

Messung des elektrischen Neutron-Formfaktors
in der Reaktion ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}(\vec{e},e'n)pp$ bei
 $Q^2 = 1.58 (\text{GeV}/c)^2$

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Björn Sören Schlimme
geboren in Marburg

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ
JANUAR 2012

Tag der mündlichen Prüfung: 12. März 2012

D77 (Dissertation Universität Mainz)

Zusammenfassung

Die elektromagnetischen Nukleon-Formfaktoren sind fundamentale Größen, welche eng mit der elektromagnetischen Struktur der Nukleonen zusammenhängen. Der Verlauf der elektrischen und magnetischen Sachs-Formfaktoren G_E und G_M gegen Q^2 , das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags im elektromagnetischen Streuprozess, steht über die Fouriertransformation in direkter Beziehung zu der räumlichen Ladungs- und Strom-Verteilung in den Nukleonen. Präzise Messungen der Formfaktoren über einen weiten Q^2 -Bereich werden daher für ein quantitatives Verständnis der Nukleonstruktur benötigt.

Da es keine freien Neutronentargets gibt, gestaltet sich die Messung der Neutron-Formfaktoren schwierig im Vergleich zu der Messung am Proton. Konsequenz daraus ist, dass die Genauigkeit der vorhandenen Daten von Neutron-Formfaktoren deutlich geringer ist als die von Formfaktoren des Protons; auch der vermessene Q^2 -Bereich ist kleiner. Insbesondere der elektrische Sachs-Formfaktor des Neutrons G_E^n ist schwierig zu messen, da er aufgrund der verschwindenden Nettoladung des Neutrons im Verhältnis zu den übrigen Nukleon-Formfaktoren sehr klein ist. G_E^n charakterisiert die Ladungsverteilung des elektrisch neutralen Neutrons und ist damit besonders sensitiv auf die innere Struktur des Neutrons.

In der hier vorgestellten Arbeit wurde G_E^n aus Strahlhelizitätsasymmetrien in der quasielastischen Streuung ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)pp$ bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 1.58 \text{ (GeV/c)}^2$ bestimmt. Die Messung fand in Mainz an der Elektronbeschleunigeranlage Mainzer Mikrotron innerhalb der A1-Kollaboration im Sommer 2008 statt.

Longitudinal polarisierte Elektronen mit einer Energie von 1.508 GeV wurden an einem polarisierten ${}^3\text{He}$ -Gastarget, das als effektives, polarisiertes Neutronentarget diente, gestreut. Die gestreuten Elektronen wurden in Koinzidenz mit den herausgeschlagenen Neutronen detektiert; die Elektronen wurden in einem magnetischen Spektrometer nachgewiesen, durch den Nachweis der Neutronen in einer Matrix aus Plastikszintillatoren wurde der Beitrag der quasielastischen Streuung am Proton unterdrückt.

Asymmetrien des Wirkungsquerschnitts bezüglich der Elektronhelizität sind bei Orientierung der Targetpolarisation in der Streuebene und senkrecht zum Impulsübertrag sensitiv auf G_E^n/G_M^n ; mittels deren Messung kann G_E^n bestimmt werden, da der magnetische Formfaktor G_M^n mit vergleichsweise hoher Präzision bekannt ist. Zusätzliche Messungen der Asymmetrie bei einer Polarisationsorientierung parallel zum Impulsübertrag wurden genutzt, um systematische Fehler zu reduzieren.

Für die Messung inklusive statistischem (stat) und systematischem (sys) Fehler ergab sich $G_E^n = 0.0244 \pm 0.0057_{\text{stat}} \pm 0.0016_{\text{sys}}$.

Abstract

Electromagnetic nucleon form factors are fundamental quantities which are closely related to the electromagnetic structure of the nucleon. The evolution of the electric and magnetic Sachs form factors G_E and G_M with Q^2 , the negative square of the four momentum transfer in the electromagnetic scattering process, is directly connected with the spatial charge and current distributions in the nucleon by means of a fourier transform. Therefore precise measurements of the form factors over a wide Q^2 range are essential for a quantitative understanding of the nucleon structure.

Owing to the lack of a free neutron target measurements of the neutron form factors prove to be difficult compared to the measurements on the proton. Consequently the available neutron data is less precise, and the measured Q^2 range is smaller. In particular the electric neutron Sachs form factor G_E^n is difficult to measure; due to the vanishing net charge of the neutron, G_E^n is small compared to the other nucleon form factors. G_E^n characterizes the charge distribution of the electrically neutral neutron, hence it is very sensitive to the inner structure of the neutron.

In the present work G_E^n was determined from beam helicity asymmetries in the quasielastic scattering process ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)pp$ at a momentum transfer $Q^2 = 1.58 (\text{GeV}/c)^2$. The measurement took place in Mainz at the electron accelerator facility Mainz Microtron within the A1 collaboration in the summer of 2008.

Longitudinally polarized electrons with an energy of 1.508 GeV impinged on a polarized ${}^3\text{He}$ gas target which served as an effective polarized neutron target. The scattered electrons were detected in coincidence with the recoil neutrons; a magnetic spectrometer was used for the electron detection, the contribution of quasielastic scattering off the protons was restricted through the detection of the neutron via a plastic scintillator matrix.

Cross section asymmetries with respect to the electron helicity are sensitive to G_E^n/G_M^n for an orientation of the target polarization in the scattering plane and perpendicular to the momentum transfer. Their measurement can provide a determination of G_E^n since the magnetic form factor G_M^n is well known. Additional measurements of the asymmetry at a parallel target polarization orientation have been utilized to reduce systematic uncertainties.

The measurement yielded $G_E^n = 0.0244 \pm 0.0057_{\text{stat}} \pm 0.0016_{\text{sys}}$ with the statistic (stat) and systematic (sys) error.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	vii
1. Einleitung	1
2. Elektromagnetische Nukleon-Formfaktoren	5
2.1. Elastische Elektronstreuung an einem punktförmigen Targetteilchen . . .	5
2.2. Targetteilchen mit Spin und Substruktur, Einführung der Formfaktoren .	8
2.3. Die Sachs-Formfaktoren	9
2.4. Datenlage der Neutron-Formfaktoren	11
3. Messmethode zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors	15
3.1. Bestimmung von G_E^n in ${}^3\text{He}(\vec{e},e'n)pp$	16
3.2. ${}^3\text{He}$ als polarisiertes Neutrontarget	22
3.2.1. Einfluss des Fermiimpulses auf die Asymmetrie	23
3.3. Effekte über PWIA hinaus	25
3.3.1. Bremsstrahlung	25
3.3.2. Pionproduktion	25
3.3.3. Endzustandswechselwirkung und Mesonaustauschströme	25
3.3.4. Mediummodifikationen	26
4. Aufbau des Experiments	27
4.1. Die Elektronbeschleunigeranlage MAMI	28
4.2. Die polarisierte Quelle	29
4.3. Beschleuniger und Strahlführung	31
4.4. Die A1-Spektrometeranlage an MAMI	33
4.5. Target	35
4.5.1. Aufpolarisierung des ${}^3\text{He}$	35
4.5.2. Targetaufbau	36
4.5.3. Relaxationsprozesse	38
4.5.4. Messung der Polarisation	39
4.6. Spektrometer A	42
4.6.1. Trigger-Szintillatoren	46
4.6.2. Vertikale Driftkammern	47
4.6.3. Čerenkov-Detektor	48
4.7. Neutronendetektor	49

4.8. Møller-Polarimeter	51
5. Durchführung des Experiments	55
5.1. Messungen im Sommer 2007	55
5.2. Messungen im Sommer 2008	57
5.3. Steuerung und Datenerfassung des Experiments	58
5.4. Verwendete Analysesoftware	59
5.5. Verwendete Simulationssoftware	60
6. Elektron- und Helumpolarisation	61
6.1. Elektronpolarisation	61
6.2. Helumpolarisation	64
7. Detektorkalibration und Datenselektion	69
7.1. Spektrometer A	69
7.1.1. Elektronidentifikation	69
7.1.2. Spurrekonstruktion	70
7.2. Neutronendetektor	75
7.2.1. ADC-Kalibration	75
7.2.2. Qualitative Betrachtung der zweidimensionalen TDC-Spektren . .	78
7.2.3. Bestimmung des Triggerbars	85
7.2.4. Fehler in der Elektronikverkabelung	87
7.2.5. Korrektur der Koinzidenzzeit zwischen Spektrometer und Neu- trondetektor	93
7.2.6. Walk-Effekt	97
7.2.7. Signalausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillator, Höhenkalibration	102
8. Datenanalyse	109
8.1. Teilchenrekonstruktion	109
8.1.1. Elektron- und Photon-Rekonstruktion	109
8.1.2. Nukleonrekonstruktion	110
8.2. Einschränkung des Fermiimpulses und Selektion quasielastischer Ereignisse	110
8.2.1. Neutronselektion	115
8.3. Abschätzung des Protonuntergrunds	118
8.4. Bestimmung der experimentellen Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$	124
8.4.1. Ereignisweise Analyse	127
8.4.2. Einfluss des Protonuntergrunds	131
8.4.3. Zufällige Koinzidenzen	133
8.4.4. Helizitätsabhängige Luminosität	137
8.4.5. Einfluss von Ereignissen der Pionelektroproduktion	139
8.4.6. Einfluss von Bremsstrahlung, Detektorauflösung und Fermiimpuls	140
8.4.7. Genauigkeit der Polarisationsorientierung des Targets	141

8.4.8. Fehler der Polarisationsmessungen	142
9. Ergebnis und Ausblick	145
9.1. Ergebnis der Datenanalyse	145
9.2. Ausblick	147
A. Anhang	149
A.1. Verbesserungsmöglichkeiten	149
A.1.1. Messung an weiteren Targets	149
A.1.2. Magnet zwischen Target und Neutronendetektor	149
A.1.3. Bestimmung der Elektronhelizität mit Hilfe des Møller-Polarimeters	149
A.1.4. Helizitätsabhängige Totzeit der Datenerfassung	150
A.1.5. Asymmetrie des Pionproduktionsuntergrunds	151
A.1.6. Berücksichtigung der Q^2 -Abhängigkeit des Formfaktorverhältnisses	152
A.1.7. Verbesserte Selektion quasielastischer Ereignisse bei höherer rela- tiver Zeitauflösung	152
A.1.8. Referenzspektren	152
A.1.9. Vermeidung verdrehter Kabel	153
A.2. Anpassung des Møller-Polarimeters an die Strahlenergie von MAMI-C . .	153
A.3. Korrekturfaktor Møller-Polarimeter	154
A.4. Alternative Messungen der Elektronpolarisation	157
A.5. Formeln für die Asymmetrien	158
A.6. Defekte Drähte der VDCs	160
A.7. Flugzeitauflösung des Neutronendetektors	160
A.8. Verschiedene Messmethoden der Nukleon-Formfaktoren	161
A.9. Test des Koinzidenz-Moduls Lecroy Model 4516	165
Literaturverzeichnis	167
Abbildungsverzeichnis	177
Tabellenverzeichnis	181

1. Einleitung

Die Bausteine der Atomkerne – Protonen und Neutronen – sind keine Elementarteilchen, sondern sie besitzen ihrerseits eine Substruktur. Sie sind aus fundamentalen, geladenen Teilchen zusammengesetzt, die zunächst als Partonen bezeichnet und später als Quarks [GM64] identifiziert wurden. Nukleonen (Proton und Neutron) sind demnach nicht Teilchen mit punktförmiger Ladung, vielmehr geht mit der inneren Struktur eine Ladungs- sowie eine Stromverteilung einher.

Durch die starke Wechselwirkung bilden die Quarks sogenannte Hadronen, zu denen auch die Nukleonen gehören. Mit der Quantenchromodynamik (QCD) gibt es eine allgemein anerkannte Theorie, in der die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks über den Austausch von Gluonen beschrieben wird. Im Gegensatz zu den Austauschteilchen der Quantenelektrodynamik (QED, diese beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen, punktförmigen Teilchen), den Photonen, besitzen die Gluonen selbst eine Ladung (Farbladung) und treten daher untereinander in Wechselwirkung.

Damit zusammenhängend ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung auf niedrigen Energieskalen groß. Störungstheoretische Methoden ähnlich wie in der QED können deshalb nicht angewandt werden, um etwa die Struktur des Nukleons zu beschreiben. Infolgedessen wird versucht, effektive Theorien oder Modelle auf Grundlage von hadronischen Freiheitsgraden zu entwickeln und zu verwenden, um die Nukleonen zu beschreiben. Experimentell gewonnene Informationen über die Nukleonstruktur können dabei genutzt werden, um die Parameter der Modelle anzupassen beziehungsweise die Modelle und Theorien in dem nicht-perturbativen Bereich der QCD zu überprüfen.

Zur Untersuchung der elektromagnetischen Nukleonstruktur eignen sich Leptonen, und damit insbesondere Elektronen, als elektromagnetische Sonden. Da diese punktförmige Elementarteilchen sind und selbst keine Struktur besitzen, kann aus Streuexperimenten verhältnismäßig einfach auf die Struktur der Nukleonen rückgeschlossen werden. Die elektromagnetische Kopplung ist durch die Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ charakterisiert und somit relativ schwach. Um genaue und einfach zu interpretierende Ergebnisse zu erhalten, muss daher häufig nur der Prozess niedrigster Ordnung berücksichtigt werden. Da Prozesse höherer Ordnung relativ zu der niedrigsten Ordnung unterdrückt sind, ist der Ein-Photon-Austausch-Prozess üblicherweise dominant. Ähnliche Experimente sind im Prinzip unter Nutzung der schwachen Wechselwirkung möglich (z.B. Neutrinostreuung), die Wirkungsquerschnitte sind dabei allerdings deutlich geringer. Die starke Wechselwirkung hat dem entgegen zwar eine hohe Kopplungskonstante und damit große Wirkungsquerschnitte, aber Effekte des Reaktionsmechanismus sind schwierig abzutrennen von denen der zugrundeliegenden Nukleonstruktur [DR86]. Die

Elektronstreuung spielt daher eine besondere Rolle beim Studium der Nukleonstruktur.

Die Streuwirkungsquerschnitte weichen von denen bei Streuung an einem punktförmigen geladenen Dirac-Teilchen nicht beliebig ab, sondern lassen sich im Fall des Nukleons vielmehr durch das Hinzufügen von genau zwei unabhängigen sogenannten elastischen Formfaktoren beschreiben. Letztere sind lediglich Funktionen von Q^2 , dem negativen quadrierten Viererimpulsübertrag des Streuprozesses. Für ein quantitatives Verständnis der elektromagnetischen Struktur werden Messungen über eine große Spanne von Q^2 benötigt. Der elektrische Formfaktor ist dabei eng verknüpft mit der Ladungsverteilung, der magnetische mit der Stromverteilung.

Mit dem Aufkommen leistungsfähiger Elektronbeschleuniger wurde in den 1950er Jahren damit begonnen, die Formfaktoren des Protons systematisch zu messen [HM55]. Bis heute wird die stetige Weiterentwicklung auf den Gebieten der Beschleuniger- und Detektortechnik genutzt, um die Genauigkeit solcher Messungen weiter voranzutreiben, so dass diese für belastbare Tests von Theorie-Vorhersagen genutzt werden können. Auch kann aus Hochpräzisionsmessungen bei kleinem Impulsübertrag unter anderem der Ladungsradius des Protons ermittelt werden. Er kann andererseits mit atomphysikalischen Methoden bestimmt werden, Ergebnisse aus unterschiedlichen Disziplinen der Physik können somit verglichen werden und zu weiteren Erkenntnisgewinnen beitragen.

Die Formfaktoren des Neutrons lassen sich weniger leicht messen; hier besteht das grundlegende Problem, dass es kein freies Neutrontarget mit einer hinreichenden Dichte für Streuexperimente gibt. Stattdessen werden als Target leichte Atomkerne wie das Deuteron oder der ^3He -Kern genutzt, womit eine Reihe von Komplikationen verbunden ist.

Die elektrische Neutralität des Neutrons bedingt weiterhin, dass der elektrische Formfaktor klein ist; unpolarisierte Wirkungsquerschnitte bei Streuung am Neutron, in welche die Formfaktoren quadratisch eingehen, sind daher in der Regel dominiert durch den magnetischen Formfaktor. Der technische Fortschritt erlaubte es ab Anfang der 1990er Jahre, Doppelpolarisationsexperimente in der Elektronstreuung durchzuführen, mit denen Observablen gemessen werden können, die proportional zu einem Interferenzterm zwischen dem magnetischen und elektrischen Formfaktor sind. Daraus lässt sich das Verhältnis der beiden Formfaktoren bestimmen. Da für den magnetischen Formfaktor vergleichsweise präzise Messungen zur Verfügung stehen, kann daraus der elektrische Formfaktor bestimmt werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem Doppelpolarisationsexperiment, bei dem aus der Untersuchung der Reaktion $^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)pp$ in quasielastischer Kinematik das Verhältnis der beiden Formfaktoren des Neutrons bei $Q^2 = 1.58 (\text{GeV}/c)^2$ bestimmt wurde. Daraus lässt sich der elektrische Formfaktor ableiten.

Der Inhalt dieser Arbeit gliedert sich wie folgt:

- **Kapitel 2: Elektromagnetische Nukleon-Formfaktoren**

Die theoretischen Grundlagen werden in diesem Kapitel erläutert. Zunächst werden die in dieser Arbeit benutzten kinematischen Größen der Streuprozesse definiert. Die elektromagnetischen Formfaktoren werden eingeführt, und die aktuelle Datenlage der Neutron-Formfaktoren wird erörtert.

- **Kapitel 3: Messmethode zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors**

Die experimentelle Methode, mit welcher der elektrische Formfaktor des Neutrons G_E^n aus Strahlhelizitätsasymmetrien in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)pp$ bestimmt wird, wird diskutiert.

- **Kapitel 4: Aufbau des Experiments**

Der experimentelle Aufbau, der für die Messungen verwendet wurde, wird beschrieben. Insbesondere wird auf die Elektronbeschleunigeranlage MAMI, das verwendete ${}^3\text{He}$ -Target, das Spektrometer zum Nachweis des gestreuten Elektrons und den Detektor zum Neutronnachweis sowie das Møller-Polarimeter zur Messung der Elektronpolarisation eingegangen.

- **Kapitel 5: Durchführung des Experiments**

Der Verlauf der Strahlzeiten wird skizziert, und die Software, die für die Datenerfassung sowie die Datenanalyse verwendet wurde, wird erörtert.

- **Kapitel 6: Elektron- und Heliumpolarisation**

Die Messungen der Polarisierungen des Elektronenstrahls sowie des Heliumtargets, die in die Analyse eingehen, werden in diesem Kapitel zusammengefasst.

- **Kapitel 7: Detektorkalibration und Datenselektion**

In diesem Kapitel wird auf die Kalibration der Detektorsignale vom Elektronenspektrometer sowie vom Neutronendetektor eingegangen, und die Analyseschnitte, die für eine Datenselektion verwendet wurden, werden motiviert und dargelegt.

- **Kapitel 8: Datenanalyse**

Auf Grundlage der Datenselektion werden zunächst die verschiedenen Zählraten genutzt, um in einer integralen Analyse Asymmetrien zu bestimmen, aus denen das Verhältnis des elektrischen zum magnetischen Formfaktor des Neutrons, G_E^n/G_M^n , ermittelt werden kann. Daraufhin wird zu einer ereignisweisen Analyse übergegangen, in welcher sich verschiedene, notwendige Korrekturen in einfacher Weise anbringen lassen.

- **Kapitel 9: Ergebnis und Ausblick**

Abschließend werden die Ergebnisse für G_E^n/G_M^n sowie für G_E^n – unter Berücksichtigung des magnetischen Formfaktors G_M^n einer aktuellen Messung – vorgestellt. Die Arbeit endet mit einem Ausblick.

2. Elektromagnetische Nukleon-Formfaktoren

In diesem Kapitel werden vor allem theoretische Grundlagen dargelegt. Zunächst wird die elastische Elektronstreuung an einem punktförmigen Targetteilchen diskutiert, so dann werden unter Berücksichtigung des Targetspins sowie einer Substruktur des Targetteilchens die elektromagnetischen Formfaktoren dieses Teilchens eingeführt, wobei zur Parametrisierung des elektromagnetischen Streuprozesses am Nukleon zwei linear unabhängige Formfaktoren benötigt werden. Verhältnismäßig anschaulich sind die Sachs-Formfaktoren G_E und G_M , welche sich aus einer speziellen Linearkombination der Formfaktoren ergeben. Abschließend wird die derzeitige Datenlage von Neutron-Formfaktor-Messungen erläutert.

2.1. Elastische Elektronstreuung an einem punktförmigen Targetteilchen

Bei Elektron-Streuxperimenten hat man es üblicherweise mit hochrelativistischen Teilchen zu tun; daher bietet es sich an, für die Rechnungen Vierervektoren zu verwenden. In der Bornschen Näherung (*Plane Wave Born Approximation*, kurz PWBA) findet der Streuprozess über den Austausch eines einzelnen virtuellen Photons statt, die Wellenfunktionen der ein- und auslaufenden Elektronen werden durch ebene Wellen beschrieben. Die Kinematik der elastischen Streuung eines einlaufenden Elektrons an einem ruhenden Target ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Das einlaufende Elektron hat einen Viererimpuls¹

$$k^\mu = (k_0, \vec{k}) \quad (2.1)$$

mit der Gesamtenergie k_0 und dem Dreierimpuls \vec{k} , wobei

$$\sqrt{k_\mu k^\mu} = m_e = 511 \text{ keV} \quad (2.2)$$

die invariante Masse des Elektrons ist. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird angenommen, dass es sich in z -Richtung bewegt, $\vec{k} = (0, 0, |\vec{k}|)$. An dem ruhenden Target wird es in das Raumelement $\Omega = (\theta_e, \phi_e)$ gestreut und hat daraufhin den Viererimpuls

$$k'^\mu = (k'_0, \vec{k}'). \quad (2.3)$$

¹Im Folgenden werden natürliche Einheiten verwendet: $\hbar = c = 1$ mit dem Planckschen Wirkungsquantum \hbar und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c .

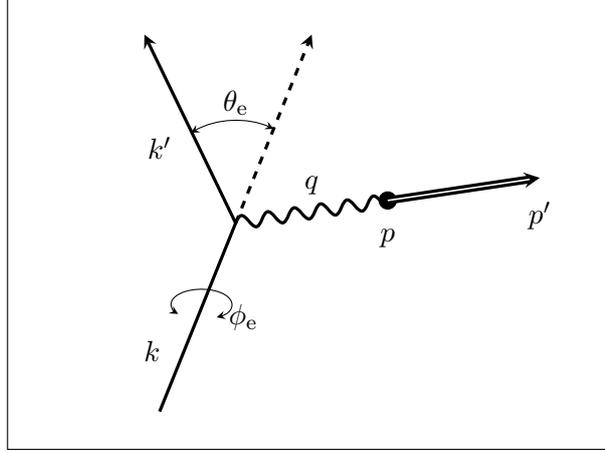


Abbildung 2.1.: Kinematik für die elastische Elektronenstreuung an einem ruhenden Target im Laborsystem. Das einlaufende Elektron (k) erfährt eine Streuung mit dem Streuwinkel θ_e und dem Azimutalwinkel ϕ_e . Ein virtuelles Photon (q) überträgt einen Impuls auf das zuvor ruhende Targetteilchen (p), welches sich daraufhin in Richtung des Dreierimpulsübertrags bewegt.

Im Folgenden sei weiterhin angenommen, dass die Streuung in der $x-z$ -Ebene stattfindet, so dass $\phi_e = 0$.

