze während der Teststrahlzeit war.
- Dr. Oliver ZIMMER für den Aufbau der Strahlpolarisation in Grenoble und die interessanten Diskussionen über systematische Effekte.
- den Mitarbeitern der NPP-Gruppe am ILL für die freundliche Aufnahme und ihre Hilfe insbesondere bei der Beschaffung notwendiger Komponenten während der Strahlzeit. Michael KREUZ und Daniela MUND für zahlreiche kleine und große Hilfen und ein Maßband.
- Dr. M. KIRSCH von der Firma SIS, der durch sehr kompetente und weit über seine geschäftlichen Interessen hinausgehende Tips und Vorschläge wesentlich zum Aufbau eines zuverlässigen und schnellen Datenaufnahmesystems beitrug.
- Dr. André Bussièrre für die Einweisung ins RMH-System.
- Prof. Pierre LIAUD für seine Unterstützung bei der Teststrahlzeit.
- den Mitarbeitern von Reaktorwerkstatt um Herrn HERZOG und Zentralwerkstatt um die Herren BÖNISCH und PFALLER für die stets gerade rechtzeitige Fertigstellung der mechanischen Detektorkomponenten.

Schließlich wünsche ich Christian viel Erfolg bei der Fortsetzung des Projekts.