Bei der Streuung wird durch das virtuelle Photon der Viererimpuls

$$q^\mu = (\omega, \vec{q}) = k^\mu - k'^\mu \quad (2.4)$$

auf das Targetteilchen übertragen. Da sich dieses zuvor in Ruhe befand,

$$p^\mu = (p_0, \vec{p}) = (M, \vec{0}) \quad (2.5)$$

mit der Masse M des Targetteilchens, hat es nach dem Streuprozess den Viererimpuls

$$p'^\mu = (p'_0, \vec{p}') = p^\mu + q^\mu. \quad (2.6)$$

Aufgrund der Forderung, dass sich einlaufende wie auslaufende Teilchen auf der Massenschale befinden,

$$k_\mu k^\mu = k'_\mu k'^\mu = m_e^2, \quad (2.7)$$

$$p_\mu p^\mu = p'_\mu p'^\mu = M^2, \quad (2.8)$$

und dass der Gesamt-Viererimpuls erhalten ist,

$$k^\mu + p^\mu = k'^\mu + p'^\mu, \quad (2.9)$$

ergeben sich für die Kinematik der Streuung zwei Freiheitsgrade (mit $\phi_e = 0$). Ist die Energie des einlaufenden Elektrons bekannt (wie dies zum Beispiel bei der Verwendung von Elektronen aus einem Beschleuniger der Fall sein kann), ist die Kinematik des Streuprozesses durch eine weitere Größe festgelegt. Eine übliche Wahl dazu ist der Streuwinkel θ_e . Bei hohen Energien kann man die Masse des Elektrons vernachlässigen und erhält in Abhängigkeit von dem Streuwinkel

$$k'_0(\theta_e) = \frac{k_0}{1 + k_0/M \cdot (1 - \cos \theta_e)}, \quad (2.10)$$

$$q^2 = q_\mu q^\mu = -4k_0 k'_0 \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right). \quad (2.11)$$

q^2 ist der quadrierte Viererimpulsübertrag, welcher ein Lorentz-Skalar und somit unabhängig vom Bezugssystem ist. Im Fall der Elektronstreuung ist q^2 negativ. Um mit einer positiven Größe arbeiten zu können, führt man üblicherweise $Q^2 = -q^2$ ein.

Gleichungen (2.10) und (2.11) sind unabhängig von dem Azimutalwinkel ϕ_e , während die Impulsrichtungen der auslaufenden Teilchen bei $\phi_e \neq 0$ entsprechend um diesen Winkel um die z -Achse gedreht sind.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann für die Streuung an einem spinlosen Target, aber unter Berücksichtigung des Elektronenspins durch den Mott-Wirkungsquerschnitt beschrieben werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \frac{4Z^2 \alpha^2 k_0'^2}{Q^4} \cdot \frac{k'_0}{k_0} \cdot \left(1 - \beta^2 \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \right) \quad (2.12)$$

$$\approx \frac{4Z^2 \alpha^2 k_0'^2}{Q^4} \cdot \frac{k'_0}{k_0} \cdot \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \quad \text{für } \beta \rightarrow 1. \quad (2.13)$$

Dabei ist Z die elektrische Ladung des Targets, α die Feinstrukturkonstante, k'_0/k_0 ein Rückstoßfaktor und β die Geschwindigkeit des Elektrons relativ zur Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Betrachtet man die Streuung an einem Target, welches punktförmig ist, aber einen Spin von $1/2$ besitzt, muss zusätzlich zu der Wechselwirkung zwischen der Ladung des Elektrons und der Ladung des Teilchens auch die Wechselwirkung zwischen dem Strom des Elektrons und dem magnetischen Moment des Targets berücksichtigt werden (siehe [PRSZ09] hier und im Folgenden). Das magnetische Moment eines geladenen Spin- $1/2$ -Teilchens (mit der Ladung q in Einheiten der Elementarladung) ohne innere Struktur (Dirac-Teilchen) ist durch

$$\mu = g \cdot \frac{q}{2M} \cdot \frac{1}{2} \quad (2.14)$$

gegeben. Der Faktor $g = 2$ ergibt sich aus der Dirac-Gleichung. Die magnetische Wechselwirkung ist mit einem Umklappen des Targetspins verbunden. Während bei der Streuung um 0° Drehimpuls- und Helizitätserhaltung nicht miteinander vereinbar sind, wird die

Streuung um 180° favorisiert. Die magnetische Wechselwirkung wird durch einen zusätzlichen Term im Wirkungsquerschnitt beschrieben, so dass sich für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot \left(1 + 2\frac{Q^2}{4M^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2}\right) \quad (2.15)$$

ergibt.

2.2. Targetteilchen mit Spin und Substruktur, Einführung der Formfaktoren

Für den Fall, dass das Target nicht punktförmig ist sondern eine (unbekannte) innere Struktur besitzt, müssen weitere Faktoren eingeführt werden, damit der Wirkungsquerschnitt beschrieben werden kann. Die kinematischen Größen bleiben im Fall von elastischer Streuung, bei der das Targetteilchen intakt bleibt und keine weiteren Teilchen produziert werden, hingegen unverändert.

Es stellt sich heraus, dass im Fall der Nukleonen, welche ausgedehnte Spin- $1/2$ -Teilchen sind, zwei solcher Formfaktoren benötigt werden.²

Die Streuamplitude des Streuprozesses ist proportional zum Produkt aus dem vierkomponentigen Leptonstrom L^μ des Elektrons und dem Hadronstrom J^μ des Nukleons (siehe hier und im Folgenden [PPV07] sowie [BGPR96]),

$$-i\mathcal{M} = \frac{i}{q^2} L_\mu J^\mu = \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} [ie\bar{u}(k')\gamma^\nu u(k)] [-ie\bar{N}(p')\Gamma^\mu(p',p)N(p)]. \quad (2.16)$$

N und u sind die Nukleon- und Elektron-Spinoren, die Kopplung des Elektrons an das Strahlungsfeld des virtuellen Photons wird durch die Gamma-Matrizen γ^μ beschrieben, die elektromagnetische Vertexfunktion des Nukleons Γ^μ enthält sämtliche Informationen über die elektromagnetische Nukleonstruktur, und $g_{\mu\nu}$ ist der metrische Tensor.

Um relativistische Invarianz der Amplitude \mathcal{M} zu gewährleisten, kann Γ^μ nur von Lorentzvektoren abhängen. Für den hier vorliegenden Fall eines Teilchens mit Spin $1/2$ gibt es drei solche voneinander unabhängigen Vierervektoren: p^μ , p'^μ und γ^μ . Somit ist der mit Lorentzinvarianz verträgliche allgemeinste Ansatz für den Nukleonstrom

$$\Gamma^\mu = p^\mu\Gamma_1 + p'^\mu\Gamma_2 + \gamma^\mu\Gamma_3, \quad (2.17)$$

wobei die skalaren Funktionen Γ_i nur von den drei auftretenden Lorentzskalaren Q^2 , p^2 und p'^2 abhängen können. Im Fall der elastischen Streuung an freien Nukleonen entsprechen p^2 und p'^2 allerdings gerade der invarianten Masse des Nukleons, so dass

$$\Gamma_i = \Gamma_i(Q^2). \quad (2.18)$$

²Für die elastische Elektronstreuung an Spin-0-Teilchen wie dem Pion oder auch einem ^{12}C -Kern ergibt sich lediglich ein Formfaktor, allgemein wird ein Teilchen mit Spin S durch $(2S+1)$ elektromagnetische Momente beschrieben.

Aus Ladungserhaltung

$$q_\mu \bar{N} \Gamma^\mu N = 0 \quad (2.19)$$

folgt weiterhin $\Gamma_1 = \Gamma_2$, da die Spinoren \bar{N} und N die freie Diracgleichung erfüllen [BD98]. Es ergibt sich nach einigen Umformungen (siehe [BGPR96]) und einer Einführung von $F_1(Q^2) = 2M\Gamma_1(Q^2) + \Gamma_3(Q^2)$ und $F_2(Q^2) = -2M\Gamma_1(Q^2)$ als zweckmäßigen Linearkombinationen³

$$\begin{aligned} J^\mu &= e\bar{N}(p') \left[\gamma^\mu F_1(Q^2) + \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M} F_2(Q^2) \right] N(p), \\ \sigma^{\mu\nu} &= \frac{i}{2} (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu). \end{aligned} \quad (2.20)$$

F_1 und F_2 , welche als Dirac- beziehungsweise Pauli-Formfaktoren bezeichnet werden, sind somit in der Näherung des Ein-Photon-Austauschs die einzig zulässigen Formfaktoren für ein Spin-1/2-Teilchen; sie sind reelle Funktionen von Q^2 und somit relativistisch invariant.

Der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt im Laborsystem ergibt sich mit diesen Formfaktoren in der Ein-Photon-Austauschnäherung zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \left\{ F_1^2(Q^2) + \tau \left[F_2^2(Q^2) + 2(F_1(Q^2) + F_2(Q^2))^2 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \right\} \quad (2.21)$$

mit der dimensionslosen Größe $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$.

2.3. Die Sachs-Formfaktoren

Eine andere mögliche Parametrisierung der beiden Formfaktoren führt zu den sogenannten Sachs-Formfaktoren [HMW63]:

$$G_E(Q^2) = F_1(Q^2) - \tau F_2(Q^2) \quad \text{und} \quad (2.22)$$

$$G_M(Q^2) = F_1(Q^2) + F_2(Q^2). \quad (2.23)$$

G_E wird als elektrischer, G_M als magnetischer Formfaktor bezeichnet.

Mit G_E und G_M ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt eine sehr viel einfachere Form ohne Interferenzterm zwischen den beiden Formfaktoren, welche als Rosenbluth-Formel bezeichnet wird:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \cdot \left(\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \quad (2.24)$$

³Anstelle von F_2 wird in der Literatur davon abweichend auch κF_2 derart definiert, wobei κ das anomale magnetische Moment des Nukleons ist.

2. Elektromagnetische Nukleon-Formfaktoren

Die Sachs-Formfaktoren der Nukleonen sind eng verknüpft mit der räumlichen Ladungs- und der Stromverteilung der Nukleonen [ESW60]; aus der Q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren kann man auf die räumliche Verteilung von Ladung und magnetischem Moment zurückschließen. Im statischen Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ streben G_E und G_M gegen die Gesamtladung (in Einheiten der Elementarladung) und das gesamte magnetische Moment (in Einheiten des Kernmagnetons $\mu_N = \frac{e}{2M}$) des Protons (Index p) beziehungsweise Neutrons (Index n):

$$G_E^p(0) = 1 \qquad G_E^n(0) = 0 \qquad (2.25)$$

$$G_M^p(0) = \mu_p \qquad G_M^n(0) = \mu_n \qquad (2.26)$$

Im sogenannten Breitsystem können G_E und G_M im nichtrelativistischen Grenzfall als die Fouriertransformierten der Ladungs- und der Stromverteilung der Nukleonen betrachtet werden.

Das Breitsystem ist das Bezugssystem, in dem keine Energie übertragen wird ($\omega_{\text{Breit}} = 0$), sondern nur Impuls. Für ein im Laborsystem ruhendes Target gelangt man durch eine Lorentztransformation entlang \vec{q} in das Breitsystem. Das Nukleon hat in diesem System vor dem Stoßprozess den Impuls $-q_{\text{Breit}}$, danach $+q_{\text{Breit}}$. Der Impulsübertrag ist entsprechend $Q^2 = \vec{q}_{\text{Breit}}^2$.

Der Verlauf der Formfaktoren bei kleinem Q^2 hängt mit dem elektrischen und magnetischen mittleren quadratischen Radius $\langle r^2 \rangle$ der Nukleonen zusammen. Das ergibt sich aus einer Reihenentwicklung der radialsymmetrischen Fouriertransformierten der Formfaktoren:

$$\langle r_E^2 \rangle = -6 \left. \frac{dG_E}{dQ^2} \right|_{Q^2=0}, \qquad \langle r_M^2 \rangle = -6 \frac{1}{\mu} \left. \frac{dG_M}{dQ^2} \right|_{Q^2=0}, \qquad (2.27)$$

mit dem jeweiligen magnetischen Moment μ . In dem Fall der Protonen ist die Messgenauigkeit bis hin zu kleinen Q^2 (in [B⁺10] beispielsweise bis zu $Q^2 = 0.004$ (GeV/c)²) tatsächlich groß genug, um die Radien über den Q^2 -Verlauf der Formfaktoren zu bestimmen. Für den elektrischen Formfaktor des Neutrons hingegen dient der Ladungsradius, der aus der Streuung thermischer Neutronen an Elektronen bestimmt werden kann, als Randbedingung für Modelle und Fits, da mit diesem die Steigung bei $Q^2 = 0$ festgelegt werden kann.

Es hat sich gezeigt, dass für geringe Impulsüberträge die funktionale Abhängigkeit von Q^2 der beiden Formfaktoren des Protons (G_E^p und G_M^p) sowie des magnetischen Formfaktors des Neutrons G_M^n in guter Näherung durch eine Dipolparametrisierung beschrieben werden kann:

$$G_E^p(Q^2) \approx \frac{1}{\mu_p} G_M^p(Q^2) \approx \frac{1}{\mu_n} G_M^n(Q^2) \approx G_D(Q^2) \qquad (2.28)$$

mit

$$G_D(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71 \text{ GeV}^2} \right)^{-2}. \qquad (2.29)$$

Dieser Dipolformfaktor ist die Fouriertransformierte einer radialsymmetrischen, exponentiell abfallenden Ladungs- beziehungsweise Magnetisierungsverteilung $\rho(r) = \rho(0) \cdot e^{-ar}$ mit $a = 4.27 \text{ fm}^{-1}$ [PRSZ09]. Daher werden diese drei oben genannten Formfaktoren häufig relativ zu G_D angegeben.

Für einen aktuellen Stand der Proton-Formfaktoren sei an dieser Stelle auf [B⁺10], [Ber10] und [Z⁺11] verwiesen.

2.4. Datenlage der Neutron-Formfaktoren

In Abbildung 2.2 sind Messungen des magnetischen Neutron-Formfaktors gezeigt, auf die verwendeten Messmethoden wird im Anhang A.8 eingegangen. Die Dipolparametrisierung beschreibt im Allgemeinen die Daten im Rahmen der Fehler gut. Zusätzlich ist das Ergebnis aus [BHM07] gezeigt, siehe unten.

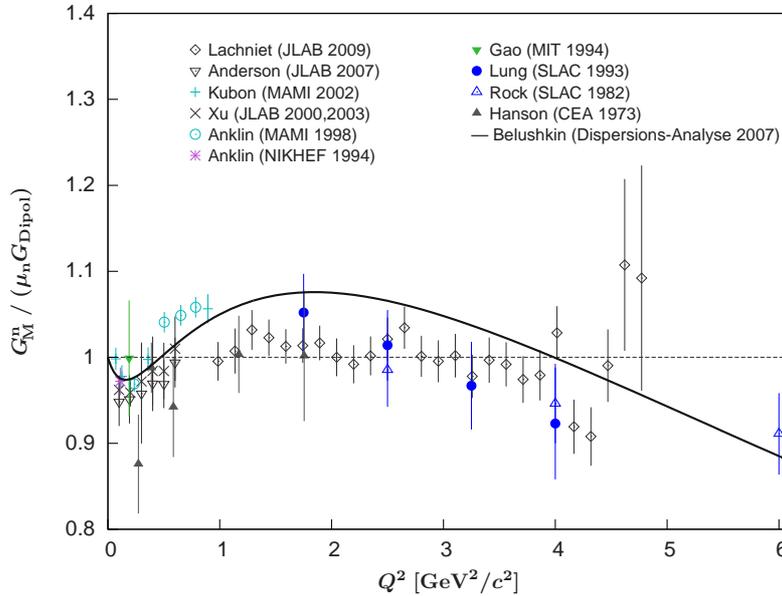


Abbildung 2.2.: Auswahl von G_M^n -Datenpunkten [L⁺09],[A⁺07],[K⁺02],[X⁺00],[X⁺03],[A⁺98],[A⁺94],[G⁺94],[L⁺93],[R⁺82],[H⁺73] normiert auf die Dipolparametrisierung $\mu_n \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{0.71 \text{ GeV}^2}\right)^{-2}$, welche die Daten qualitativ gut beschreibt. Weiterhin ist das Ergebnis einer Dispersionsanalyse [BHM07] gezeigt (durchgezogene Linie).

Abbildung 2.3 zeigt Ergebnisse von G_E^n aus Doppelpolarisationsexperimenten (siehe Anhang A.8). In diesen Experimenten wird das Verhältnis G_E^n/G_M^n gemessen, daraufhin wird G_E^n unter Verwendung von G_M^n aus Messungen oder Parametrisierungen bestimmt. Gezeigt sind die Werte für G_E^n aus den jeweiligen Veröffentlichungen, wobei zu beachten ist, dass für die Extraktion von G_E^n zum Teil unterschiedliche Parametrisierungen

oder Messergebnisse für G_M^n verwendet wurden. Daher wurden in [GC11] beispielsweise Werte für G_E^n aus den ursprünglichen Messungen für eine feste Parametrisierung von G_M^n (nach [Kel04]) reextrahiert – soweit die Informationen in den originalen Referenzen dazu hinreichend waren – und sind dort angegeben.

Zum Vergleich ist das Ergebnis einer Analyse [P⁺90] von Daten der elastischen Elektron-Deuteron-Streuung gezeigt. Die Daten wurden für verschiedene NN-Potentiale, die zur Konstruktion der Deuteron-Wellenfunktion verwendet werden (vergleiche Anhang A.8), an die Fitfunktion

$$G_E^n(Q^2) = \frac{a_{G\tau}}{1 + b_{G\tau}} \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)^{-2} \quad (2.30)$$

angepasst; das Ergebnis ist in der Abbildung für zwei verschiedene Potentiale dargestellt. Die Extraktion von G_E^n beinhaltet bei der dort verwendeten Messmethode starke Modellabhängigkeiten bezüglich der verwendeten Deuteron-Wellenfunktion mit einer daraus resultierenden systematischen Unsicherheit von der Größenordnung $\mathcal{O}(50\%)$.

Die Q^2 -Abhängigkeit der Fitfunktion, die auf [G⁺71] zurückgeht und als Galster-Parametrisierung bezeichnet wird, wird für G_E^n häufig verwendet, um die Daten zu parametrisieren. Dabei kann unter anderem a_G derart gewählt werden, dass der mittlere quadratische Neutronradius $\langle r_n^2 \rangle = (-0.1161 \pm 0.0022) \text{ fm}^2$ [N⁺10] nach (2.27) reproduziert wird, welcher über eine Messung der Neutron-Elektron-Streulänge b_{ne} bestimmt werden kann (siehe beispielsweise [K⁺97]). Wählt man den Standarddipolwert $\Lambda^2 = 0.71 \text{ GeV}^2$, so bleibt lediglich b_G als freier Fitparameter.

In [GC11] wird gezeigt, dass die Galster-Parametrisierung die Näherung niedrigster Ordnung eines Zwei-Dipol-Fits ist. Dort wird auch eine solche Zwei-Dipol-Parametrisierung zur Beschreibung der Daten verwendet, die gerade eine Superposition zweier Dipolformen ist:

$$G_E^n(Q^2) = \frac{a}{(1 + Q^2 r_1^2/12)^2} - \frac{a}{(1 + Q^2 r_2^2/12)^2} \quad (2.31)$$

mit $r_1^2 = r_{av}^2 + \langle r_n^2 \rangle/2a$ und $r_2^2 = r_{av}^2 - \langle r_n^2 \rangle/2a$. $\langle r_n^2 \rangle$ ist der Ladungsradius, r_{av} der mittlere rms-Radius. Jede der Dipolformen repräsentiert dabei die Fouriertransformierte einer exponentiellen Ladungsverteilung mit der Gesamtladung $q = \pm a \cdot e$, wobei die Gesamtladung der positiven und der negativen Verteilung durch den gemeinsamen Parameter a gleich ist. Als Fitparameter wurden a , $\langle r_n^2 \rangle$ und r_{av}^2 verwendet mit dem Resultat $a = 0.115(20)$, $\langle r_n^2 \rangle = -0.1147(35) \text{ fm}^2$ und $r_{av} = 0.856(32) \text{ fm}$, der Fit ist ebenfalls in Abbildung 2.3 gezeigt.

In [FW03] wurde eine Reanalyse der vier Nukleon-Formfaktoren durchgeführt. Ein phänomenologisches Modell basierte ebenfalls auf einer Superposition zweier Dipole für jeden der Formfaktoren (beide mit einem eigenen Fitparameter für die Ladung). Zusätzlich wurde jeweils ein Term hinzugefügt, der eine Erhöhung beziehungsweise einen Abfall in einem beschränkten Q^2 -Bereich beschreibt und für das Erhalten eines guten Fits notwendig war. Die jeweils gefundene Position dieses Zusatzbeitrags war für die vier Formfaktoren sehr ähnlich. Die Existenz einer solchen Struktur wurde als möglicher Hinweis

auf eine Pionwolke gedeutet, die sich aus dem Bild ergibt, dass das Neutron eine Überlagerung aus einem reinen Neutron und einer Kombination aus Proton und π^- ist (das Proton entsprechend eines reinen Protons und einer Kombination aus Neutron und π^+). In Abbildung 2.3 ist ein solcher Fit (Stand 2005) ebenfalls dargestellt.

In [BHM07] wurden Dispersionsrelations-Techniken angewandt, um die elektromagnetischen Formfaktoren der beiden Nukleonen bei allen Impulsüberträgen zu analysieren. Randbedingungen aus Meson-Nukleon-Streudaten sowie aus der perturbativen QCD wurden dabei berücksichtigt. Die Daten aller vier Formfaktoren wurden sowohl in der raumartigen als auch der zeitartigen Region gleichzeitig analysiert, und es wurde eine gute Übereinstimmung mit den Daten gefunden.

In Abbildung 2.4 ist die Ladungsverteilung des Neutrons im Breitsystem gezeigt, wie sie sich aus der Fouriertransformierten eines Fits nach [FW03] ergibt. Man erkennt eine negative Ladungsdichte bei Abständen ≥ 1 fm sowie eine positive Ladungsdichte bei kleinen Abständen. Bei geringen Abständen $r < \frac{2\pi}{2M} \approx 0.66$ fm ist man allerdings durch relativistische Positionsfluktuationen darin limitiert, die Dichte aufzulösen [VW11].

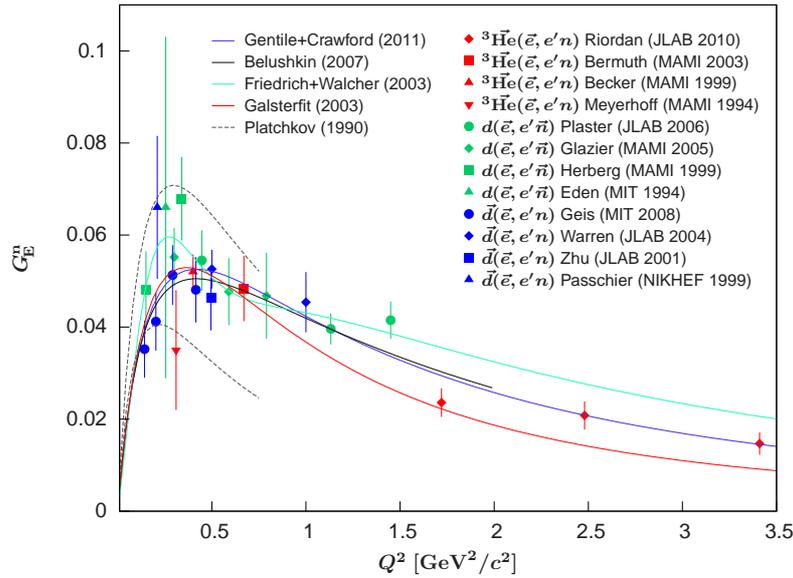


Abbildung 2.3.: Die gezeigten Datenpunkte sind Ergebnisse für G_E^n aus Doppelpolarisationsexperimenten [R⁺10],[B⁺03],[B⁺99]/[G⁺01],[M⁺94],[P⁺06],[G⁺05],[H⁺99],[E⁺94],[G⁺08],[W⁺04],[Z⁺01],[P⁺99]. Die blaue Kurve zeigt einen Zwei-Dipol-Fit an die Daten nach [GC11], die schwarze Kurve ist Ergebnis einer Dispersionsanalyse [BHM07], die cyanfarbene Kurve das Ergebnis eines phänomenologischen Fits nach [FW03] und die rote Kurve eine Galster-Parametrisierung [FW03]. Die beiden gestrichelten Kurven entsprechen dem Ergebnis einer Analyse [P⁺90] von Daten der elastischen Elektron-Deuteron-Streuung unter Verwendung zweier unterschiedlicher NN-Potentiale (untere Kurve: *Paris*, obere Kurve: *Nijmegen*).

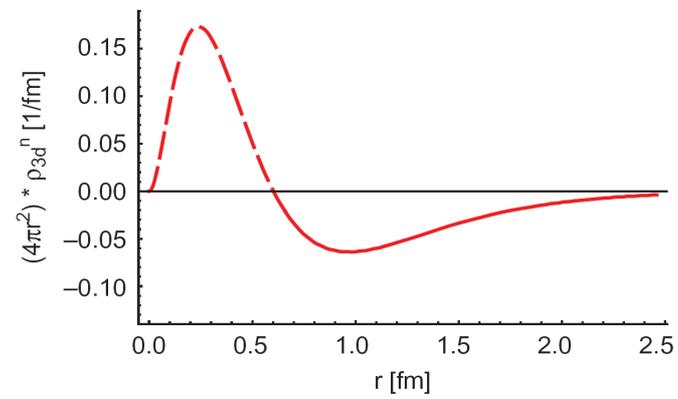


Abbildung 2.4.: Ladungsverteilung des Neutrons aus [VW11] als Ergebnis einer Fouriertransformation eines Fits an G_E^n -Daten aus Doppelpolarisationsexperimenten.

3. Messmethode zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors

In diesem Kapitel wird auf die verwendete Messmethode zur Bestimmung von G_E^n eingegangen. Im Gegensatz zu Messungen der Proton-Formfaktoren, bei denen ein Wasserstofftarget verwendet werden kann, gibt es im Fall des Neutrons kein freies Neutrontarget, das sich für solche Experimente verwenden ließe. Man behilft sich damit, leichte Atomkerne als Target zu verwenden. Auf die Neutronformfaktoren kann dann rückgeschlossen werden, indem man die Wirkungsquerschnitte elastischer Messungen an dem Atomkern auf die Nukleonformfaktoren zurückführt, oder indem man quasielastisch an den Nukleonen des Kerns streut. In jedem Fall müssen Kernbindungseffekte berücksichtigt werden. Unterschiedliche Methoden, mit denen die Formfaktoren bislang gemessen wurden, werden im Anhang (A.8) skizziert.

In diesem konkreten Fall wurde G_E^n/G_M^n aus der Analyse von Helizitätsasymmetrien in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'n)pp$ bestimmt mit einem polarisierten ${}^3\text{He}$ -Target und einem longitudinal polarisierten Elektronstrahl; da die Datenlage für G_M^n deutlich besser ist, kann G_E^n bestimmt werden.

Bei einer Orientierung der Targetpolarisation in der Streuebene und senkrecht zur Richtung des Impulsübertrags (siehe Abbildung 3.1) ist die messbare Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie bezüglich der Helizität des einlaufenden Elektrons

$$A_{\perp} \propto \frac{G_E^n \cdot G_M^n}{\sigma_{\text{unpol}}} \quad (3.1)$$

mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt σ_{unpol} , bei paralleler Orientierung hingegen

$$A_{\parallel} \propto \frac{G_M^n^2}{\sigma_{\text{unpol}}}, \quad (3.2)$$

aus dem Verhältnis dieser beiden Asymmetrien lässt sich G_E^n/G_M^n bestimmen,

$$\frac{G_E^n}{G_M^n} \propto \frac{A_{\perp}}{A_{\parallel}}, \quad (3.3)$$

wobei viele systematische Fehlerquellen unterdrückt werden.

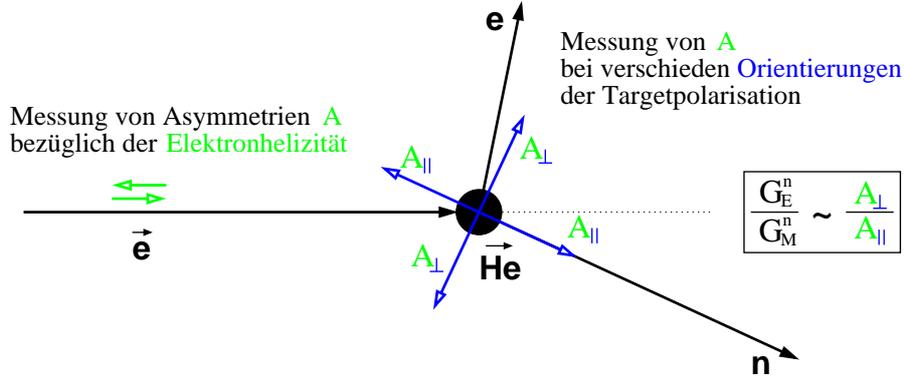


Abbildung 3.1.: Die semiexklusive Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'n)$, bei der sowohl das gestreute Elektron als auch ein Neutron detektiert werden, wird in quasielastischer Kinematik als Näherung für die Reaktion $\vec{n}(\vec{e},e'n)$ untersucht. Die Messung von Wirkungsquerschnitts-Asymmetrien bezüglich der Elektronhelizität bei verschiedenen Polarisationswinkeln kann zur Bestimmung von G_E^n/G_M^n genutzt werden. Die Asymmetrien A_{\perp} bei einer Orientierung der Targetpolarisation senkrecht zum Impulsübertrag auf das Neutron sind sensitiv auf G_E^n/G_M^n , bei paralleler Orientierung ist die Sensitivität der Asymmetrien A_{\parallel} auf das Formfaktorverhältnis hingegen gering; die Messung von A_{\parallel} kann daher genutzt werden, systematische Fehler zu reduzieren.

3.1. Bestimmung von G_E^n in ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'n)pp$

In einer einfachen Beschreibung des quasielastischen Streuprozesses, der *Plane Wave Impulse Approximation* (PWIA), werden ein- und auslaufende Teilchen als ebene Wellen behandelt. Der Streuprozess findet über den Austausch eines einzelnen virtuellen Photons statt, das seinen gesamten Impuls q^μ auf das Nukleon überträgt, welches im Ausgangskanal analysiert wird; die Wellenfunktion des Restkerns ändert sich nicht, insbesondere treten keine Wechselwirkungen zwischen Nukleon und Restkern auf. Desweiteren befindet sich das Nukleon vor der Streuung auf der Massenschale. Die Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'n)pp$ kommt in quasielastischer Kinematik der Streuung eines polarisierten Elektrons an einem polarisierten, freien Neutron nahe, das Neutron trägt dabei den Großteil des ${}^3\text{He}$ -Spins (siehe Abschnitt 3.2). Im Unterschied zur elastischen Streuung befindet sich das Nukleon vor dem Streuprozess nicht in Ruhe; die Kinematik der elastischen Streuung ändert sich entsprechend mit dem jeweiligen Fermiimpuls.

Für die Streuung eines longitudinal¹ polarisierten Elektronenstrahls an einem polarisierten Nukleon ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt, der von der Helizität h des

¹Für transversale Polarisation sind die messbaren Asymmetrien um einen relativen Faktor $1/\gamma$ und damit bei hohen Elektronenergien stark unterdrückt im Vergleich zu longitudinaler Polarisation.

einlaufenden Elektrons und der Polarisationsrichtung des Nukleons abhängt:

$$\sigma^h = \sigma_{\text{unpol}} + h\sigma_{\text{pol}}(\theta^*, \phi^*) \quad (3.4)$$

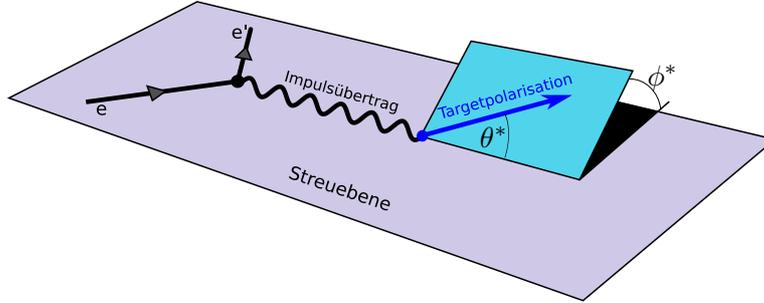


Abbildung 3.2.: Veranschaulichung der Winkel θ^* und ϕ^* zur Beschreibung der Polarisationsorientierung relativ zum Impulsübertrag \vec{q} und der Streuebene, die durch die Impulse des einlaufenden und des auslaufenden Elektrons aufgespannt wird.

θ^* ist der Winkel im Laborsystem zwischen dem Polarisationsvektor \vec{P}_N des Nukleons und dem Impulsübertrag, ϕ^* der Winkel zwischen der Elektronstrebene und der Ebene, die durch den Nukleonpolarisationsvektor und den Impulsübertrag aufgespannt wird, siehe Abbildung 3.2. σ_{unpol} ist der helizitätsunabhängige Anteil des Wirkungsquerschnitts, σ_{pol} der helizitätsabhängige.

In transversaler Geometrie, $\theta^* = 90^\circ$ und $\phi^* = 0^\circ$ oder 180° , ist der Wirkungsquerschnitt durch eine kohärente Überlagerung elektrischer (f) und magnetischer Streuamplituden (g) zusammengesetzt ([B⁺99], [Bec97] hier und im Folgenden). Die magnetische Streuamplitude basiert auf der Dipol-Dipol-Wechselwirkung und ändert bei einer Helizitätsumkehr des einlaufenden Elektrons ihr Vorzeichen, die elektrische Streuamplitude, welche die Coulombwechselwirkung charakterisiert, hingegen nicht. Damit ergibt sich im Wirkungsquerschnitt bei positiver (+) und negativer (-) Helizität,

$$\sigma^\pm \sim |f \pm g|^2 = |f|^2 \pm 2 \cdot \text{Re}(f \cdot g) + |g|^2, \quad (3.5)$$

ein Interferenzterm zwischen den beiden Amplituden, der aus der Asymmetrie (A_I) bezüglich der Strahlhelizität bestimmt werden kann:

$$A_I = \frac{\sigma_{\text{pol}}}{\sigma_{\text{unpol}}} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \quad (3.6)$$

$$= \frac{2 \cdot \text{Re}(f \cdot g)}{|f|^2 + |g|^2}. \quad (3.7)$$

Die Interferenz ist proportional zum Kreuzprodukt von Nukleonspin \vec{S}_N und Impulsübertragsvektor \vec{q} . Sie ist daher am besten sichtbar, wenn beide Vektoren senkrecht zueinander stehen ($\vec{S}_N \perp \vec{q}$).

3. Messmethode zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors

In paralleler Geometrie, $\vec{S}_N \parallel \vec{q}$ und damit $\theta^* = 0^\circ$ [oder 180°], tritt eine zusätzliche Asymmetrie A_S bezüglich Helizitätsumkehr des Elektrons auf, die in der Helizitätserhaltung der elektromagnetischen Streuung begründet ist. Bei einer Streuung um $\theta_e = 180^\circ$ führt dieser Effekt zu einer Asymmetrie von -100% [+100%], da sich der Elektronspin aufgrund der Helizitätserhaltung umkehren muss, wobei Drehimpulserhaltung durch einen Spinflip des Nukleons gewährleistet wird. Dies ist allerdings nur möglich, wenn der Nukleonspin vor der Streuung dem Elektronspin entgegengesetzt ausgerichtet war. An diesem Prozess ist nur die magnetische Streuamplitude beteiligt.

Zusammengefasst erhält man für die Streuung 100% longitudinal polarisierter Elektronen an freien, ruhenden, 100% polarisierten Nukleonen für die totale Asymmetrie [DR86]

$$A(\theta^*, \phi^*) = A_I \cdot \sin(\theta^*) \cos(\phi^*) + A_S \cdot \cos(\theta^*), \quad (3.8)$$

$$A_I = \frac{aG_E G_M}{cG_E^2 + dG_M^2}, \quad (3.9)$$

$$A_S = \frac{bG_M^2}{cG_E^2 + dG_M^2}. \quad (3.10)$$

Dabei sind

$$a = -2\sqrt{\tau(1+\tau)} \tan \frac{\theta_e}{2}, \quad (3.11)$$

$$b = -2\tau \tan \frac{\theta_e}{2} \sqrt{1 + \tau + (1 + \tau)^2 \tan^2 \frac{\theta_e}{2}},$$

$$c = 1,$$

$$d = \tau + 2\tau(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta_e}{2}$$

kinematische Faktoren, G_E und G_M die Sachs-Formfaktoren.

Im Gegensatz zu der Rosenbluthformel (2.24) für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, bei der die Formfaktoren lediglich als G_E^2 und G_M^2 vorkommen, tritt bei der Doppelpolarisationsasymmetrie die Kombination $G_E G_M$ auf. Dieser Interferenzterm macht eine Messung bei geeigneter Wahl der Polarisationsrichtung des Nukleons sensitiver auf den kleineren Formfaktor.

A_I und A_S lassen sich umstellen,

$$A(\theta^*, \phi^*) = A_I \cdot \sin(\theta^*) \cos(\phi^*) + A_S \cdot \cos(\theta^*), \quad (3.12)$$

$$A_I = \frac{aG_E/G_M}{c(G_E/G_M)^2 + d}, \quad (3.13)$$

$$A_S = \frac{b}{c(G_E/G_M)^2 + d}. \quad (3.14)$$

A_{\perp} ist demzufolge sensitiv auf $G_{\text{E}}/G_{\text{M}}$ und lässt sich bei geeigneter Wahl der Polarisationsorientierung, ($\theta^* = 90^\circ, \phi^* = 0$), messen. Der Verlauf der Asymmetrie gegen θ^* ist für $\phi^* = 0$ und die Kinematik des hier diskutierten Experiments in Abbildung 3.3 gezeigt.

Messungen des Formfaktorverhältnisses sind insbesondere dann gewinnbringend, wenn der dominante Formfaktor mittels anderer Messmethoden mit hoher Präzision bestimmt worden ist und man daraufhin über die Kombination der Messungen den anderen Formfaktor ermitteln kann. Im Fall des Neutrons ist genau dies der Fall, da die Datenlage für G_{M}^{n} vergleichsweise sehr gut ist und somit G_{E}^{n} bestimmt werden kann. Desweiteren lässt sich das relative Vorzeichen der Formfaktoren bestimmen. Im Fall der Rosenbluthseparation ist dies aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Formfaktoren nicht möglich.

Für die Bestimmung der Asymmetrien aus einem Experiment müssen die tatsächlich vorliegenden Polarisationsgrade des Elektrons (P_{e}) und des Nukleons (P_{N}) berücksichtigt werden, dazu kann es abhängig von den experimentellen Gegebenheiten zu einer Änderung der Asymmetrie (typischerweise einer Minderung, zusammengefasst in dem Faktor V) kommen im Vergleich zu der aus der Theorie erwarteten Asymmetrie.

Der Zusammenhang zwischen der experimentell gemessenen Strahlhelizitäts-Asymmetrie in transversaler Geometrie, die im Folgenden als *senkrechte Asymmetrie* bezeichnet wird, und A_{\perp} ist dann durch

$$A_{\perp} \equiv A_{\text{exp}}(\theta^* = 90^\circ, \phi^* = 0) = P_{\text{e}} P_{\text{N}} V \cdot A_{\text{I}} \quad (3.15)$$

gegeben.

Die Asymmetrie lässt sich bei gleicher Messzeit für beide Helizitätsstellungen über die Zählraten bei positiver (N^+) und negativer (N^-) Helizität bestimmen,

$$A_{\text{exp}} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}, \quad (3.16)$$

eine Bestimmung der Detektoreffizienzen, der absoluten Luminositäten (insbesondere also Strahlstrom, Targetdichte und Totzeit der Datenerfassung) und des Phasenraums ist nicht notwendig.

Um die theoretische Asymmetrie zu erhalten, müssen allerdings P_{e} , P_{N} und V absolut bestimmt werden. Dies lässt sich vermeiden, indem nicht A_{\perp} alleine bestimmt wird, sondern ebenfalls A_{S} . A_{S} ist wegen $c \approx d$ und $G_{\text{E}}^{\text{n}}/G_{\text{M}}^{\text{n}} \ll 1$ praktisch unabhängig von den Formfaktoren, sondern hängt nur von kinematischen Größen ab.

In diesem Experiment wurden daher sowohl senkrechte als auch *parallele Asymmetrien*

$$A_{\parallel} \equiv A_{\text{exp}}(\theta^* = 0^\circ, \phi^* = 0) = P_{\text{e}} P_{\text{N}} V \cdot A_{\text{S}} \quad (3.17)$$

gemessen, $G_{\text{E}}^{\text{n}}/G_{\text{M}}^{\text{n}}$ lässt sich aus deren Verhältnis bestimmen:

$$G_{\text{E}}^{\text{n}}/G_{\text{M}}^{\text{n}} = \frac{b}{a} \cdot \frac{\langle P_{\text{e}} P_{\text{n}} \rangle_{\parallel}}{\langle P_{\text{e}} P_{\text{n}} \rangle_{\perp}} \cdot \frac{V_{\parallel}}{V_{\perp}} \cdot \frac{A_{\perp}}{A_{\parallel}} \quad (3.18)$$

3. Messmethode zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors

Die Bestimmung von G_E^n/G_M^n über das Verhältnis der Asymmetrien bietet folgende Vorteile im Vergleich zur Bestimmung über A_\perp alleine:

- Anstatt absoluter Polarisationsmessungen werden nur relative Messungen benötigt. Ein falscher Kalibrationsfaktor der absoluten Polarisationsmessungen fällt im Verhältnis beispielsweise heraus. Weiterhin kann nicht die Polarisation der Neutronen gemessen werden, sondern nur die Polarisation des ^3He ; das Verhältnis aus Neutron- zu Helium-Polarisation, welches durch ein Modell bestimmt werden muss (siehe Abschnitt 3.2), kürzt sich heraus.
- Die parallelen Asymmetrien hängen kaum von G_E^n/G_M^n ab, sondern sind im Wesentlichen abhängig von der Kinematik; somit können die gemessenen parallelen Asymmetrien als Konsistenzprüfung mit den für sie erwarteten Werten verglichen werden.
- Unpolarisierter Untergrund, der zu einer Minderung der Einzelasymmetrien führt, fällt im Rahmen statistischer Schwankungen in dem Verhältnis der Asymmetrien heraus. Dies betrifft insbesondere als Neutronen fehlidentifizierte Protonen unter der Annahme, dass sie unpolarisiert sind und damit keine Asymmetrie hervorrufen.

Weiterhin wurde die Asymmetrie in paralleler Geometrie nicht nur bei $\theta^* = 0^\circ$, sondern auch bei $\theta^* = 180^\circ$ gemessen (bis auf ein relatives Vorzeichen erwartet man die gleiche Asymmetrie, siehe Abbildung 3.3) und wird im Folgenden ebenfalls als parallele Asymmetrie bezeichnet. Dergleichen wurde die Asymmetrie in transversaler Geometrie zusätzlich zu $\theta^* = 90^\circ$ auch bei² $\theta^* = 270^\circ$ gemessen und wird ebenfalls senkrechte Asymmetrie genannt. Eine hinreichende Statistik vorausgesetzt ist damit eine Konsistenzprüfung möglich; auch kompensieren sich in einer Mittelung der jeweils gemessenen Asymmetrien mögliche unerkannte systematische, helizitätsabhängige Luminositäten. Nachteil der Messung dieser insgesamt vier Asymmetrien ist, dass der statistische Fehler der senkrechten Asymmetrien (welche sensitiv auf G_E^n/G_M^n sind) bei gleicher Datennahmezeit größer ist wegen der Messzeit, die für die parallelen Asymmetrien aufgebracht wird. Der statistische Fehler der parallelen Asymmetrien geht zudem mit ein in die Bestimmung von G_E^n/G_M^n . Zusätzliche Zeit geht verloren bei einem Wechsel der Polarisationsorientierung; systematische Fehler werden also reduziert auf Kosten des statistischen Fehlers.

Auch muss das magnetische Führungsfeld, welches die Polarisationsorientierung festlegt, variierbar und für alle verwendeten Magnetfeldrichtungen sehr homogen sein.

Weiterhin ist zu beachten, dass aufgrund der Akzeptanz des Detektorsystems die Richtung des Impulsübertrags für unterschiedliche Ereignisse verschieden ist und damit die Winkel zwischen der fest vorgegebenen Polarisationsorientierung und dem Impulsübertrag von der idealen Situation abweichen. A_\perp enthält dann Beiträge von A_S , welche in der

²Aus rein anschaulichen Gründen wird im Folgenden häufig $(\theta^* = 270^\circ, \phi^* = 0) \equiv (\theta^* = 90^\circ, \phi^* = 180)$ verwendet.

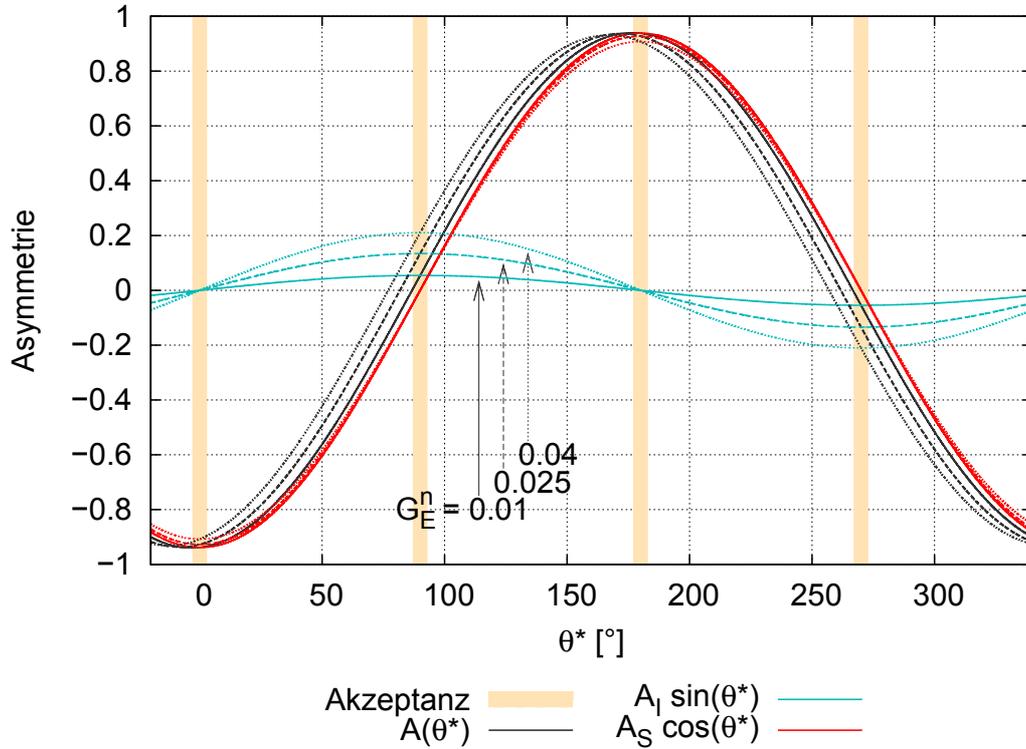


Abbildung 3.3.: Abhängigkeit der Asymmetrie vom Targetpolarisationswinkel θ^* für $\phi^* = 0^\circ$: $A(\theta^*) = A_I \cdot \sin(\theta^*) + A_S \cdot \cos(\theta^*)$. A_I ist sensitiv auf G_E^n/G_M^n und kann aus der gemessenen Asymmetrie A_\perp bei $\theta^* = 90^\circ$ und $\theta^* = 270^\circ$ bestimmt werden, da der Beitrag von A_S bei diesen Winkeln verschwindet. A_S wäre für einen Streuwinkel von $\theta_e = 180^\circ$ gerade -1 (siehe (3.14) mit Koeffizienten aus (3.11)), durch einen geringeren Streuwinkel reduziert sich die Asymmetrie und weist zudem eine Abhängigkeit von den Formfaktoren auf, ist aber wegen $G_E^{n2} \ll G_M^{n2}$ im Wesentlichen durch die Kinematik bestimmt. Die Messung von A_S bei $\theta^* = 0^\circ$ und $\theta^* = 180^\circ$ kann zur Reduktion systematischer Fehler genutzt werden. Die Zahlenwerte entsprechen der zentralen Kinematik dieses Experiments und einer vollständigen Polarisation von Elektron und Neutron, für G_M^n wurde die Dipolparametrisierung verwendet, für G_E^n die Werte 0.01 (durchgezogene Linie), 0.025 (gestrichelt) und 0.04 (gepunktelt). Die Winkelakzeptanz dieses Experiments ist zusätzlich angedeutet (die Polarisationsrichtung wird zwar festgelegt, durch die Variation des Impulsübertrags kommt es jedoch zu unterschiedlichen Winkeln zwischen dem Polarisationsvektor und dem Impulsübertrag).

Bestimmung von G_E/G_M berücksichtigt werden müssen, ein Einfluss von A_I auf die parallelen Asymmetrien ist ebenfalls vorhanden, aber gering – siehe Abbildung 3.3. Daher wurde G_E^n/G_M^n in dieser Arbeit nicht direkt über die mittleren, experimentellen Asym-

metrien nach 3.18 bestimmt, sondern es wurde eine ereignisweise Analyse durchgeführt, in der für jedes Ereignis die jeweiligen rekonstruierten Werte für θ^* und ϕ^* in einem Fit berücksichtigt wurden. Die oben erwähnten Vorteile, die sich aus einer zusätzlichen Messung in paralleler Geometrie ergeben, bleiben dabei bestehen.

3.2. ${}^3\vec{\text{He}}$ als polarisiertes Neutrontarget

Aufgrund seiner speziellen Struktur kann kernspinpolarisiertes ${}^3\text{He}$ in quasielastischer Kinematik in guter Näherung als ein effektives, polarisiertes Neutrontarget verwendet werden, da der Spin des ${}^3\text{He}$ zu einem Großteil durch den des Neutrons gegeben ist. Nach [BW84], [F⁺90], [KPSV97] wird die ${}^3\text{He}$ -Gesamtwellenfunktion im Wesentlichen durch einen S-Zustand ($\approx 90\%$) beschrieben, in dem der ${}^3\text{He}$ -Kernspin vom Neutron allein getragen wird. Die Spins der beiden Protonen sind antiparallel zueinander ausgerichtet und sättigen sich somit ab. Für einen reinen S-Zustand ergäbe sich für die Neutronpolarisation relativ zur Polarisation des Heliumkerns $P_n/P_{\text{He}} = 100\%$, für die Protonen gerade $P_p/P_{\text{He}} = 0\%$. Durch die Überlagerung anderer Partialwellen ergibt sich [Sco07]

$$\begin{aligned} P_n/P_{\text{He}} &= 0.86 \pm 0.02, \\ P_p/P_{\text{He}} &= -0.028 \pm 0.004. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Dies ermöglicht die Verwendung eines polarisierten ${}^3\text{He}$ -Targets als polarisiertes Neutrontarget mit einer hohen relativen Neutron-Polarisation.³

Die Partialwellen haben allerdings unterschiedliche Verteilungen im Ortsraum, womit sich eine Abhängigkeit der Nukleonpolarisation vom Fermiimpuls ergibt, siehe Abbildung 3.4. Für Fermiimpulse $\leq 150 \text{ MeV}/c$ trägt das Neutron nahezu vollständig den Spin des Heliumkerns, für größere Impulse trägt die D-Welle (die etwa 9.5% der Gesamtwellenfunktion ausmacht), in welcher die Nukleonspins an den Bahndrehimpuls $L = 2$ koppeln und antiparallel zum Spin des Heliums orientiert sind, dominant bei. Für ein exklusives Experiment, in dem man durch die endlichen Detektorakzeptanzen den nachweisbaren Fermiimpulsbereich beschränkt, können die mittleren Polarisationen der Nukleonen daher von (3.19) abweichen.

Bei der Bestimmung von G_E^n/G_M^n über die senkrechte Asymmetrie allein muss damit die mittlere Polarisation der Neutronen aus einer Simulation bestimmt werden, wie dies in [R⁺10] getan wurde. Bei Bestimmung aus dem Asymmetrieverhältnis A_\perp/A_\parallel , wie dies in dem hier diskutierten Experiment der Fall ist, fällt hingegen die mittlere Polarisation P_n/P_{He} im Quotienten heraus, wodurch eine Modellabhängigkeit an dieser Stelle vermieden wird.

³In [Wei11] wurde die Verwendbarkeit eines polarisierten ${}^3\text{He}$ -Targets als effektives, polarisiertes Protontarget untersucht; bei Einschränkung auf die Zweikörperaufbruchreaktion (welche über den Nachweis eines Deuterons identifiziert werden kann) erwartet man [G⁺02] für die Polarisation des Protons eine starke Abhängigkeit vom Impuls des Protons vor dem Stoß, wobei die Polarisation für bestimmte Bereiche des Impulses sehr groß sein kann und damit für Experimentierzwecke genutzt werden könnte.

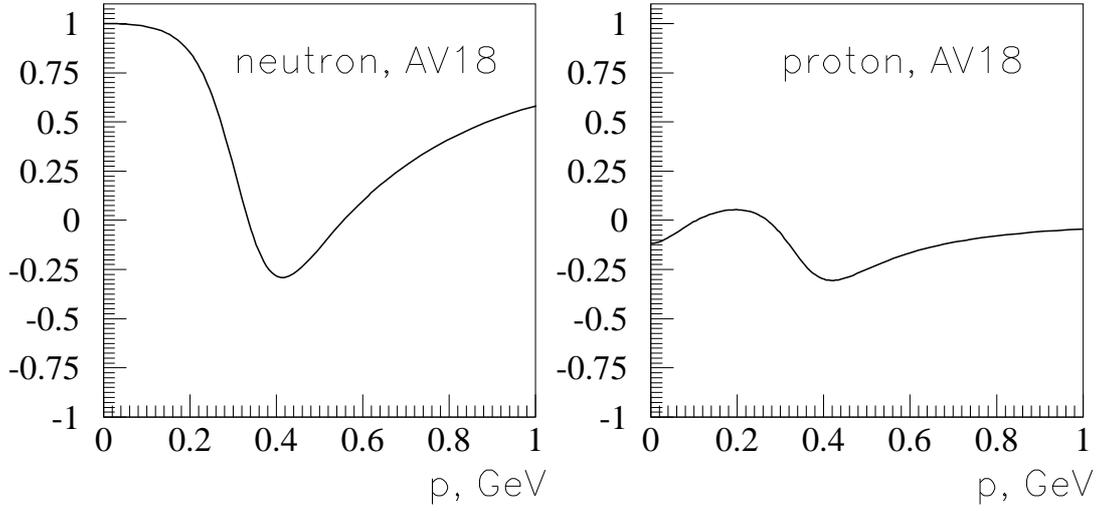


Abbildung 3.4.: Relative Nukleonpolarisation als Funktion des Fermiimpulses [Sco10], links für das Neutron, rechts für das Proton (Summe aus Zwei- und Dreikörperaufbruch). Zur Konstruktion der 3-Körper-Wellenfunktion wurde als NN -Potential *Argonne v18* [WSS95] verwendet.

In eine Abschätzung des Protonuntergrundeinflusses auf A_{\perp}/A_{\parallel} geht wiederum die mittlere Polarisation der Protonen ein. Einerseits lässt diese sich auch aus einer Simulation bestimmen, andererseits kann sie nach (3.8) aus der quasielastischen ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ -Streuung (welche simultan zur Streuung am Neutron gemessen wird) erhalten werden (siehe Abschnitt 8.4.2), da sowohl der elektrische als auch der magnetische Formfaktor des Protons mit großer Genauigkeit bekannt sind.

3.2.1. Einfluss des Fermiimpulses auf die Asymmetrie

Für die Helizitätsasymmetrie ist die in Gleichung (3.8) angegebene Form, in der die Winkel der Targetpolarisation sowie die kinematischen Größen im Laborsystem angegeben sind, nur gültig unter der Annahme eines vernachlässigbaren Fermiimpulses. Um den jeweiligen Impuls des Neutrons vor dem Stoß zu berücksichtigen, kann der Streuprozess in das Ruhesystem des Neutrons transformiert werden [Bec97]. Ausgehend von [BW84] lässt sich die Helizitätsasymmetrie für quasielastische Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten Neutronen in PWIA in kovarianter Form schreiben als [Roh98]

$$A = \frac{u \left(\frac{G_1}{mM} + \frac{G_2}{mM^3} p_{\mu} q^{\mu} \right) - v \frac{G_2}{mM^3} S_{\mu}^n q^{\mu}}{\frac{1}{2} Q^2 \frac{W_1}{m^2} + \left[\left(k_{\mu} p^{\mu} - \frac{Q^2}{4} \right)^2 - \left(M^2 + \frac{Q^2}{4} \right) \frac{Q^2}{4} \right] \frac{W_2}{m^2 M^2}} \quad (3.20)$$

mit den Strukturfunktionen

$$\begin{aligned}
 W_1 &= \tau G_M^2, \\
 W_2 &= \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau}, \\
 G_1 &= -\frac{G_E G_M + G_M^2 \tau}{2(q + \tau)}, \\
 G_2 &= \frac{G_M^2 - G_E G_M}{4(1 + \tau)},
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

den Lorentzskalaren

$$\begin{aligned}
 u &= q_\mu S^{e\mu} q_\nu S^{n\nu} + Q^2 S^e_\rho S^{n\rho}, \\
 v &= q_\mu S^{e\mu} q_\nu p^\nu + Q^2 S^e_\rho p^\rho
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

und den Vierervektoren von Elektron- und Targetspin mit $S^\mu = (0, \vec{S})$ im Ruhesystem des jeweiligen Teilchens und $S_\mu S^\mu = -1$. Dies lässt sich auf eine Form ähnlich zu (3.12) bringen:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{\tilde{a} G_E / G_M + \tilde{b}}{\tilde{c} (G_E / G_M)^2 + \tilde{d}} \\
 \tilde{a} &= v \frac{q_\mu S^{n\mu}}{4M} - u \frac{M}{2} \left(1 + \frac{p_\mu q^\mu}{2M^2} \right) \\
 \tilde{b} &= \frac{-v q_\mu S^{n\mu}}{4M} + u \left(-\frac{M\tau}{2} + \frac{p_\mu q^\mu}{4M} \right) \\
 \tilde{c} &= \frac{1}{m} (-M^4 \tau + k_\mu p^\mu k'_\nu p^\nu) \\
 \tilde{d} &= \frac{\tau}{m} ((\tau + 2\tau^2) M^4 + k_\mu p^\mu k'_\nu p^\nu)
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

In PWIA befindet sich das Nukleon auf der Massenschale,⁴ womit sich $q_\mu p^\mu = \frac{Q^2}{2}$ ergibt; \tilde{a} und \tilde{b} lassen sich dann weiter vereinfachen zu

$$\begin{aligned}
 \tilde{a} &= v \frac{q_\mu S^{n\mu}}{4M} - u \frac{(1 + \tau)M}{2}, \\
 \tilde{b} &= \frac{-v q_\mu S^{n\mu}}{4M}.
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

Für verschwindenden Fermiimpuls vereinfacht sich die Asymmetrie im Laborsystem auf (3.8).

Da in diesem Experiment der Fermiimpuls nicht rekonstruiert werden konnte, wird die Analyse auf Grundlage von (3.8) durchgeführt. Der Fermiimpuls, der von der Größenordnung $\mathcal{O}(100 \text{ MeV}/c)$ ist – im Vergleich dazu ist der Impulsübertrag im Laborsystem

⁴Diese Annahme geht bereits implizit bei der Einführung *elastischer* Formfaktoren ein.

$\approx \mathcal{O}(1500 \text{ MeV}/c)$ und damit eine Größenordnung größer – wird also vernachlässigt. Mittels einer Simulation werden Korrekturen aufgrund des Fermiimpulses bestimmt (Abschnitt 8.4.6).

3.3. Effekte über PWIA hinaus

3.3.1. Bremsstrahlung

Durch Abstrahlung reeller Photonen können ein- und auslaufende Elektronen Energie verlieren. Einerseits können dadurch die kinematischen Größen am Wechselwirkungspunkt falsch rekonstruiert werden, andererseits können durch den Energieverlust Elektronen aus der (Impuls-)Akzeptanz des Elektronendetektors herausfallen, oder es können auch Elektronen nachgewiesen werden, die ohne den Energieverlust nicht innerhalb der Akzeptanz gelegen wären. Auch beim Durchtritt durch Materie, wie etwa Vakuumabschlussfolien des Experimentieraufbaus, kommt es zu einem Energieverlust der Teilchen, ebenso kann die Flugbahn der Teilchen durch Vielfachstreuung im Material geändert werden. Der Einfluss auf die Bestimmung von G_E^n/G_M^n wird in Abschnitt 8.4.6 behandelt.

3.3.2. Pionproduktion

Die Pionelektroproduktion stellt einen Konkurrenzprozess zu der quasielastischen Streuung an den Nukleonen dar. Beschränkt man sich auf die Betrachtung von Ereignissen, bei denen genau ein Pion produziert wird, gibt es vier Kanäle für die Produktion eines Pions an einem Nukleon, nämlich $\gamma^*n \rightarrow n\pi^0$, $\gamma^*p \rightarrow n\pi^+$, $\gamma^*n \rightarrow p\pi^-$ und $\gamma^*p \rightarrow p\pi^0$. Durch den Beitrag solcher Ereignisse können die Asymmetrien der quasielastischen Streuung verfälscht werden; mit Hilfe kinematischer Schnitte lassen sich diese Ereignisse unterdrücken (Abschnitt 8.2). Der verbliebene Anteil solcher Ereignisse kann mittels einer Simulation abgeschätzt werden und trägt zum systematischen Fehler bei (Abschnitt 8.4.5).

3.3.3. Endzustandswechselwirkung und Mesonaustauschströme

Da sich das Nukleon, an dem gestreut wird, in einem Kernverbund befindet, müssen über die PWIA hinaus weitere Effekte berücksichtigt werden, welche zu Abweichungen der Asymmetrien von (3.8) führen können.

So kann es beispielsweise zu Endzustandswechselwirkungen (FSI - *Final State Interactions*) zwischen dem herausgeschlagenen Nukleon und den übrigen Nukleonen kommen sowie zwischen den Zuschauernukleonen untereinander. Auch kann es zu Mesonaustauschströmen (MEC - *Meson Exchange Currents*) kommen, wobei das virtuelle Photon mit einem Meson, welches zwischen zwei Nukleonen ausgetauscht wird, interagiert.

Diese Effekte spielen für Messungen bei kleinem Q^2 eine bedeutende Rolle, Korrekturen können von der gleichen Größenordnung sein wie die unkorrigierten Werte selbst [Gra08], wohingegen sie an Bedeutung verlieren für großes Q^2 ; so erwartet man für MEC-Effekte beispielsweise eine starke Unterdrückung für $Q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}/c^2$ [Sar01].

Für Messungen bei kleinem Q^2 können sogenannte Faddeev-Rechnungen (siehe beispielsweise [Zie04]) verwendet werden, um Korrekturen bezüglich der FSI-Effekte zu bestimmen. In einem Mainzer Experiment [B⁺03] wurde bei ähnlichem Experimentieraufbau mit der selben Messmethode wie in dieser Arbeit G_E^n bei $Q^2 = 0.67 (\text{GeV}/c)^2$ bestimmt. Für die FSI-Korrekturen wurden existierende Rechnungen bei $Q^2 = 0.37 (\text{GeV}/c)^2$ zugrundegelegt und auf $Q^2 = 0.67 (\text{GeV}/c)^2$ skaliert, die relative Größe der Korrektur wurde daraus zu 3.4% abgeschätzt; für $Q^2 = 1.58 (\text{GeV}/c)^2$ (den mittleren Impulsübertrag des hier diskutierten Experiments) lässt sich eine noch geringere Korrektur erwarten.

Im Vorfeld des hier vorgestellten Experiments wurden Faddeev-Rechnungen (nichtrelativistisch, aber unter Berücksichtigung der relativistischen Kinematik) für die geplante Kinematik ausgeführt. Als Resultat erhielt man, dass über die Akzeptanz gemittelt die Unterschiede zwischen den Asymmetrien in PWIA sowie unter Berücksichtigung von FSI vernachlässigbar waren [DHR⁺05]. Allerdings gab es Bedenken über die Anwendbarkeit dieser Rechnungen bei den hohen Impulsüberträgen [Gol10].

Mittlerweile können für hohe Energien sogenannte GEA-Rechnungen durchgeführt werden (*Generalized Eikonal Approximation*, siehe beispielsweise [Sar01]), mit deren Hilfe die Effekte durch FSI und MEC berechnet werden können.

In [R⁺10] wurden solche Rechnungen zur Bestimmung der Korrekturen zu G_E^n/G_M^n für $Q^2 > 1.7 \text{ GeV}/c^2$ verwendet. Die berechneten Helizitätsasymmetrien der GEA-Rechnung, welche sowohl FSI als auch MEC berücksichtigte, stimmten innerhalb von 3% mit den Erwartungen der PWIA-Rechnungen überein. Auch von daher erwartet man für die hier vorgestellte Messung keinen großen Effekt durch Endzustandswechselwirkungen und Mesonaustauschströme.

Es ist geplant, für die Analyse dieses Experiments ebenfalls Korrekturen aus einer GEA-Rechnung zu verwenden, diese stehen momentan allerdings noch nicht zur Verfügung.

3.3.4. Mediummodifikationen

Für die Bestimmung von G_E^n wurde nicht an freien, sondern an gebundenen Neutronen gestreut. Es ist möglich und wird tatsächlich auch erwartet, dass sich die Eigenschaften des Nukleons (wie etwa das magnetische Moment oder der Ladungsradius) in dem Umfeld mit hoher Kernmateriedichte ändern [S⁺05],[C⁺09].

Dedizierte Experimente sollen durchgeführt werden und darüber Aufschluss geben [R⁺09], für die hier durchgeführte Analyse werden solche möglichen Modifikationen nicht berücksichtigt.

4. Aufbau des Experiments

Das hier vorgestellte Experiment wurde an der Mainzer Elektronbeschleunigeranlage MAMI (Mainzer Mikrotron) in der Spektrometerhalle der A1-Kollaboration durchgeführt. Es wurde ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl verwendet, der auf ein Heliumtarget geschossen wurde. Dabei handelte es sich um ein hochpolarisiertes ^3He -Gastarget, welches am Institut für Physik der Uni Mainz entwickelt und aufgebaut worden ist. Das gestreute Elektron und die aus dem Target herausgeschlagenen Nukleonen wurden dabei in Koinzidenz nachgewiesen. Die Elektronen wurden mit einem hochauflösenden Magnetspektrometer nachgewiesen, für die Detektion der Neutronen wurde eine Matrix aus Plastiksintillatoren eingesetzt. Eine Skizze des Experimentieraufbaus findet sich in Abbildung 4.1.

Für die Energie des Elektronenstrahls wurden die zu der Zeit maximal verfügbaren 1508 MeV von MAMI-C genutzt, der verwendete Strahlstrom war weitestgehend limitiert durch die Rate von Untergründereignissen und betrug etwa $10 \mu\text{A}$. Das Spektrometer wurde auf einen mittleren Elektronstreuwinkel von 78.6° gestellt¹, womit die zentrale Kinematik der Reaktion $^3\text{He}(e,e'n)$ festgelegt ist (Tabelle 4.1); es ergibt sich ein mittleres Q^2 von $1.58 (\text{MeV}/c)^2$. Der von dem Spektrometer detektierte Zentralimpuls wurde dazu passend auf $653 \text{ MeV}/c$ eingestellt. Der zentrale Winkel der herausgeschlagenen Neutronen ergibt sich zu 24.9° , so dass der Neutronendetektor auf diesen Winkel ausgerichtet wurde. Die verschiedenen Orientierungen der Targetpolarisation wurden entsprechend zu 24.9° (auf den Neutronendetektor ausgerichtet, so dass $\vec{q} \parallel \vec{P}$ und damit $\theta^* = 0^\circ$), 114.9° , 204.9° und 294.9° in der horizontalen Ebene gewählt.

Q^2 [[GeV/c] ²]	ω [GeV]	$ \vec{q} $ [GeV/c]	k_0 [GeV]	k'_0 [GeV]	θ_e [°]	θ_n [°]
1.58	0.855	1.52	1.508	0.653	78.6	24.9

Tabelle 4.1.: Zentrale Kinematik des Experiments.

Im Folgenden werden die Beschleunigeranlage und insbesondere die für dieses Experiment relevanten Geräte erläutert.

¹Für diesen Winkel gab es bereits ein passendes Fenster für die Targetbox.

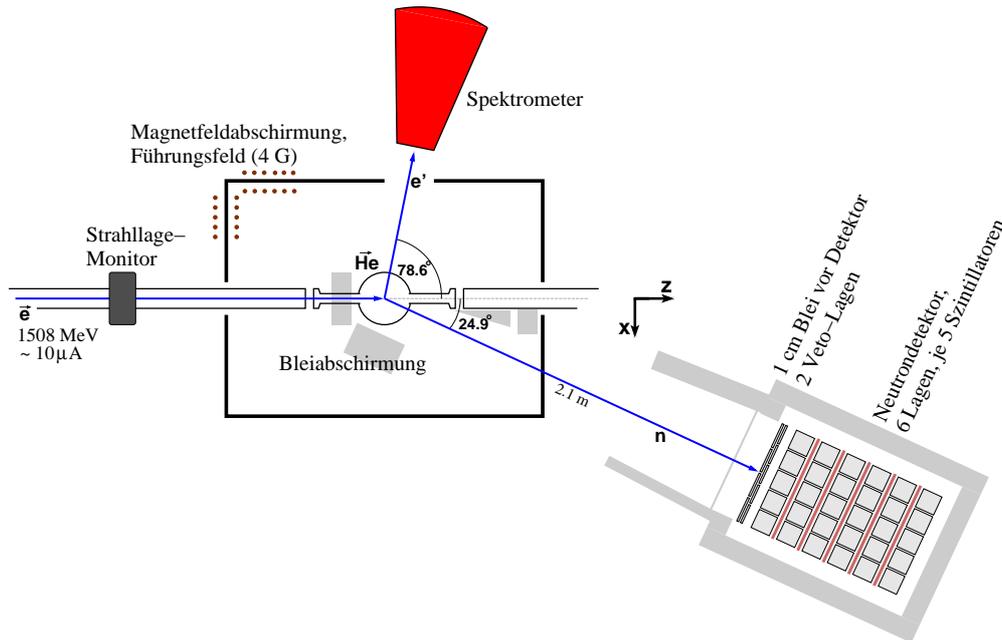


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des Experimentieraufbaus. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.

4.1. Die Elektronbeschleunigeranlage MAMI

Das Mainzer Institut für Kernphysik betreibt einen Dauerstrich-Elektronbeschleuniger, der erstmals 1979 einen 14 MeV-Elektronenstrahl für Experimente zur Verfügung stellte [H⁺83]. Die maximal erreichbare Elektronenenergie wurde durch zusätzliche Ausbaustufen sukzessiv erhöht, so dass mittlerweile eine Elektronenstrahlenergie von bis zu 1.6 GeV verfügbar ist. Für die verwendete Elektronenquelle gibt es inzwischen zwei Alternativen: zusätzlich zu der ursprünglichen thermoionischen Elektronenquelle wurde eine Quelle für linear polarisierte Elektronen in Betrieb genommen. Das Spektrum möglicher Experimente wurde durch derartige Entwicklungen deutlich erweitert.

An einer solchen Beschleunigeranlage lassen sich insbesondere Präzisionsuntersuchungen der Struktur von Materie im subatomaren Bereich realisieren. Um das Potential des Elektronbeschleunigers möglichst optimal ausschöpfen zu können, gibt es an der Anlage mehrere Experimentierplätze, an die der Strahl geleitet werden kann. Dabei konzentriert sich die Forschung am Institut für Kernphysik auf die Untersuchung subatomarer Gebilde, die aus vielen Teilchen auf Grundlage der starken Wechselwirkung zusammengesetzt sind.

Derzeit wird in der A1-Kollaboration die Elektronenstreuung zu Experimentierzwecken genutzt. In der A2-Kollaboration werden zunächst reelle Photonen produziert, mit denen daraufhin Untersuchungen durchgeführt werden können. Die X1-Kollaboration

nutzt den Elektronenstrahl zur Produktion von Röntgenstrahlung. Die A4-Kollaboration konzentriert sich schließlich auf Experimente zur Paritätsverletzung. In der A3-Kollaboration wurden Messungen des elektrischen Formfaktors des Neutrons in Doppelpolarisations-Elektronstreuexperimenten durchgeführt.

Eine Übersicht über den Aufbau der Anlage ist in Abbildung 4.2 gegeben. Für das hier vorgestellte Experiment wurden die polarisierte Elektronenquelle ebenso wie die Beschleunigungsstufen RTM1, RTM2, RTM3 und das HDSM genutzt, das Experiment war in der A1-Halle aufgebaut.

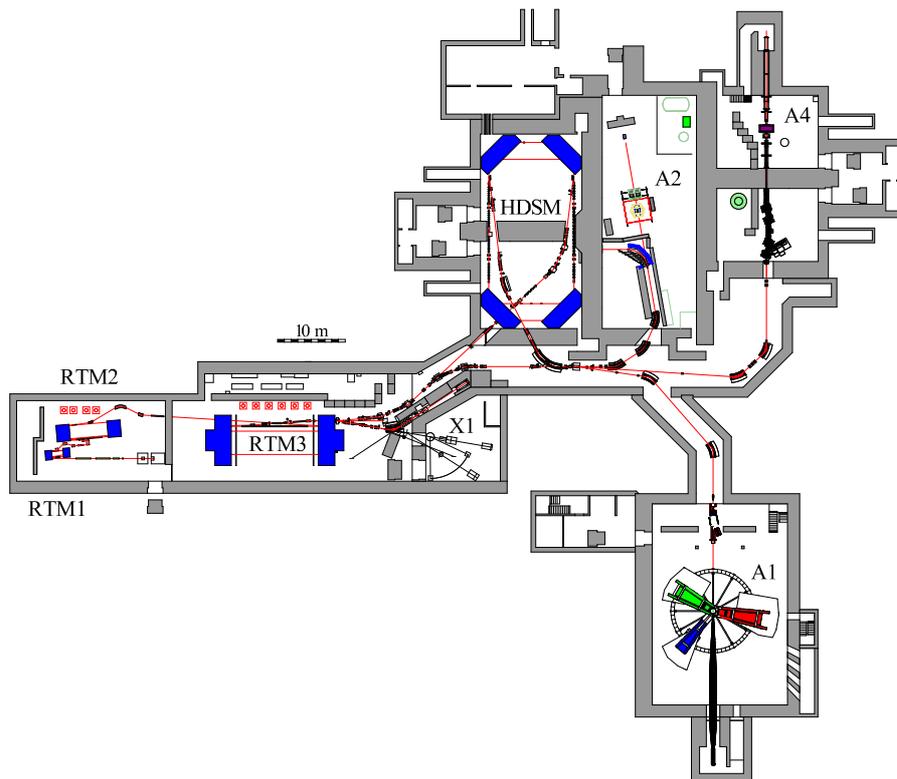


Abbildung 4.2.: Übersicht über die MAMI-Beschleunigeranlage mit den verschiedenen Beschleunigerstufen (RTM1, RTM2, RTM3, HDSM) und Experimentierhallen (X1, A1, A2, A4). Modifizierte Version aus [K⁺08].

4.2. Die polarisierte Quelle

Ausgangspunkt aller üblichen Beschleuniger ist eine Quelle der zu beschleunigenden Teilchen. In Mainz gibt es zum einen eine unpolarisierte, thermische Quelle, die Strahlströme von über $100 \mu\text{A}$ ermöglichen kann. Desweiteren wurde eine Quelle entwickelt und in Betrieb genommen, die longitudinal polarisierte Elektronen bereitstellen kann.

Dabei wird die Methode der Photoelektronenemission aus GaAsP-Halbleiterkristallen genutzt [A⁺97]. Durch optisches Pumpen mit einem zirkular polarisierten Laserlicht wird das Leitungsband eines gitterdeformierten Kristalls mit spinpolarisierten Elektronen angereichert. Im Gegensatz zu der Verwendung von normal gewachsenen GaAs-Kristallen kann dabei ein Polarisationsgrad von typischerweise 80 % und mehr erreicht werden. Das Laserlicht wird über eine Pockelszelle polarisiert; über die Polarität der angelegten Spannung, mit der sie betrieben wird, lässt sich die Händigkeit der Polarisation und damit die Helizität der Elektronen steuern. Dadurch ist ein schnelles Umschalten der Elektronenhelizität möglich. Dies wird in vielen Experimenten mit polarisierten Elektronen genutzt, um Messungen bei verschiedenen Helizitäten nicht in einem großen, zeitlichen Abstand durchzuführen, sondern die Helizität mit Frequenzen von typischerweise 1 bis 100 Hz zu ändern. Der systematische Einfluss von apparaturbedingten Drifts bei einem Vergleich der Zählraten mit unterschiedlichen Helizitätsstellungen kann dadurch klein gehalten werden.

Um die Elektronenaffinität zu senken und damit die Quantenausbeute zu erhöhen, werden die Kathoden vor ihrem Einsatz mit einer dünnen (CS+O)-Schicht bedampft, welche sich bei Strahlbetrieb abnutzt. Durch eine Drehung des Kristalls kann der Auftreffpunkt des Lasers auf eine unverbrauchte Stelle geändert werden. Desweiteren ist an der Quelle eine Präparationskammer angebracht, in der man die Kathoden neu bedampfen oder durch neue Kathoden austauschen kann ohne das an der Quelle benötigte Hochvakuum brechen zu müssen. Strahlströme von $100 \mu\text{A}$ sind mit der polarisierten Quelle im Prinzip auch möglich [Aul11], die Lebensdauer der Kristallkathoden sinkt aber mit zunehmendem Strahlstrom stetig; bei solch hohen Strahlströmen müssten die Kristalle dann nach einigen wenigen Tagen ausgetauscht oder regeneriert werden. In der Regel beschränkt man sich auf $\leq 20 \mu\text{A}$, wodurch die Anforderungen an die Optimierung der Strahlführung auch geringer sind. In Abbildung 4.3 ist der Aufbau der polarisierten Quelle gezeigt.

In der Regel ist man daran interessiert, am Experimentierort longitudinale Elektronenpolarisation zu haben. Die Orientierung der Elektronenpolarisation ist an der Quelle parallel zum Impuls; über die Beschleunigerstrecke und die Strahlführung ändert sich diese relativ zu dem Impuls des Elektrons, da sich der Spin der Elektronen in den statischen Magnetfeldern aufgrund der Anomalie des g-Faktors schneller dreht als der Impuls. Durch eine Feineinstellung der Strahlenergie (mit der eine Änderung der Magnetfelder der Umlenkmagnete verbunden ist) kann daher die Polarisationsorientierung am Experimentierort angepasst werden. Mittlerweile gibt es aber auch einen Wienfilter [TA06], durch den die Polarisationsorientierung kurz nach der Quelle und damit auch am Experimentierort bis um etwa $\pm 90^\circ$ gedreht werden kann.

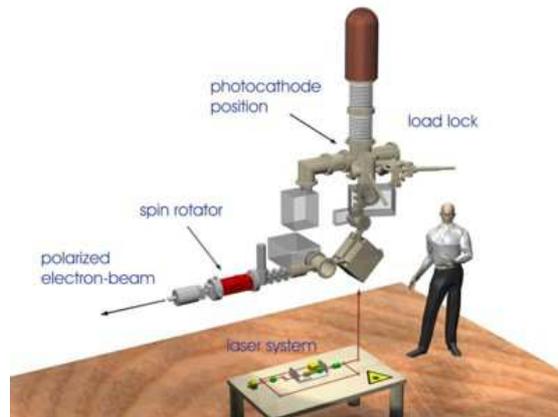


Abbildung 4.3.: Aufbau der polarisierten Quelle. Spinpolarisierte Elektronen werden mittels eines Lasers aus der Photokathode herausgelöst und auf eine Energie von 100 keV vorbeschleunigt. Ein Wienfilter ermöglicht dabei, die Polarisationsrichtung der Elektronen zu ändern. Das Bild der Quelle ist [B2] entnommen.

4.3. Beschleuniger und Strahlführung

Das Mainzer Mikrotron [H⁺76] ist ein mehrstufiges Rennbahnmikrotron, welches einen Elektronenstrahl mit exzellenten Strahleigenschaften liefert. Bei einem solchen Beschleuniger können die Beschleunigerstrukturen mehrfach verwendet werden. Zunächst wird der aus der Elektronenquelle kommende Strahl mit einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 3.5 MeV vorbeschleunigt, damit die Elektronen bereits hochrelativistisch und damit nahe an der Lichtgeschwindigkeit sind. Dies ist für die folgenden Mikrotrone notwendig.

Im ersten Mikrotron (RTM1) wird der Strahl daraufhin auf eine Energie von 14.9 MeV gebracht, im zweiten und dritten (RTM2 und RMT3) auf 180 MeV und 855 MeV, die Energieunschärfe beträgt lediglich 13 keV.

Dabei werden die Elektronen in einer Beschleunigungssektion, die aus normalleitenden Kavitäten besteht, beschleunigt. Anschließend werden sie über einen 180°-Dipol mit hoher Magnetfeldhomogenität und -präzision auf eine Rückführungsbahn gelenkt, die parallel zur Beschleunigungsstrecke verläuft, um dann über einen weiteren 180°-Dipol wieder in die Beschleunigungssektion geführt zu werden, siehe Abbildung 4.4. Da die Elektronen bei jedem Umlauf Energie und damit auch Impuls gewinnen, wird ihr Umlenkradius in den Magneten größer, sie durchfliegen mit zunehmender Energie weiter außen liegende Rückführungsbahnen, bis sie bei Erreichen der Endenergie des jeweiligen Mikrotrons ausgekoppelt werden. Für das RMT3 ist eine frühere Auskopplung bei jeder zweiten Rückführungsbahn des Strahls möglich, so dass die Energie in 15 MeV-Schritten variiert werden kann.

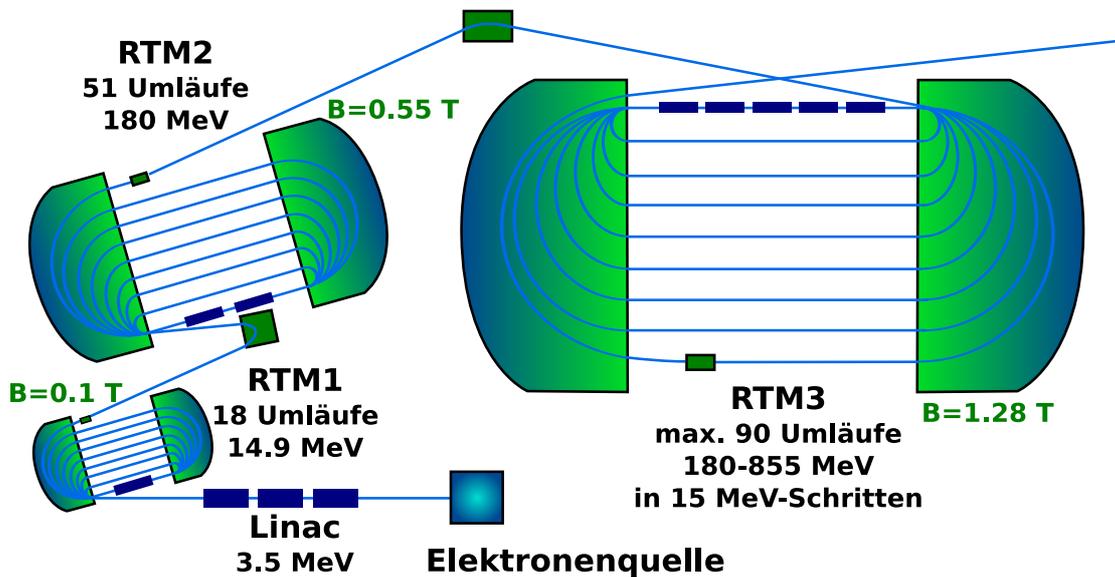


Abbildung 4.4.: Schematischer Strahlverlauf durch den Linearbeschleuniger und die drei Rennbahnmikrotrone. Von einer der beiden vorhandenen Quellen werden Elektronen zur Verfügung gestellt, die zunächst in dem Linearbeschleuniger (Linac) auf 3.5 MeV vorbeschleunigt werden und danach die Kaskade der drei Rennbahnmikrotrone (RTM1, RTM2 und RTM3) durchlaufen. Dadurch kann eine maximale Elektronenenergie von 855 MeV erreicht werden.

Die Kavitäten arbeiten mit einer Hochfrequenz von 2.45 GHz. Daher ist die Paketzeitstruktur des Strahls so klein ($1/2.45\text{ GHz} \approx 0.4\text{ ns}$), dass es sich nicht um einen makroskopisch gepulsten Strahl, sondern einen quasi kontinuierlichen handelt. Dies hat den großen Vorteil, dass die Menge anfallender Experimentierdaten gleichmäßig verteilt und nicht in kurzen Pulsen konzentriert ist.

Seit Anfang 2007 steht für die Experimente eine weitere Ausbaustufe des Elektronbeschleunigers – MAMI-C – zur Verfügung [K⁺08]. Da eine Ausbaustufe auf Grundlage eines Rennbahnmikrotrons zu groß und massiv für die vorhandenen Räumlichkeiten gewesen wäre, wurde sie auf dem Prinzip eines harmonischen doppelseitigen Mikrotrons (HDSM) aufgebaut. Dabei sind die beiden 180°-Ablenkmagnete durch je zwei 90°-Ablenkmagnete ersetzt. Infolgedessen kommt es in zwei Bereichen zu verschiedenen Bahnen für den Strahl, dafür können die Magnete kompakter gehalten werden und es können zwei Beschleunigungssektionen verwendet werden, siehe Abbildung 4.5.

Eine Sektion wird dabei ebenfalls mit einer Frequenz von 2.45 GHz betrieben, die andere läuft hingegen aus Gründen der Strahlstabilität mit der doppelten Frequenz bei 4.9 GHz.

Die ursprüngliche Maximalenergie betrug 1508 MeV, bei der auch im hier vorgestellten Experiment gemessen wurde. Inzwischen sind durch Erhöhung sämtlicher Magnetfelder

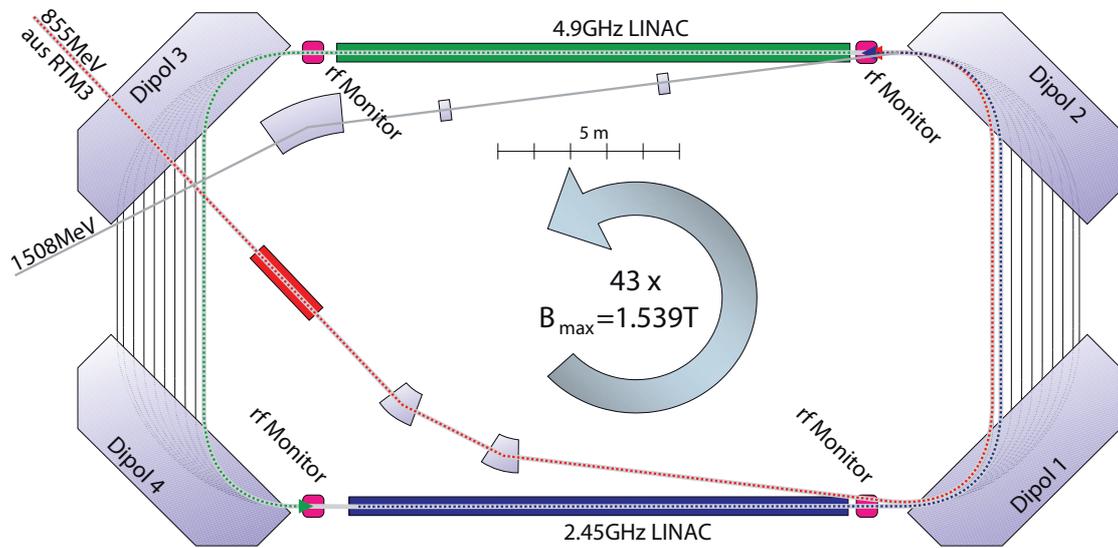


Abbildung 4.5.: Aufsicht auf das HDSM. Die Elektronen des 855 MeV-Strahls aus dem RTM3 durchlaufen die beiden Beschleunigungssektionen des HDSM 43 Mal und werden auf eine Energie von 1508 MeV beschleunigt, bevor sie ausgekoppelt und über die Strahlführung zum Experiment weitergeleitet werden. Die Abbildung ist eine modifizierte Version aus [D⁺10]

und einer Erhöhung der eingekoppelten Energie Elektronenergien bis zu etwa 1.6 GeV erreichbar, zudem kann ähnlich wie beim RTM3 mittlerweile bei verschiedenen Bahnen ausgekoppelt werden.

4.4. Die A1-Spektrometeranlage an MAMI

In der Halle der A1-Kollaboration wurden zunächst drei hochauflösende Magnetspektrometer (als *Spektrometer A*, *B* und *C* bezeichnet) zum Nachweis geladener Teilchen aufgebaut [B⁺98]. Eine der herausragenden Eigenschaften ist, dass die Spektrometer aufgrund hoher relativer Zeitaufösungen in Koinzidenz miteinander betrieben werden können, so dass bei einem Ereignis mehrere der auftretenden Teilchen nachgewiesen werden können. Aus Platzgründen sind sie aufrecht positioniert. Desweiteren lässt sich auf diese Weise der Streuwinkel eines Ereignisses genauer bestimmen (da jener dann im Wesentlichen durch den nicht dispersiven Winkel gegeben und somit kaum von unterschiedlichen Auslenkungen aufgrund unterschiedlicher Impulse beeinträchtigt ist). Dessen Genauigkeit ist im Allgemeinen relevanter als die des Azimuthalwinkels. Auch lässt sich mit den verwendeten Magnetfeldkonfigurationen der Wechselwirkungspunkt eines Ereignisses bei aufrechtem Spektrometer mit höherer Genauigkeit rekonstruieren.

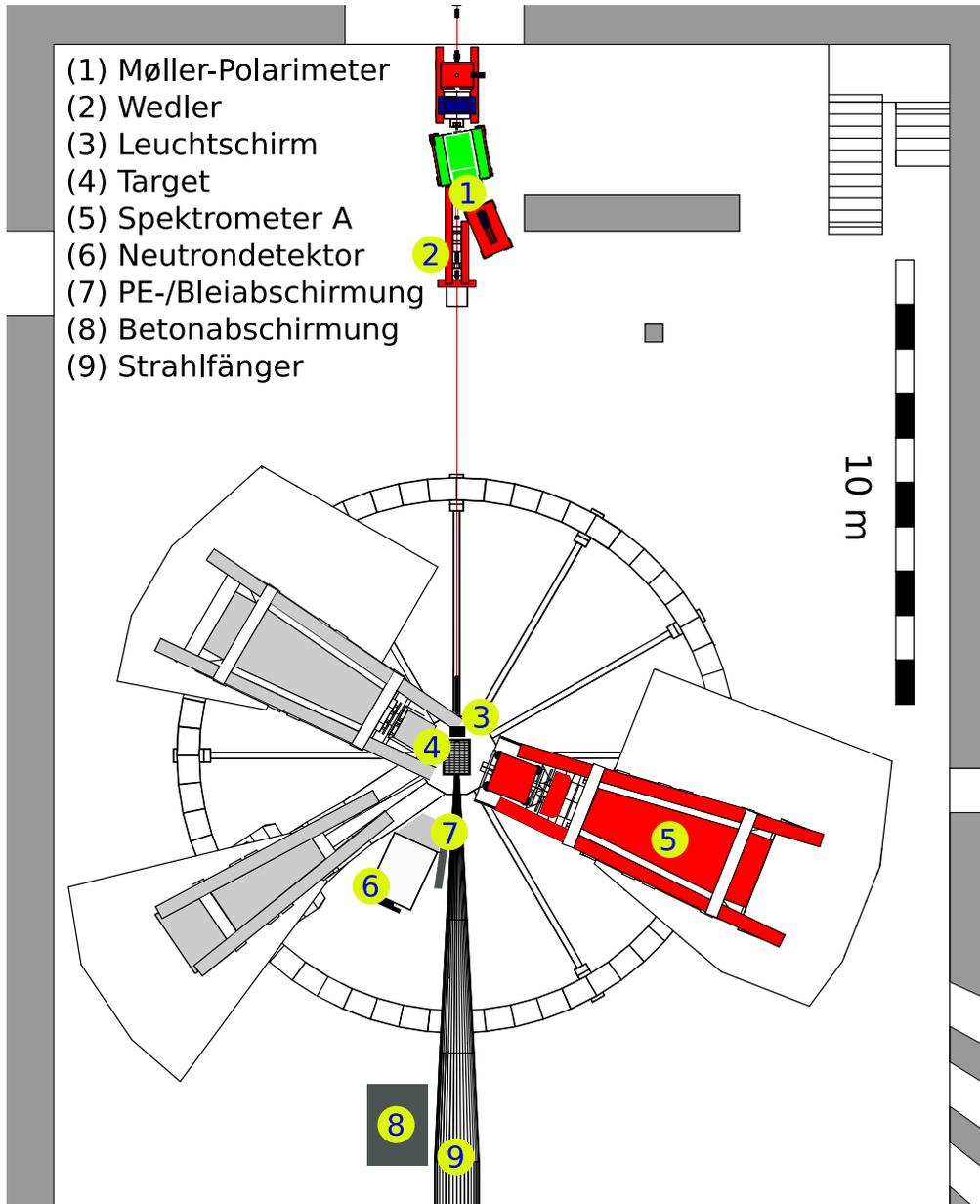


Abbildung 4.6.: Übersicht über die A1-Spektrometerhalle mit dem Aufbau für die G_E^p -Messung. Der Elektronenstrahl kommt in der Abbildung von oben und gelangt über die Strahlführung zum Target, welches in einer magnetisch abgeschirmten Targetbox aufgebaut ist. Die gestreuten Elektronen werden mit Spektrometer A, die Neutronen mit dem Neutronendetektor nachgewiesen. Die Elektronenpolarisation kann mit einem Møller-Polarimeter gemessen werden. Die nicht gestreuten Elektronen werden in einem Strahlfänger absorbiert, zum Schutz der Umwelt vor Strahlenbelastung ist die Halle von einer massiven Abschirmung umgeben. Die Graphik basiert auf Abbildung 4.2.

Die drei Spektrometer können bei Bedarf durch weitere Detektoren ergänzt werden. So wurde unter anderem ein sehr kompaktes Spektrometer zum Nachweis von Pionen entwickelt [Din04], und zum Nachweis kurzlebiger Kaonen wurde ein Kaon-Spektrometer (*KAOS*) in Betrieb genommen, welches auch als doppelseitiges Spektrometer und zudem unter Streuwinkeln um 0° verwendet werden kann. Dabei ist man nicht auf die Ergänzung durch magnetische Spektrometer beschränkt, es wurden für einzelne Experimente in der Vergangenheit insbesondere auch Detektoren zum Nachweis von Neutronen verwendet, welche ebenfalls in Koinzidenz mit den Spektrometern betrieben werden können.

Die Spektrometer A, B und C sind nicht fest montiert, sondern sie sind auf einem Drehkranz um das Target gelagert und können dadurch leicht auf andere Winkel eingestellt werden (Spektrometer B kann dabei auch aus der Streuebene geneigt werden). Auch bei der Verwendbarkeit verschiedener Targets wurde auf eine große Flexibilität geachtet. Dazu gibt es eine Streukammer, die neben einem Flüssigwasserstofftarget auch eine Targetleiter besitzt, an der unterschiedliche Festkörpertargets angebracht werden können sowie ein Leuchtschirm zur Bestimmung der Strahllage. Auch exotischere Targets wie etwa ein Wasserfalltarget können installiert werden. Die Streukammer kann zudem entfernt werden; im Fall dieses Experiments wurde ein polarisiertes ^3He -Target verwendet, welches in einer magnetisch abgeschirmten Box aufgebaut wurde.

Um eine lokale Aufheizung des Targets zu vermeiden (der Strahldurchmesser ist wenige $100\ \mu\text{m}$ groß), kann ein schneller Wedler verwendet werden, der den punktförmigen Strahl auffächert (siehe zum Beispiel [Gri09]). Um desweiteren die Strahlpolarisation am Experimentierort bestimmen zu können, wurde ein Møller-Polarimeter aufgebaut.

In Abbildung 4.6 ist der Hallenplan der Spektrometerhalle gezeigt mit einigen der relevanten Geräte für das G_E^n -Experiment.

4.5. Target

4.5.1. Aufpolarisierung des ^3He

Am Institut für Physik gibt es einen Helium-Polarisator (siehe beispielsweise [Sch05]), mit dessen Hilfe gasförmiges ^3He bei niedrigem Druck ($0.8\text{--}1.0\ \text{mbar}$) polarisiert werden kann, anschließend kann das Gas in einem magnetischen Haltefeld komprimiert und in die verwendeten Targetzellen abgefüllt werden.

Zur Aufpolarisierung wird die Methode des metastabilen optischen Pumpens (MEOP) angewandt [Wol04]. In Abbildung 4.7 ist dieses Prinzip illustriert.

Das Gas befindet sich zunächst in sogenannten optischen Pumpzellen. Die Heliumatome werden aus ihrem Grundzustand mittels einer schwachen Gasentladung in den metastabilen Zustand 2^3S_1 angeregt, dessen Lebensdauer durch die Diffusionszeit der ^3He -Atome zur Wand auf etwa $1\ \text{ms}$ begrenzt ist. Ein anliegendes homogenes Magnetfeld bewirkt eine Aufspaltung der Hyperfeinzustände in Zeeman-Niveaus mit den Quantenzahlen m_F . Mittels Einstrahlung von resonantem, rechtszirkular polarisiertem Laserlicht mit einer Wellenlänge von etwa $1083\ \text{nm}$ werden daraufhin Übergänge in den Zustand

2^3P_0 induziert. Dabei werden nur Übergänge mit $\Delta m_F = +1$ angeregt, daher ergibt sich eine ungleiche Besetzung der 2^3S_1 -Zustände, siehe Abbildung 4.7 rechts.

Innerhalb der Lebensdauer des angeregten 2^3P_0 -Zustands (≈ 100 ns) kommt es durch gaskinetische Stöße zu strahlungslosen Übergängen in die anderen 2^3P -Zustände, weshalb die 2^3P -Zustände annähernd gleichbesetzt werden (dieser Prozess wird als *collisional mixing* bezeichnet). Die Abregung der 2^3P -Zustände erfolgt daraufhin praktisch isotrop in die Zeeman-Niveaus der beiden 2^3S_1 -Hyperfeinzustände. Als Nettobilanz kommt es daher zu einer Orientierung der metastabilen Atome auf einer Zeitskala von Mikrosekunden.

Über die Hyperfeinwechselwirkung sind Hüllen- und Kernspin im 2^3S_1 -Zustand miteinander gekoppelt. Die charakteristische Wechselwirkungszeit liegt dabei unter einer Nanosekunde, es kommt somit zu einer Ausrichtung der Kernspins entlang der Quantisierungsachse, die durch das Magnetfeld gegeben ist.

Infolge von sogenannten metastabilen Austauschstößen wird daraufhin die Kernspinpolarisation der metastabilen Atome auf die zuvor unpolarisierten Atome im Grundzustand übertragen. Ein vielfaches Durchlaufen dieses Zyklus führt dazu, dass eine hohe Kernspinpolarisation aufgebaut wird.

Das ^3He wurde kontinuierlich einem Reservoir entnommen, aufpolarisiert und anschließend über ein Kompressorsystem auf den gewünschten Targetdruck von etwa 5 bar gebracht und in die Targetzelle gefüllt, wobei weniger als 2 % der Polarisation verloren gehen [Sch05]. Auf diese Weise kann eine Polarisation von bis zu 76 % erreicht werden bei einem Fluss von $1 \frac{\text{bar}\cdot\text{l}}{\text{h}}$ [Wol04] (das Fassungsvermögen der verwendeten Zellen betrug etwa 0.5 l). Bei dem Transport zum Experiment kann es zu Verlusten kommen, die Anfangspolarisation in der Experimentierhalle betrug in der Strahlzeit 2008 zwischen 60 % und 72 %.

4.5.2. Targetaufbau

Die polarisierten Targetzellen wurden in einer Transportbox mit einem batteriebetriebenen homogenen Haltefeld aus dem Institut für Physik in die Spektrometerhalle gebracht. Der Querschnitt einer Targetzelle ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Die Targetzellen sind aus Quarzglas mit einer Wandstärke von etwa 2 mm gefertigt. Sie besitzen einen kugelförmigen Teil mit einem Außendurchmesser von 10 cm und einen zylinderförmigen Aufsatz zu beiden Seiten, so dass die Gesamtlänge 25 cm beträgt. Diese Aufsätze dienen dazu, die Targetzelle arretieren zu können und den Übergang zu dem Strahlrohr der Elektronstrahlführung zu ermöglichen. Dazu sind an beiden Enden Aluminiumkappen angebracht, die zudem als Halter für die dünnen Druckabschlussfolien genutzt werden. Diese bestehen aus einer Lage Beryllium, welches druckfest ist und eine geringe Ordnungszahl Z hat (elektromagnetischer Untergrund skaliert mit $\approx Z^2$), sowie jeweils zwei dünnen Aluminiumfolien. Auf der Außenseite der Zelle ist das Aluminium dafür vorgesehen das Berylliumfenster vor Ozon zu schützen. Letzteres wird bei Strahlbetrieb produziert und greift das Beryllium an [Ber01]. Zusätzlich wurden über den Übergang von Strahlrohr zu

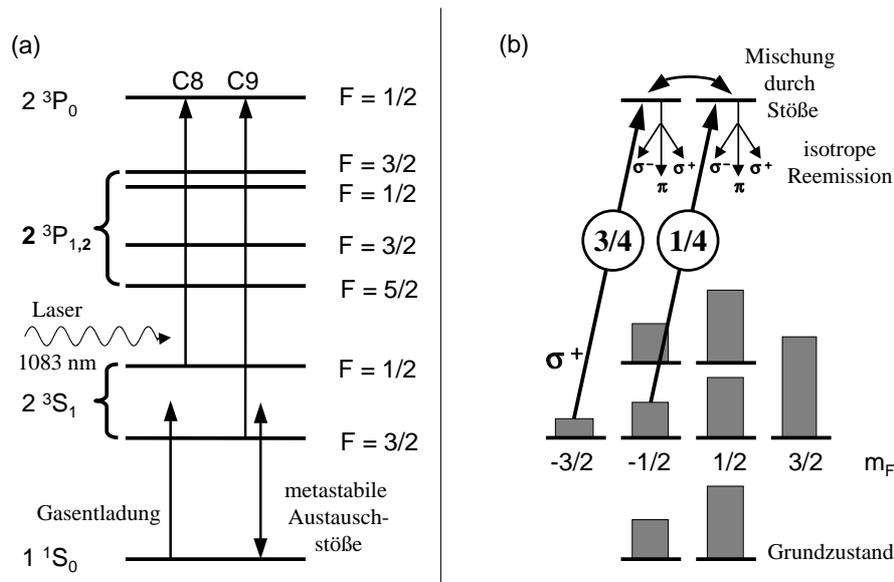


Abbildung 4.7.: Prinzip des metastabilen optischen Pumpens nach [Ber01]. Ein Teil der ursprünglich unpolarisierten Atome des Grundzustands ($\approx 10^{-6}$) wird durch eine Gasentladung in das 2^3S_1 -Niveau angehoben. Mittels eines Lasers werden daraufhin die Übergänge $2^3S_1(F = 1/2) \rightarrow 2^3P_0(F = 1/2)$ und $2^3S_1(F = 3/2) \rightarrow 2^3P_0(F = 1/2)$ induziert. Da das Laserlicht rechtszirkular polarisiert ist, kommt es dabei zu der Auswahlregel $\Delta m_F = +1$ und damit zu einer ungleichen Besetzung der Zeeman-Niveaus in 2^3S_1 . Die Abregung des angeregten 2^3P -Zustands erfolgt hingegen praktisch isotrop in die Zeeman-Niveaus des 2^3S_1 -Zustands, da es zuvor zu einer annähernden Gleichbesetzung der 2^3P -Zustände durch *collisional mixing* kommt. Über die Kopplung zwischen Hüllen- und Kernspin baut sich eine Kernspinpolarisation der 2^3S_1 -Zustände auf, die sich durch metastabile Austauschstöße auf den Grundzustand überträgt. Abbildung aus [Ber01].

Zelle noch Manschetten (zunächst aus massivem Aluminium, später aus dünnem Plastik) gefahren, und der verbleibende Innenraum wurde mit Stickstoff gespült, um die Produktion von Ozon zu minimieren. Auf der Innenseite wurde das Aluminium aufgeklebt, da sich so die Relaxationszeit der Polarisation erhöhen ließ (Abschnitt 4.5.3). Über ein Ventil konnten die Zellen befüllt werden.

In der Experimentierhalle wurde die jeweilige Targetzelle in einer Abschirmbox platziert, siehe Abbildung 4.1. Diese rechteckige Box war anstelle der sonst üblichen Streukammer in der Mitte des Spektrometerrings aufgebaut. Sie bestand aus sechs Eisen- und μ -Metall-Platten zur Abschirmung der Streufelder der Spektrometer; um jede dieser Platten waren zwei Drahtspulen gewickelt, durch die ein elektrischer Strom fließen kann. Jene Spulen können effektiv als drei unabhängige Solenoide betrachtet werden (siehe [Roh98]), durch die ein homogenes Feld im Inneren der Targetbox aufgebaut und zudem frei orientiert werden kann. Es wurde ein Haltefeld von etwa 4 G angelegt.

Zum Spektrometer hin gab es ein Fenster in der Targetbox, durch zwei Löcher wurden die Strahlrohre in die Box gelegt. Der Deckel der Box konnte abgenommen werden, so dass die Targetzellen eingesetzt werden konnten. Um bei diesem Vorgang Depolarisation zu vermeiden, wurde das Magnetfeld durch die übrigen Spulen vertikal orientiert, ebenso wie das Magnetfeld der Transportbox.

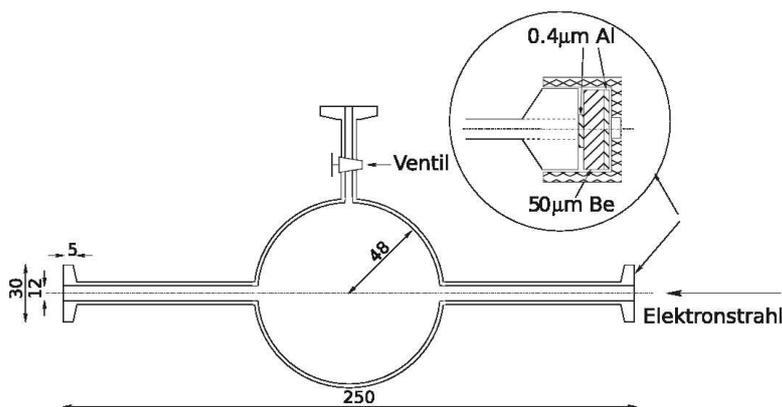


Abbildung 4.8.: Querschnitt einer aus Quarzglas gefertigten Targetzelle. Die Zahlenangaben sind in mm, sofern nicht anders angegeben. Modifizierte Version aus [K⁺09].

4.5.3. Relaxationsprozesse

Sobald der Aufpolarisationsprozess beendet ist, nimmt der Polarisationsgrad des Heliums mit der Zeit exponentiell ab. Diese Relaxationszeit T_1 ließ sich durch die Beiträge einzelner Prozesse beschreiben [K⁺09] mit

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_1^{\text{Wand}}} + \frac{1}{T_1^{\text{Gradient}}} + \frac{1}{T_1^{\text{Dipol}}} + \frac{1}{T_1^{\text{Strahl}}}. \quad (4.1)$$

Für eine möglichst hohe mittlere Polarisation während des Experiments ist damit nicht nur die anfängliche Polarisation ausschlaggebend, sondern auch die totale Relaxationszeit. Deshalb wurde versucht, diese zu optimieren.

Dabei ist T_1^{Wand} die Relaxationszeit aufgrund von Wechselwirkungen des Heliums mit paramagnetischen Zentren des Speicherbehälters. Um die Relaxationszeit zu steigern, wurden die Glaszellen vor ihrem Einsatz innen mit Cäsium beschichtet. Vor deren Verwendung wurden die Zellen zudem entmagnetisiert. In der Strahlzeit wurde für die verschiedenen verwendeten Zellen $T_1^{\text{Wand}} = 70$ h bis 190 h erreicht.

T_1^{Gradient} ist der Anteil der Relaxationszeit, der aufgrund von Magnetfeldinhomogenitäten zustande kommt. Um bei einem Druck von etwa 5 bar eine Relaxationszeit von über 1000 h zu erzielen, musste ein relativer Gradient des Felds $(dB/dr)/B_0$ von kleiner als $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ erreicht werden. Aufgrund dieser hohen Anforderungen an die Homogenität des Magnetfelds gab es zusätzliche Korrekturspulen im Inneren der Box. Dazu wurden vor Beginn der Strahlzeiten die Spulenströme durch Messungen des ortsabhängigen Magnetfelds bei den vier verwendeten Magnetfeldorientierungen (den vier Polarisationsorientierungen entsprechend) aufeinander abgestimmt (bei eingeschaltetem Magnetfeld des verwendeten Spektrometers). So konnten diese geringen Gradienten erreicht werden.

T_1^{Strahl} berücksichtigt die Abnahme der Polarisation aufgrund der Produktion von $^3\text{He}^+$ -Ionen im Elektronenstrahl. Da der Kerndrehimpuls des $^3\text{He}^+$ über die Hyperfeinwechselwirkung an den Spin des verbliebenen Elektrons koppelt, kann es zu einer Reduktion der Kernspinpolarisation kommen. Bei einem Strahlstrom von $10 \mu\text{A}$ beträgt T_1^{Strahl} für die verwendete Targetzellengeometrie etwa 220 h. In einem weiteren Schritt können die $^3\text{He}^+$ Ionen zur Produktion von molekularem $^3\text{He}_2^+$ (über den Dreikörperstoßprozess $^3\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow ^3\text{He}_2^+ + \text{He}$) und damit einer weiteren Depolarisation führen. Durch eine geringe Beimischung (10^{-3}) von Stickstoff als Quenchgas wird ein daraus resultierender Polarisationsverlust praktisch vollständig unterdrückt.

Der Term T_1^{Dipol} beschreibt letztlich noch den Einfluss durch Zweikörperstöße innerhalb des Gases selbst, bei denen sich kurzlebige $^3\text{He}-^3\text{He}$ Moleküle bilden können, die einen Rotationsdrehimpuls besitzen, an welchen der Kernspin ankoppelt. Dieser Term hängt von dem Druck des Gases ab, da die Stoßrate selbst etwa proportional zum Druck ist. Für den hier verwendeten Druck ergibt sich $T_1^{\text{Dipol}} \approx 180$ h.

Für T_1 wurde unter Strahlbedingungen insgesamt 30 – 40 h erreicht, für die mittlere Polarisation ergaben sich damit etwa 55 %.

Zusätzlich kam es zu Verlusten der Polarisation durch die Polarisationsmessungen.

4.5.4. Messung der Polarisation

Zur Messung des zeitlichen Polarisationsverlaufs wurden zwei Methoden verwendet, die während des Experiments ausgeführt werden konnten. Eine absolute Messung der Targetpolarisation war mittels AFP (*Adiabatic Fast Passage*) möglich, allerdings nicht parallel zu der Datennahme, sondern nur zwischen einzelnen Messläufen (die im Folgenden als *Runs* bezeichnet werden). Für eine Überwachung der Polarisation während der Da-

tannahme stand eine FID-Relativmessung (*Free Induction Decay*) zur Verfügung. Die beiden Methoden werden im folgenden kurz skizziert. Auf den Verlauf der Polarisation über die Strahlzeit wird in Abschnitt 6.2 eingegangen.

AFP-Messung

Bei dieser Messmethode wird ausgenutzt, dass durch das magnetische Moment $\mu_{^3\text{He}}$ des ^3He mit einer Polarisation $P_{^3\text{He}}$ des Gases auch eine Magnetisierung einhergeht. Aus einer Messung des statischen Magnetfelds B_{Zelle} , das aus der Magnetisierung des Gases herrührt, kann auf die Polarisation rückgeschlossen werden. Wegen der im Wesentlichen sphärischen Form des Targets entspricht der Verlauf des Magnetfelds außerhalb der Targetzelle (mit kleinen Abweichungen) gerade der eines magnetischen Dipols. Die Amplitude des Felds senkrecht zur Polarisationsachse kann dann beschrieben werden durch

$$B_{\text{Zelle}}(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{\mu_{^3\text{He}} \cdot P_{^3\text{He}} \cdot N}{r^3} \quad (4.2)$$

mit der magnetischen Feldkonstanten μ_0 und dem Abstand r zum Mittelpunkt der Zelle. Die Anzahl der Gasatome N lässt sich für einen Druck von $p \approx 5$ bar noch näherungsweise aus der idealen Gasgleichung

$$N = \frac{pV}{k_{\text{B}}T} \quad (4.3)$$

bestimmen mit dem Volumen V der Zelle, der Temperatur T und der Boltzmannkonstanten k_{B} . Bei ansonsten bekannten Parametern kann aus einer Messung des Magnetfelds der Zelle somit die Polarisation des Targets bestimmt werden.

Das von der Zelle hervorgerufene Magnetfeld wurde mit einer Magnetfeldsonde unterhalb der Targetzelle in einem Abstand von etwa $r = 6$ cm von der Mitte der Zelle gemessen. Da dessen Amplitude um drei Größenordnungen kleiner ist als die des überlagerten Haltefelds B_0 , reicht eine einzelne Messung des totalen Magnetfelds $B_+ = B_0 + B_{\text{Zelle}}$ nicht aus. Daher werden nach einer solchen Messung die Spins des Heliums geflippt. Die Polarisation wird damit umgekehrt, so dass mit einer weiteren Messung $B_- = B_0 - B_{\text{Zelle}}$ das durch die Zelle hervorgerufene Magnetfeld mit hoher Genauigkeit aus der Differenz bestimmt werden kann:

$$B_{\text{Zelle}} = \frac{1}{2} (B_+ - B_-) \quad (4.4)$$

Eine solche Messung ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Die Drehung der Spins wird dadurch erreicht, dass ein magnetisches Wechselfeld senkrecht zu dem Haltefeld eingestrahlt wird, dessen Frequenz über die Larmorfrequenz gefahren wird. Bei korrekter Wahl der Frequenzänderung erfolgt dabei die Drehung der Spinrichtung adiabatisch, und Polarisationsverluste sind gering [Abr61].

In die Bestimmung der Polarisation gehen einige fehlerbehaftete Faktoren ein. Der Abstand des Magnetfeldsensors zur Targetmitte geht beispielsweise mit der dritten Potenz ein, wobei die genaue Position des Magnetfeldsensors vom Hersteller nur mit ± 2 mm angegeben ist. Um diese genauer zu bestimmen, wurden Kalibrationsmessungen mit einer

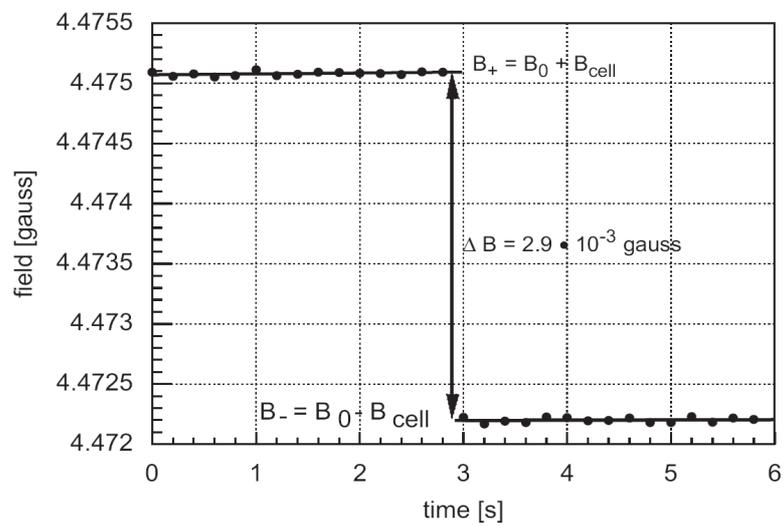


Abbildung 4.9.: Beispiel einer AFP-Messung. Das Magnetfeld wurde vor und nach einer Umkehr der Polarisationsrichtung zeitlich abgetastet. Der Sprung des Magnetfelds ist direkt proportional zu dem Polarisationsgrad des Targets. Abbildung aus [K⁺09].

Phantomzelle durchgeführt, die bei gleicher Geometrie wie die eigentlichen Targetzellen durch eine stromdurchflossene Spule ein wohldefiniertes Magnetfeld verursachten. Der Fehler der AFP-Messungen konnte dadurch verringert werden, insgesamt ergab sich für eine Einzelmessung eine relative Genauigkeit von $\Delta P/P = 3\%$ [K⁺09].

FID-Messung

Bei dieser Methode werden die Spins durch ein eingestrahktes, statisches Magnetfeld senkrecht zu dem Haltefeld zu einer Präzession um die neue Quantisierungsachse veranlasst. Dadurch wird in einer Empfangsspule ein Signal induziert, welches einer gedämpften Schwingung entspricht, siehe Abbildung 4.10. Die Amplitude des Signals ist dabei proportional zu der Polarisierung des Targets. Für eine absolute Bestimmung sind verschiedene geometrische Faktoren der Zelle nicht genau genug bekannt, ebenso wie die Eigenschaften der Einkopplung des Signals. Der Targetspin wurde dabei nur geringfügig ausgelenkt ($\alpha \approx 2^\circ$). Die Messung wurde etwa alle zwei Minuten automatisch durchgeführt. Da die Targetpolarisationsrichtung während des Experiments in der horizontalen Ebene gedreht wurde, wurden die Spulen zur Einkopplung des Zusatzfelds, welche auch für die AFP-Messungen verwendet wurden, derart gewählt, dass das Magnetfeld vertikal orientiert war. Damit konnten die FID-Messungen bei allen Winkeln stattfinden. Die AFP-Messungen hingegen wurden nur bei einer Polarisationsrichtung (anti)parallel zur Strahlachse durchgeführt, um nur eine Komponente des Magnetfelds messen zu müssen und systematische Effekte damit zu minimieren (das Magnetfeld wurde mit einem Drei-Achsen-Fluxgate-Magnetometer gemessen, das für die drei verschiedenen Raumrichtungen drei Sensoren hatte, die folglich nicht exakt an der gleichen Stelle positioniert waren).

4.6. Spektrometer A

Spektrometer A ist ein Magnetspektrometer, mit dem geladene Teilchen nachgewiesen werden können. Sowohl der Impuls der Teilchen als auch die Winkel können dabei bei einer verhältnismäßig großen Akzeptanz mit sehr hoher Genauigkeit bestimmt werden, und auch der Wechselwirkungspunkt am Target lässt sich rekonstruieren.²

In Tabelle 4.2 sind die wesentlichen Parameter des Spektrometers angegeben, aus Abbildung 4.11 wird der Aufbau des Spektrometers ersichtlich. Spektrometer B hat eine deutlich kleinere Raumwinkelakzeptanz (5.6 msr) und kann maximal auf einen zentralen

²Für die Bestimmung der Koordinaten in der Ebene senkrecht zur Strahlachse werden die Spektromerdaten allerdings nicht verwendet, da sich diese genauer bestimmen lassen als durch die Rekonstruktion der Teilchenbahn. Dazu muss lediglich die Strahllage am Target bekannt sein, die bei einem punktförmigen Strahl aus Strahllagemessungen mit einem Leuchtschirm bestimmt werden kann. Wird der schnelle Wedler verwendet, um das Strahlprofil aufzufächern, muss die jeweilige Auslenkung berücksichtigt werden.

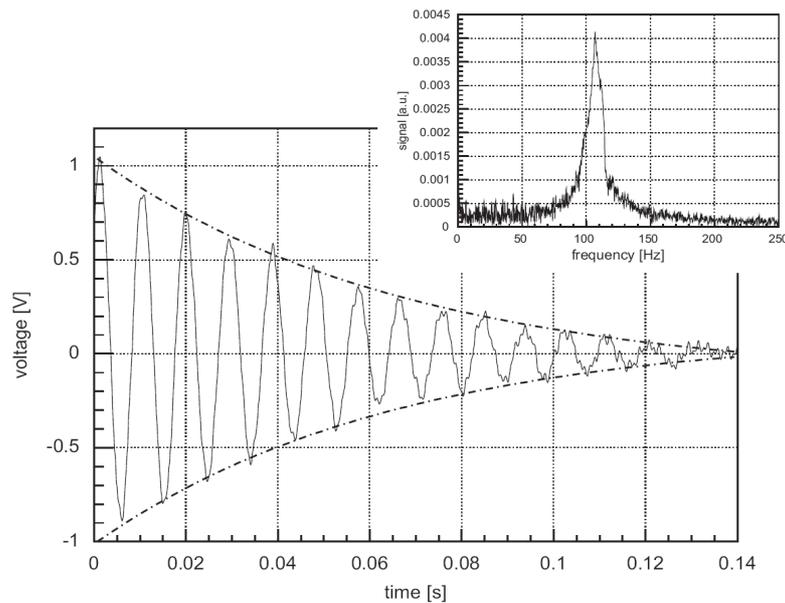


Abbildung 4.10.: Beispiel einer FID-Messung. Durch einen kurzen Strompuls einer Sendespule wird zusätzlich zu dem Haltefeld B_0 ein dazu senkrechtes Magnetfeld B_1 erzeugt. Die Magnetisierung fängt an, um die neue Quantisierungsachse $\vec{B}_0 + \vec{B}_1$ zu präzedieren. Die Transversalkomponente der Magnetisierung induziert in sogenannten Pickup-Spulen das im Bild gezeigte Signal. Aufgrund einer Dephasierung der Kernspins relaxiert die Komponente der Magnetisierung senkrecht zum Hauptmagnetfeld mit einer Relaxationszeit $T_2^* \approx \mathcal{O}(50 \text{ ms})$. Das Fourier-Spektrum des Signals ist in der kleineren Abbildung oben rechts gezeigt, die Fläche unter dem Peak ist proportional zur Targetpolarisation. Die Abbildung ist [K⁺09] entnommen.

Magnetkonfiguration	QSDD
Maximaler Impuls	735 MeV/c
Maximaler Zentralimpuls	665 MeV/c
Impulsakzeptanz	$\approx \pm 10\%$
Relative Impulsauflösung	10^{-4}
Raumwinkel	28 msr
Winkelakzeptanz (dispersiv)	± 70 mrad
Winkelakzeptanz (nichtdispersiv)	± 100 mrad
Winkelauflösung am Targetort	< 3 mrad
Ortsauflösung am Target	3 – 5 mm
Targetlängenakzeptanz	± 25 mm
Länge der zentralen Trajektorie	10.75 m

Tabelle 4.2.: Eigenschaften von Spektrometer A, vergleiche [B⁺98].

Elektronstreuwinkel von 62° eingestellt werden, was für die Kinematik dieses Experiments nicht hinreichend gewesen wäre; für Spektrometer C ist der maximal nachweisbare Impuls ($551 \text{ MeV}/c$) zu gering.

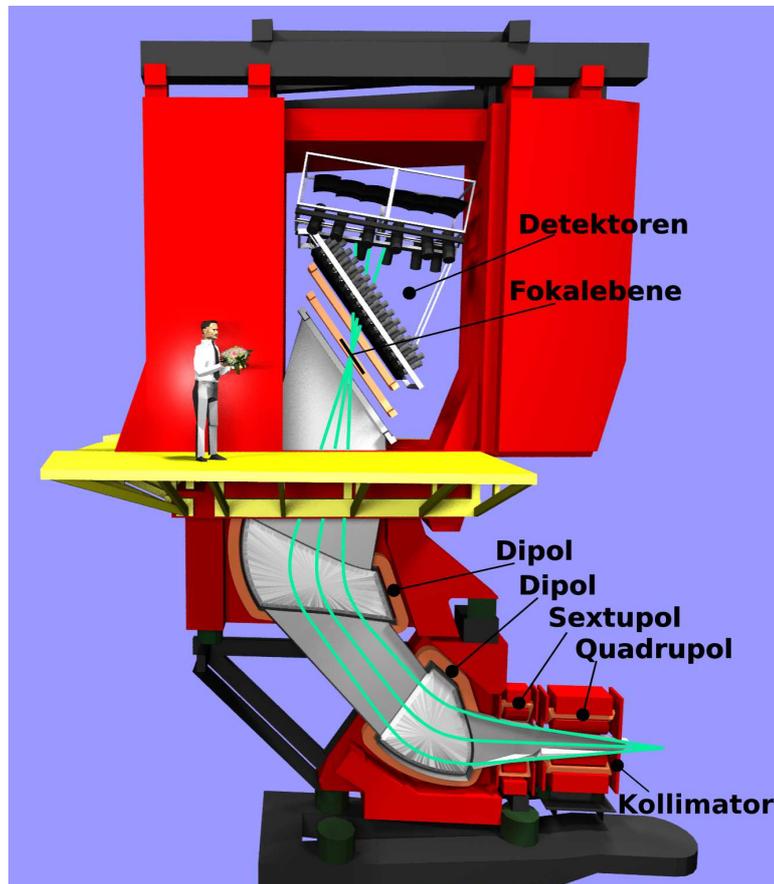


Abbildung 4.11.: Seitenansicht von Spektrometer A. Teilchen treten vom Target kommend durch den Kollimator in das Spektrometer ein und werden durch die Magnetfeldkonfiguration auf die Fokalebene abgebildet, verschiedene Detektoren ermöglichen dabei den Nachweis des Teilchens sowie die Bestimmung des Impulses am Wechselwirkungspunkt.

Durch zwei Dipolmagnete werden die Teilchen impulsabhängig abgelenkt (aus der Ortsablage lässt sich die Impulsablage bestimmen), ein Quadrupol- und ein Sextupolmagnet dienen zur Fokussierung und zur Korrektur von Abbildungsfehlern. Mithilfe der Verwendung von Detektoren wird die Trajektorie des Teilchens im Spektrometer bestimmt, woraus auf den Impuls am Target rückgeschlossen werden kann.

Im Folgenden werden die verschiedenen Detektoren des Spektrometers beschrieben,

die in Abbildung 4.12 gezeigt sind.

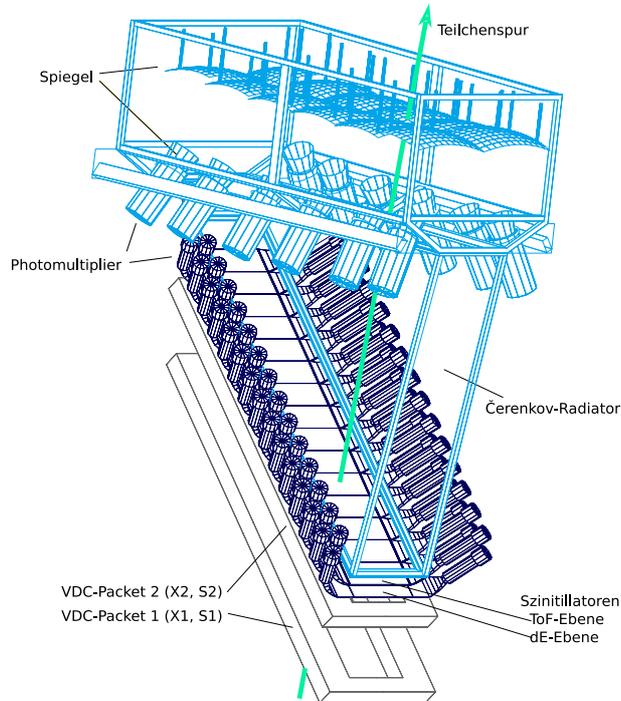


Abbildung 4.12.: Die in Spektrometer A verwendeten Detektoren. Modifizierte Version aus [B⁺98].

4.6.1. Trigger-Szintillatoren

Das Spektrometer besitzt zwei Szintillatorebenen, die hintereinander angeordnet sind. Szintillatordetektoren eignen sich aufgrund ihrer guten Zeitaufösung (< 1 ns) zur Generation von Triggersignalen und des Stopps der relativen Zeitmessungen weiterer Detektoren. Beide Ebenen verfügen jeweils über 15 Szintillatoren, die beidseitig ausgelesen werden. Die Segmentierung verbessert dabei die erreichbare Zeitaufösung und erlaubt eine grobe Positionsbestimmung eines Treffers. Die Szintillatoren der ersten Ebene (dE-Ebene) sind 3 mm dick, die der zweiten 10 mm (ToF-Ebene). Zur Generation eines Triggers des Spektrometers wird eine Koinzidenz zweier hintereinander gelegener Szintilla-

toren verlangt.³ Die unterschiedliche Energiedeposition in den beiden Lagen ermöglicht eine Unterscheidung von schwach- und stark-ionisierenden Teilchen. Das von der ToF-Ebene generierte Zeitsignal stoppt die Zeitmessung der Driftkammern, mit denen die Flugbahn der detektierten Teilchen bestimmt wird.

4.6.2. Vertikale Driftkammern

Um die Spur des Teilchens innerhalb des Spektrometers zu rekonstruieren, werden vertikale Driftkammern verwendet. Die Kammern sind mit einer Argon/Isobutan-Gasmischung gefüllt. Sie befinden sich noch vor den massiven Szintillatoren, da in diesen Energie und Flugrichtung der einlaufenden Teilchen stark verändert werden können.

Eine Driftkammer besitzt dabei drei Hochspannungsfolien und zwischen diesen zwei gegeneinander verkippte Drahtebenen, siehe Abbildung 4.13. Die Folien werden auf negatives Potential gelegt ($\approx 6\text{ kV}$), wegen des geringen Durchmessers der Drähte ist die Feldstärke in Drahtnähe groß.

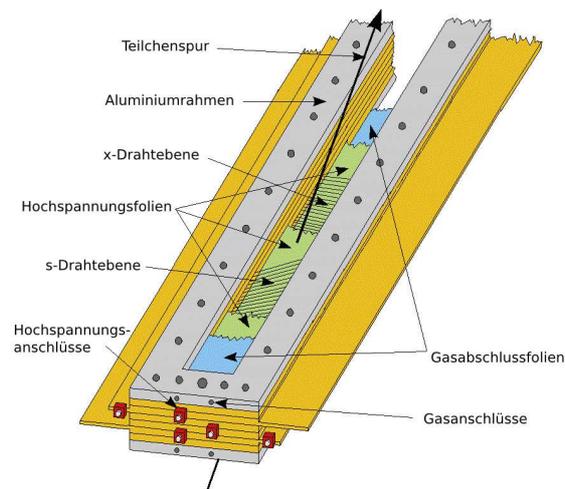


Abbildung 4.13.: Schematischer Aufbau der vertikalen Driftkammern. Das Spektrometer besitzt zwei solcher Pakete, die jeweils eine x- und eine s-Drahtebene haben.

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasgemisch, produziert es Elektron-Ionen-

³Dadurch werden Ereignisse unterdrückt, bei denen ein einzelner Szintillator durch elektronisches Rauschen der nachgeschalteten Elektronik oder ein uninteressantes Untergrundeignis (zum Beispiel die Detektion eines Neutrons) ein Triggersignal auslöst, so dass letztlich die Totzeit der Datenerfassung reduziert wird. Vorteilhaft ist die Triggereinstellung auf lediglich eine der beiden Szintillatorebenen zum Beispiel beim Nachweis von Protonen mit geringem Impuls, welche bereits in der dE-Ebene stecken bleiben können – oder wenn in einer der Ebenen ein Szintillator defekt ist.

4. Aufbau des Experiments

Paare entlang seiner Trajektorie. Die Ionen driften dabei zu den Folien, während die Elektronen zu den Drähten beschleunigt werden. In dem starken elektrischen Feld in der Nähe der Signaldrähte lösen sie einen Lawineneffekt aus, so dass ein Signal produziert werden kann, das hinreichend groß ist um von der Elektronik digitalisiert werden zu können. Die Signaldrähte werden separat ausgelesen. Bereits mit einer Driftkammer lassen sich über die relativen Zeitdifferenzen der Signale der einzelnen Drähte sowohl der Durchtrittsort als auch die Winkel bestimmen (vergleiche Abbildung 4.14), mit einer zweiten solche Driftkammer wird insbesondere die Messgenauigkeit der Winkel deutlich erhöht. Details zu den Driftkammern finden sich in [Dis90].

Kennt man die Abbildungseigenschaften des Spektrometers, kann aus der Spur im Spektrometer der Impuls des Teilchens und der Vertex des Ereignisses bestimmt werden.

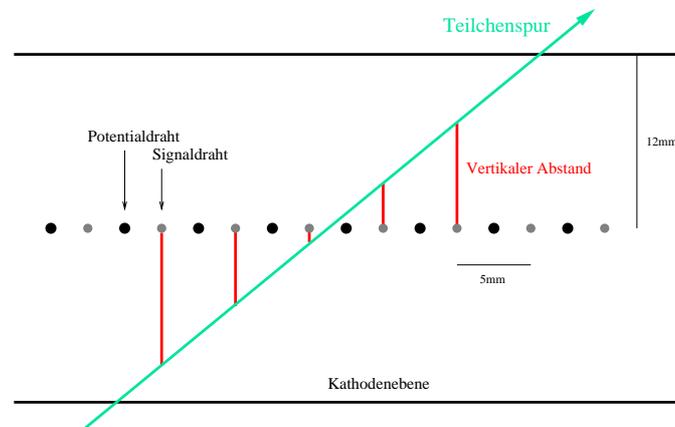


Abbildung 4.14.: Schematische Ansicht einer Drahtebene einer Driftkammer. Entlang der Trajektorie des einfallenden Teilchens werden Ion-Elektron-Paare erzeugt, die Elektronen werden in dem elektrischen Feld in Richtung der Drähte beschleunigt. Durch den unterschiedlichen Abstand der Trajektorie zu den einzelnen Drähten ergeben sich relative Zeitunterschiede der Signale. Die Trajektorie durch die Driftkammern wird über einen Fit bestimmt, bei dem die insgesamt vier vorhandenen Drahtebenen berücksichtigt werden.

4.6.3. Čerenkov-Detektor

Hinter den Szintillatoren befindet sich ein Schwellen-Čerenkov-Detektor zur Teilchenidentifikation. Da die Schwelle für die Produktion von Čerenkov-Licht nicht direkt vom Impuls, sondern von der Geschwindigkeit v des durchfliegenden Teilchens abhängt (Čerenkov-Licht wird produziert für $v > c/n$ mit dem Brechungsindex n des Radiators und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c), lassen sich Teilchen mit gleichem Impuls, aber unterschiedlicher Masse voneinander separieren. Von der Wahl des Radiators (und da-

mit seinem Brechungsindex) hängt dabei ab, welche Teilchen voneinander unterschieden werden können.

Um Elektronen von den nächst schwereren relevanten Teilchen, den Myonen, unterscheiden zu können, muss der Brechungsindex derart gewählt werden, dass letztere kein Čerenkov-Licht produzieren. Der maximal detektierbare Impuls in den Spektrometern beträgt etwa $870 \text{ MeV}/c$ (für Spektrometer B, welches auch über einen Čerenkov-Detektor verfügt), womit sich als Forderung für den Brechungsindex $n < 1.0073$ ergibt; daher kommt als Radiator ein Gas in Betracht.

Als Radiatorgas wurde ursprünglich $\text{C}_2\text{F}_4\text{Cl}_2$ (mit $n \approx 1.001415$ bei dem vorhandenen Atmosphärendruck und der für die zur Detektion eingesetzten Photovervielfacher relevanten Wellenlänge) verwendet, welches aufgrund gesetzlicher Bestimmungen etwa ab dem Jahr 2002 durch C_4F_{10} ($n \approx 1.001400$) ersetzt wurde. Die industrielle Gewinnung dieses Gases wurde inzwischen eingestellt, so dass seit 2007 die mit der Zeit auftretenden Verluste des Gases durch $\text{C}_3\text{H}_2\text{F}_6$ ersetzt werden ($n \approx 1.001045$), wodurch langfristig eine Reduktion der Lichtausbeute um etwa 25 % erwartet wird [Mül11]. Für Elektronen ergibt sich die Impulsschwelle, ab der Čerenkov-Strahlung produziert wird, für $n = 1.001045$ zu $11 \text{ MeV}/c$. Für die Verwendung des Spektrometers als Elektronendetektor lassen sich damit Pionen und Myonen von den Elektronen für die gesamte Impulsakzeptanz separieren.

Der Öffnungswinkel des Čerenkov-Kegels ist nahe an 0° ($\cos \theta = \frac{1}{v/c \cdot n}$). Falls Čerenkov-Licht produziert wird, so wird es über mehrere Spiegel zu zwölf Photovervielfachern geleitet und in diesen detektiert.

4.7. Neutronendetektor

Da Neutronen keine Gesamtladung besitzen, ist der Nachweis von hochenergetischen Neutronen im Allgemeinen anspruchsvoll. Zum Nachweis der Nukleonen wurde eine Matrix aus Plastikszintillatoren verwendet, siehe Abbildung 4.15. Durchfliegt ein *geladenes* Teilchen einen Szintillator, werden durch Ionisation freie Valenzelektronen in höhere Energiezustände angeregt. Bei der folgenden spontanen Abregung werden Photonen emittiert, deren Spektrum je nach Szintillator im sichtbaren, ultravioletten oder im Röntgen-Bereich liegt. Die Anzahl der Photonen ist dabei näherungsweise proportional zu der im Szintillator deponierten Energie. Die Detektion der elektrisch neutralen Neutronen geschieht indirekt; nach Sekundärreaktionen mit den Kernen des Szintillators können herausgeschlagene geladene Teilchen ein Signal im Szintillator produzieren.

Für die einzelnen Segmente, die im Folgenden als *Bars* bezeichnet werden, wurden BC400-Plastikszintillatoren verwendet. Ein organischer Szintillator ist dabei im festen Kunststoff Polyvinyltoluene (PVT) gelöst. Organische Szintillatoren sind aromatische Kohlenwasserstoffverbindungen, welche Benzolringe enthalten [Leo94]. Sie unterscheiden sich von anorganischen Szintillatoren durch ihr schnelles Abklingverhalten, welches im Bereich einiger Nanosekunden liegt. Dadurch können mit Detektoren auf dieser Basis

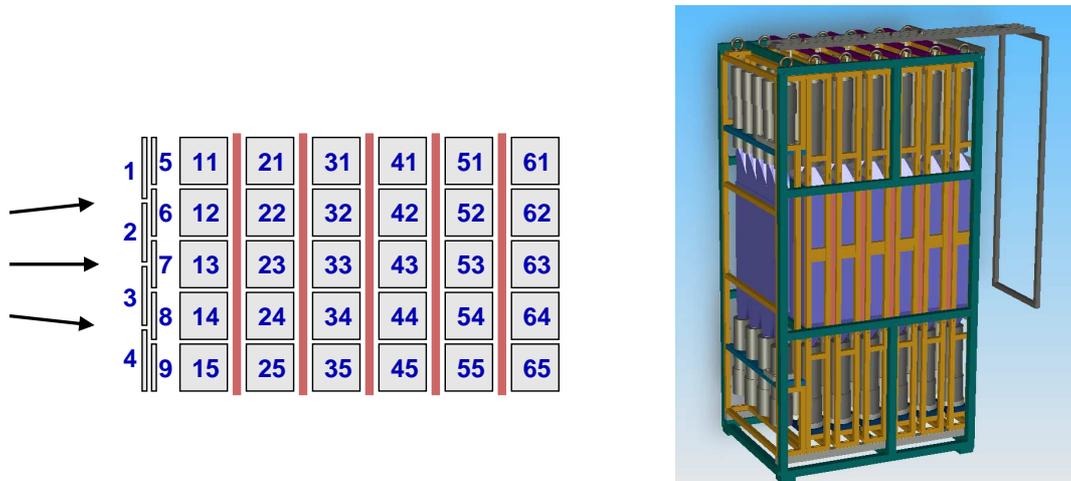


Abbildung 4.15.: Aufbau des Neutronendetektors. In einem Gestell sind sechs Lagen mit je fünf Szintillatoren angeordnet, an deren Enden Photoervielfacher angebracht sind. Zwischen den einzelnen Lagen befinden sich Kupferplatten für eine Erhöhung der Neutron-Nachweiseffizienz. Zwei weitere Lagen dünnerer Szintillatoren (in den Abbildungen links) dienen zur Diskrimination geladener Teilchen. Die verwendete Nummerierung der Detektoren ist in dem linken Bild angegeben; die Vetodetektoren wurden von 1 bis 9 durchnummeriert, die anderen Szintillatoren werden durch LB beschrieben, wobei L der Lage entspricht und B dem jeweiligen Bar der Lage, wobei $B = 1$ jeweils der Bar auf der Seite der Strahlführung ist.

hohe Zeitaufösungen erreicht werden (≤ 1 ns).

Der Detektor wurde am physikalischen Department in Basel aus zwei älteren Hadronendetektoren zusammengesetzt. Auf Grundlage der Ergebnisse einer Geant-Simulation wurde der neue Detektoraufbau unter Berücksichtigung verschiedener Randbedingungen (wie etwa der Wiederverwendbarkeit eines bereits vorhandenen Abschirmhauses) festgelegt [DHR⁺05]. Der Detektor war aus sechs Lagen zu je fünf Szintillatoren mit jeweils einer Größe von $50 \times 10 \times 10$ cm³ (Höhe×Breite×Tiefe) aufgebaut, womit seine aktive Fläche 50×50 cm² betrug. Für eine Erhöhung der Neutronnachweiswahrscheinlichkeit wurden zwischen die einzelnen Lagen jeweils 2 cm dicke Kupferplatten eingefügt, in denen die Neutronen geladene Teilchen ausschlagen können.

Der Detektor wurde unter einem Winkel von 24.9° auf der gegenüberliegenden Seite des Spektrometers ausgerichtet, in der Strahlzeit 2008 betrug der Abstand vom Targetmittelpunkt zur Mitte der ersten Lage 2.17 m. Für den abgedeckten Raumwinkel ergibt sich damit für die vorderste Lage 52.5 msr, in den folgenden Lagen verringert sich dieser entsprechend bis auf 31.8 msr der letzten Lage.

Die Szintillatoren wurden über Lichtleiter beidseitig an Photoervielfacher gekoppelt,

die Signalhöhe der einzelnen Photovervielfacher wurde mit Analog-Digital-Wandlern (im Folgenden als ADC bezeichnet für *Analog-to-Digital Converter*) registriert, der relative Zeitpunkt des Signals mit Zeitwandlern (TDC für *Time-to-Digital Converter*).

Für ein Triggersignal des Neutronendetektors wurde die Koinzidenz der beiden Photovervielfacher eines beliebigen Bars gefordert, für jedes Ereignis wurden daraufhin sämtliche ADC-Signale ausgelesen sowie alle vorhandenen TDC-Signale. Sowohl das Triggersignal als auch der Start der TDC-Zeitmessungen wurden dabei von dem ersten Bar ausgelöst, der eine Koinzidenz aufwies; ebenso bestimmte dieser Bar den Zeitpunkt für den Start des Zeitfensters, in dem die Signalhöhen mittels der ADCs integriert wurden.

Die Höheninformation eines Treffers innerhalb eines Bars kann durch den Laufzeitunterschied der durch Szintillation produzierten optischen Photonen gewonnen werden: Wird ein Bar im oberen Teil getroffen, so braucht das Licht zum unteren Photomultiplier länger als zum oberen. Die Ortsinformation in der Horizontalen ist durch die Segmentierung des Neutronendetektors gegeben und wird über die geometrische Position der jeweils angesprochenen Bars bestimmt. Für eine Messung des Betrags des Nukleonimpulses war die Zeitaufösung wegen des geringen Abstands zwischen Neutronendetektor und Target nicht hinreichend (siehe Anhang A.7), es können somit nur Winkel in der Analyse rekonstruiert werden.

Vor den sechs Szintillatorlagen befanden sich zwei weitere Reihen mit je vier beziehungsweise fünf dünnen Szintillatoren ($50 \times 12.5 \times 1 \text{ cm}^3$ und $50 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$). Diese wurden als ΔE -Detektoren zur Unterscheidung zwischen Neutronen und Protonen eingesetzt, sie werden im Folgenden als Vetobars bezeichnet. Sie waren aus Platzgründen nur einseitig mit je einem Photovervielfacher bestückt und waren nicht in den Trigger mit einbezogen.

Der Neutronendetektor wurde auf einem Metallgestell innerhalb des Spektrometer-Drehkranzes positioniert und wurde von einer massiven Abschirmung umgeben. Vor dem Neutronendetektor befand sich ein Bleikollimator, der etwa einen halben Meter in Richtung des Targets ragte, zusätzlich war direkt vor dem Neutronendetektor eine 1 cm dicke Bleiplatte zur Abschirmung von elektromagnetischem Untergrund aus der Targetrichtung angebracht (Strahlzeit 2008), die übrigen Seiten des Detektors waren mit 10 cm Blei sowie 5 cm boriiertem Polyethylen umgeben. Das Strahlrohr, welches zum Strahlfänger führt, wurde mit einer zusätzlichen Bleimauer abgeschirmt.

Jeder Szintillator war mit einem Lichtpulser ausgerüstet, dessen Lichtintensität selbst mit einer PIN-Diode überwacht wurde. In Strahlpausen wurden Lichtpulse in die Szintillatoren eingekoppelt, so dass die Signalverstärkung der Photovervielfacher überwacht werden konnte.

4.8. Møller-Polarimeter

Für die Absolutbestimmung der longitudinalen Strahlpolarisation in der A1-Halle wurde ein Møller-Polarimeter aufgebaut und in Betrieb genommen [Bar96], [Str00].

4. Aufbau des Experiments

Der polarisierte Elektronenstrahl wird auf eine magnetisierte Eisenfolie geschossen, die als effektives Target polarisierter Elektronen verwendet wird. Das gestreute und das herausgeschlagene Elektron werden in Koinzidenz nachgewiesen, aus der Messung der Strahlhelizitätsasymmetrie kann bei bekannter Polarisation des Targets auf die absolute Polarisation des Elektronstrahls rückgeschlossen werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Møller-Streuung, die die Elektron-Elektron-Streuung polarisierter Elektronen beschreibt und im Rahmen der Quantenelektrodynamik präzise berechnet werden kann, kann in einen polarisationsunabhängigen und einen polarisationsabhängigen Teil zerlegt werden. Im Schwerpunktsystem der beiden Elektronen mit dem Koordinatensystem derart, dass \hat{e}_z in Richtung des einlaufenden Elektrons orientiert ist, \hat{e}_y die Streuebenennormale ist und $\hat{e}_x = \hat{e}_y \times \hat{e}_z$, lässt er sich schreiben als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma^0}{d\Omega} \cdot \left(1 + \sum_{i,j} a_{ij} P_i^S P_j^T \right) \quad (4.5)$$

Dabei ist $\frac{d\sigma^0}{d\Omega}$ der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, P_i^S ist die i-te Komponente der Polarisation des Strahlelektrons und P_j^T die j-te Komponente der Polarisation des Targetelektrons. a_{ij} sind die sogenannten Analysierstärkekoeffizienten, die von der Streukinematik abhängen und über die die einzelnen Komponenten der Strahl- und Targetpolarisation gekoppelt sind.

Durch die Wahl der Targetpolarisation in Richtung des einlaufenden Elektrons vereinfacht sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma^0}{d\Omega} \cdot (1 + a_{zz} P_z^S P_z^T), \quad (4.6)$$

da die Terme für $j \neq z$ wegfallen, weiterhin ist $a_{yz} = 0$ aufgrund von Paritätserhaltung und es ergibt sich $|a_{xz}| \ll |a_{zz}|$.

Eine messbare Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts bezüglich der Helizität des einlaufenden Elektronenstrahls ist dann nur noch sensitiv auf die longitudinale Komponente der Strahlpolarisation:

$$P_z^S = \frac{1}{a_{zz} \cdot P_z^T} \cdot \frac{d\sigma/d\Omega^{\uparrow\uparrow} - d\sigma/d\Omega^{\uparrow\downarrow}}{d\sigma/d\Omega^{\uparrow\uparrow} + d\sigma/d\Omega^{\uparrow\downarrow}}. \quad (4.7)$$

Dabei ist $d\sigma/d\Omega^{\uparrow\uparrow}$ der Wirkungsquerschnitt für eine parallele Orientierung zwischen den Elektronpolarisationen und $d\sigma/d\Omega^{\uparrow\downarrow}$ entsprechend bei antiparalleler Orientierung.

Um die longitudinale Polarisation aus einer solchen Asymmetrie zu bestimmen, muss einerseits die Polarisation der Targetelektronen bekannt sein, andererseits die mittlere Analysierstärke a_{zz} .

Als Targetmaterial wird eine (ferromagnetische) Reineisenfolie verwendet, die durch ein äußeres Magnetfeld magnetisiert wird. Die Folie ist senkrecht zur Strahlachse orientiert und wird senkrecht zur Folienebene polarisiert. Durch das starke Magnetfeld

(≈ 4 T) eines supraleitenden Magneten wird dabei eine Magnetisierung von etwa 8% erreicht; die Magnetisierung geht dabei in Sättigung, wodurch die Unsicherheit der Targetpolarisation gering ist.

Die Analysierstärke a_{zz} hängt (für Energien des einlaufenden Elektrons $E \geq 100$ MeV) nur von dem Streuwinkel θ_{SP} im Schwerpunktsystem der beiden Elektronen ab, die mittlere Analysierstärke hängt daher von der Akzeptanz der verwendeten Elektronendetektoren ab.

Das Betragsmaximum der Analysierstärke wird bei der symmetrischen Streuung mit $\theta_{\text{SP}} = 90^\circ$ erreicht ($a_{zz} \approx -7/9$), weshalb die Akzeptanz der Elektronendetektoren derart angepasst wurde, dass Elektronpaare mit $\theta_{\text{SP}} \approx 90^\circ$ nachgewiesen werden. Dabei wird θ_{SP} nicht direkt selektiert (etwa durch entsprechende Kollimation der Laborstreuwinkel), sondern es wird ausgenutzt, dass die beiden Elektronen bei symmetrischer Streuung die gleiche Energie im Laborsystem haben ($E = k_0/2$ mit der Strahlenergie k_0).

Die Selektion geschieht dann über einen impulsselektiven Dipolmagneten, siehe Abbildung 4.16. Vorteil der Selektion der Elektronenergie im Vergleich zur Selektion des Laborstreuwinkels ist vor allem auch ein drastisch reduzierter Einfluss des Fermiimpulses auf die effektive Targetpolarisation, siehe [Lev94], [Bar96].

Haben beide Elektronen den gleichen Impulsbetrag, so werden sie in dem Magnetfeld gleichermaßen zu den Elektronendetektoren abgelenkt. Weicht der Streuwinkel von 90° ab, so wird das Elektron mit dem höheren Impuls weniger stark abgelenkt, das mit niedrigerem Impuls stärker, so dass sie am Ort der Detektoren eine unterschiedliche Ortsablage haben und gegebenenfalls nicht mehr in der Akzeptanz der Elektronendetektoren liegen. Die daraus resultierende mittlere Analysierstärke wird aus einer Simulation bestimmt.

Für die Nutzung des Polarimeters bei der Strahlenergie von MAMI-C wurden einige Anpassungen notwendig (Anhang A.2), da sich mit der höheren Energie auch die Kinematik der beiden Elektronen ändert. Ein in der Vergangenheit zur Bestimmung der Elektronpolarisation genutzter Korrekturfaktor (von der Größe 1.07) konnte nicht bestätigt werden und wurde für die Analyse nicht verwendet (Anhang A.3). Im Anhang A.4 werden alternative Möglichkeiten zur Elektronstrahl-Polarisationsbestimmung für Experimente in der A1-Halle aufgezeigt. Auf die Messungen mit dem Møller-Polarimeter während der Strahlzeit wird in Abschnitt 6.1 eingegangen.

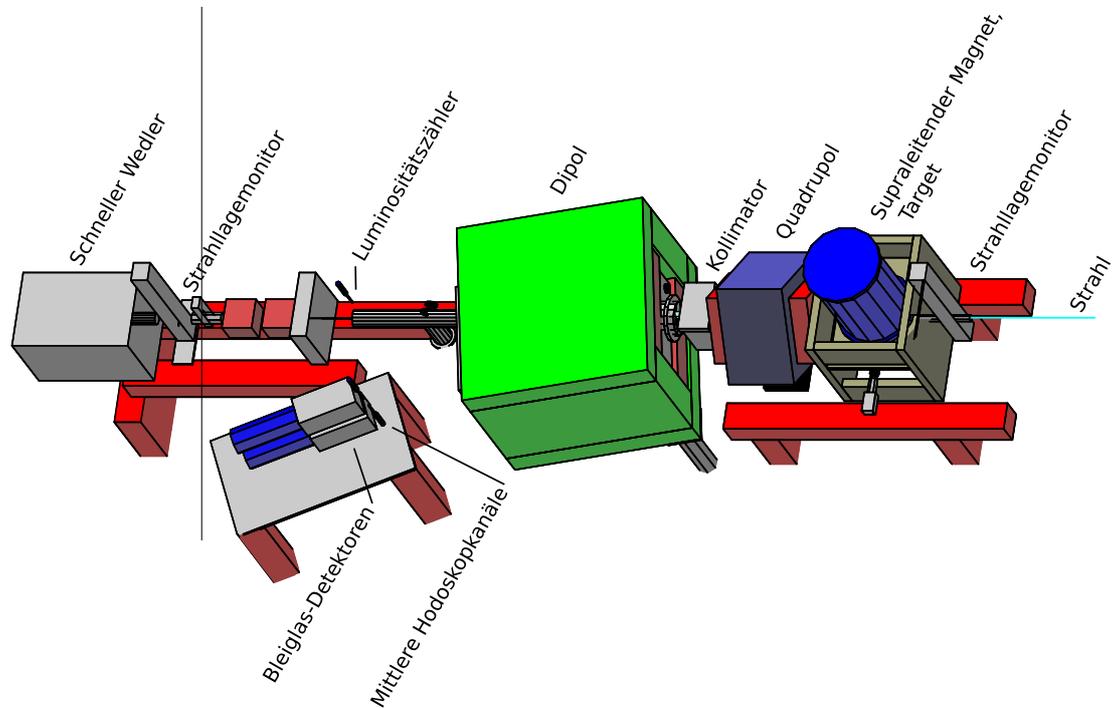


Abbildung 4.16.: Aufbau des Möller-Polarimeters. Der polarisierte Elektronenstrahl trifft auf ein Reineisentarget, das in dem hohen Magnetfeld eines supraleitenden Magneten magnetisiert wird und als effektives, polarisiertes Elektrontarget dient. Ein Quadrupol kann für niedrige Strahlenergien zu einer Fokussierung der resultierenden großen Laborstreuwinkel genutzt werden (dieser wurde bislang nicht verwendet und ist auch in der Simulation nicht berücksichtigt). Ein Kollimator selektiert zueinander vertikal orientierte Elektronpaare, damit diese bei gleicher Energie durch den Dipolmagneten auf die gleiche horizontale Position abgelenkt werden, nämlich die Mitte der verwendeten Bleiglasdetektoren. Die Zählraten der Koinzidenzen zwischen den beiden Detektoren werden für die einzelnen Strahlhelizitäten aufsummiert, ein Plastiksintillator dient als Luminositätsmonitor und wird zur Korrektur der einzelnen Zählraten verwendet. Ein vorhandenes Hodoskop (siehe Anhang A.4, gezeigt sind nur die mittleren Szintillatoren) wurde für eine Optimierung des Dipolstroms genutzt, Abschnitt 6.1. Aus der gemessenen Helizitätsasymmetrie kann die absolute Strahlpolarisation bestimmt werden.

5. Durchführung des Experiments

Ursprünglich war geplant, das Experiment im Sommer 2006 durchzuführen. Die Ausbaustufe MAMI-C des Elektronbeschleunigers war zu diesem Zeitpunkt allerdings noch nicht einsatzbereit, erst Ende 2006 wurde sie in Betrieb genommen. Anfang 2007 gab es den ersten Strahl bei einer Strahlenergie von 1508 MeV für ein Experiment [M⁺07]. Die G_E^n -Messung fand daraufhin im Juni/Juli 2007 in einem dreiwöchigen Zeitraum statt. Zahlreiche gravierende Probleme traten währenddessen auf. Deshalb wurde das Experiment im Sommer 2008 wiederholt, nachdem im Frühjahr zuvor eine einwöchige Testmessung durchgeführt wurde.

In diesem Kapitel wird der Verlauf der Strahlzeiten skizziert.

5.1. Messungen im Sommer 2007

Die G_E^n -Messungen fanden vom 28. Juni bis zum 16. Juli statt. Aufgrund einer vorherigen Strahlzeit in der A1-Halle zur Bestimmung der Proton-Formfaktoren [Ber10] konnten die notwendigen Umbaumaßnahmen erst am 11. Juni begonnen werden; die vorhandene Zeit bis zum Beginn der Strahlzeit erwies sich dabei erwartungsgemäß als sehr knapp. Die Streukammer musste entfernt werden, um das Helium-Target aufbauen zu können. Die Magnetfelder der Targetbox wurden an die Streufelder des laufenden Spektrometers angepasst. Das Gestell des Neutronendetektors wurde mit einem Theodoliten eingemessen und aufgebaut, ebenso wie der Neutronendetektor selbst, welcher im Mai von Basel nach Mainz gekommen war. Die Elektronik des Neutronendetektors wurde auf der Plattform von Spektrometer A aufgebaut und in die Datenerfassung mit aufgenommen, die Elektronik wurde entsprechend angepasst, um das Koinzidenzexperiment zwischen Spektrometer A und dem Neutronendetektor durchführen zu können. Zudem waren zahlreiche Änderungen an der Strahlführung nötig, um das Heliumtarget integrieren zu können. Dennoch gelang es, die Strahlzeit zeitlich wie geplant zu beginnen.

Die erste Woche der Strahlzeit wurde fast ausschließlich dazu verwendet, um bei Messungen an einer Wasserstoffzelle, einem Stickstofftarget und einem unpolarisierten Heliumtarget die auftretende enorme Ratenbelastung des Neutronendetektors (nicht etwa durch die erwünschten (quasi)elastischen Streueignisse, sondern durch die hohe Untergrundbelastung des unter Vorwärtswinkel aufgestellten Detektors) mittels einer Änderung der Abschirmung, der Hochspannungen und der Diskriminatorschwellen zu mindern. Fluktuationen des Elektronstrahls erschwerten dabei die Optimierung. Letztlich wurden statt der geplanten 2 cm dicken Bleiabschirmung vor dem Neutronendetektor 5 cm Blei und 2 cm Aluminium verwendet (was für die Analyse Probleme mit sich bringt, da

die relative Anzahl von Protonen, die in der Abschirmung durch Ladungsaustauschreaktionen zu Neutronen konvertieren und damit unerwünschten Untergrund darstellen, mit zunehmender Abschirmung steigt), der Elektronstrahl wurde bei maximal $10\ \mu\text{A}$ Strahlstrom betrieben anstelle der angestrebten $15 - 20\ \mu\text{A}$.

Es kam zu zahlreichen weiteren Problemen während dieser Strahlzeit. Abgesehen davon, dass der von MAMI-C gelieferte Strahlstrom sowie die Strahllage nicht dauerhaft stabil waren, kam es häufig zu Ausfällen des Strahls, die oftmals mit Problemen des Kühlsystems zusammenhingen (es soll ein warmer Sommer gewesen sein). In der Neutronendetektorelektronik verwendete Verzögerungsbausteine erwiesen sich entgegen der Erwartung als nicht ratenfest, weshalb einige der TDC-Spektren von willkürlichen Sprüngen befallen waren und damit kaum zur Analyse herangezogen werden konnten. Auf Seiten des polarisierten Heliumtargets war die Orientierung des Magnetfelds und damit die Orientierung der Polarisation nicht optimal und zeitlich nicht stabil, da die Magnetfelder gesteuert und nicht geregelt wurden. Vermutlich aufgrund eines zunächst unentdeckten Kabelbruchs wichen die Absolutwerte der Polarisationen der AFP-Messungen deutlich von den Werten ab, die direkt nach der Aufpolarisation der Zelle im Institut für Kernphysik gemessen wurden (Faktor zwei bis drei), zudem brachten die Messungen mittels AFP große Depolarisation des Targets mit sich (etwa 2-3% relativ pro Einzelmessung), weshalb diese Messungen im Wesentlichen nur zu Beginn und am Ende der Messperiode mit einer Targetzelle durchgeführt wurden. In den 10-12 Stunden dazwischen standen so nur die relativen FID-Messungen zur Verfügung, deren Signale für die einzelnen Targetwinkel deutlich voneinander abwichen. Bei der Bestimmung der Vertexposition kam es zu Problemen, da zwar berücksichtigt wurde, dass für eine vergleichbare Ablenkung des Elektronstrahls bei der höheren Strahlenergie die Amplituden des verwendeten Wedlers entsprechend höher eingestellt werden müssen, nicht jedoch dass dadurch die Auslese dieser Amplituden im Überlauf war und somit hätte abgeschwächt werden müssen. Weiterhin waren die Schwellen des Čerenkov-Detektors zur Pedestalkorrektur auf Hardwareebene vollkommen falsch eingestellt, so dass von den Elektronereignissen, die in Spektrometer A nachgewiesen wurden, einer Abschätzung nach etwa die Hälfte bei einem Schnitt auf das Čerenkov-Detektorsignal (welches zur Unterdrückung von Pionen verwendet wird) herausfielen. Während der Strahlzeit war dies nicht aufgefallen, da die Spektren des Čerenkov-Detektors versehentlich nicht in den Übersichtsspektren des Spektrometers enthalten waren. Man war sich einig: Das war nichts.

Daher wurde beschlossen, die Messung zu wiederholen. In der folgenden Zeit wurden die aufgetretenen Probleme angegangen, in einer einwöchigen Teststrahlzeit im April 2008 wurde (auch unter Verwendung zusätzlicher Ionisations-Drahtkammern, die in der Halle positioniert wurden und Überprüfungen der Untergrundraten geladener Teilchen ermöglichten) versucht, die Untergrundzählraten des Neutronendetektors durch eine Optimierung der Abschirmung zu verringern.

Die Materialbelegung innerhalb der Targetbox wurde verbessert (so wurden beispielsweise massive Aluminiummanschetten an den Übergängen zwischen Strahlführung und Target – an denen durch den in den Abschlussfolien aufgestreuten Elektronstrahl elektro-

magnetischer Untergrund produziert werden konnte – durch schmale Plastikmanschetten ersetzt), andererseits wurde die Abschirmung zwischen diesen Abschlussfolien und Manschetten sowie der Strahlführung zu dem Neutronendetektor optimiert. Die Single-Triggerraten des Neutronendetektors konnten um einen Faktor 8 reduziert werden. Durch die Verwendung eines neuen Targetzellentyps, der einen weniger massiven Aluminiumflansch zur Verbindung mit der Strahlführung und damit nahe an der Strahlachse hatte, konnte der Untergrund um weitere 30% reduziert werden.

Als Resultat konnte in der Strahlzeit 2008 – in der der Neutronendetektor zusätzlich etwa einen halben Meter weiter vom Target entfernt aufgebaut wurde und zu der 10 cm starken Bleiabschirmung mit einer weiteren 5 cm dicken Ummantelung aus boriiertem Polyethylen umgeben wurde – die Abschirmung direkt vor dem Neutronendetektor mit Sicht auf das Target auf eine 1 cm dicke Bleiwand reduziert werden.

5.2. Messungen im Sommer 2008

Die Wiederholung der Messung fand vom 1. Juli bis zum 21. Juli statt. Erneut wurde einige Zeit darauf verwendet, die Abschirmung optimal zu gestalten sowie die Hochspannungen und Diskriminatorschwellen des Neutronendetektors den nach wie vor schwierigen Gegebenheiten anzupassen sowie unzuverlässige Elektronikmodule zu ersetzen, ehe am Abend des 4. Juli die erste für die Analyse geeignete Messung am polarisierten Heliumtarget gestartet wurde.

Die Anzahl der Messungen bei verschiedenen Targetpolarisationsorientierungen wurde in einem Verhältnis 4 : 1 gestaltet, wobei bei senkrechten Orientierungen zwischen Polarisation und Impulsübertrag aufgrund der kleiner zu erwartenden Asymmetrien länger gemessen wurde. Die Reihenfolge der Messungen wurde dabei regelmäßig geändert. Im Normalfall wurde die Targetzelle einmal morgens und einmal abends ausgewechselt. Währenddessen wurden für den Neutronendetektor Messungen mit dem Pulsystem (zur Überwachung der Photomultipliierverstärkung) durchgeführt. Zudem wurden direkt vor oder nach den Zellwechseln Møller-Messungen zur Strahlpolarisationsbestimmung gemacht, und die Strahlage am Targetort wurde mittels Leuchtschirm überprüft und gegebenenfalls angepasst. Es wurde versucht, den Rhythmus der Targetzellenwechsel und die täglich teilweise mehrfach notwendigen Optimierungen des Beschleunigers in Einklang miteinander zu bringen und auch anstehende Arbeiten wie beispielsweise die Auswechslung leerer Gasflaschen damit zu verbinden. Gegen Ende der Strahlzeit, am 20. Juli, wurde für mehrere Stunden zwecks systematischer Überprüfungen an einer Wasserstoffzelle sowie an einer Leerzelle gemessen.

Diese Strahlzeit verlief deutlich problemärmer als die Strahlzeit im Jahr zuvor.

5.3. Steuerung und Datenerfassung des Experiments

Die Beschleunigeranlage mitsamt ihrer Strahlführung wurde von dem Beschleunigerpersonal autonom betrieben. Für das Experiment selbst gab es aus Reihen der Kollaboration immer doppelte Schichtbelegung, da häufig Hallenzugänge notwendig waren, welche nicht von Einzelpersonen durchgeführt werden sollten und dürfen. Für die Vielzahl der Steuergrößen und Überwachungsparameter eines solchen Experiments werden Computer verwendet, im Fall der A1-Spektrometerhalle werden diese im Wesentlichen über eine einzelne Steuerungssoftware *Mezzo* gehandhabt, die im Rahmen einer Doktorarbeit entwickelt wurde [Wei03]. Auf den einzelnen Kontrollrechnern laufen dazu die entsprechenden Frontendprozesse zum Setzen und Auslesen von Parametern, welche über ein LAN zentral gesteuert werden können; in der Regel geschieht dies über eine graphische Benutzeroberfläche auf einem Rechner im Messraum.

Die Elektronik des Spektrometers und des Neutronendetektors basiert auf CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) sowie Fastbus-Modulen, die über Frontend-Rechner ausgelesen werden. Die Elektronik des Spektrometers befindet sich auf dessen Rückseite, der Großteil der Elektronik des Neutronendetektors wurde ebenfalls auf der Empore des Spektrometers aufgebaut, um die Verkabelung beider Detektoren miteinander auf engem Raum vornehmen zu können. Die Elektronik des Pulsersystems befand sich hinter einer Betonabschirmung nahe dem Strahlfänger. Bei Datennahme wird über ein spezielles Koinzidenzmodul entschieden, ob ein Ereignis vorliegt. Dies ist der Fall, wenn mindestens eins der Detektorsysteme ein Triggersignal liefert. Das Modul legt aufgrund der Triggersignale fest, ob es sich bei dem Ereignis um ein Ereignis eines einzelnen Detektors handelt oder um eine Koinzidenz mehrerer Detektoren. Das Modul löst sodann ein Interruptsignal aus, woraufhin die entsprechenden Frontend-Rechner beginnen, die einzelnen Module wie etwa TDCs und ADCs auszulesen. Die Aufnahme weiterer Ereignisse wird für die angesprochenen Detektoren in dieser Zeit unterbrochen. Um die daraus resultierende Totzeit des Systems zu verringern, kann über Untersetzer festgelegt werden, dass nur ein Bruchteil der eingehenden Ereignisse ausgelesen wird. In diesem Experiment wurden alle Koinzidenzen zwischen Spektrometer und Neutronendetektor aufgezeichnet, wohingegen die Einzelereignisse stark unterdrückt wurden (für Spektrometer A wurde nur jedes 65535ste Einzelereignis aufgenommen – die maximal einstellbare Untersetzung –, für den Neutronendetektor nur jedes 22000ste außer bei den Messungen mit dem Pulsersystem). Über LAN werden die Daten daraufhin an die zentrale Datenerfassung geschickt, welche auf einem Rechner im Messraum läuft. Die Datenerfassung wird über das Programmpaket *Aqua++* kontrolliert [D⁺01].

Die Elektronik des Bleiglas-Møller-Polarimeters befindet sich direkt im Messraum, die Zählraten werden vor Ort durch eine Zählereinheit erfasst.

Eine weitere Ausnahme bildete in dieser Strahlzeit das Steuerprogramm für den Targetaufbau, welches als *LabVIEW*-Programm [Lab] realisiert autonom auf einem Rechner in der Halle lief, aber auch über LAN ferngesteuert wurde. Die Messdaten der Polarisationsmessungen wurden ebenfalls von diesem Rechner registriert, sie wurden von einem

Kollaborationsmitglied offline ausgewertet [K⁺09]. Aus Gründen der Redundanz wurden die Parameter des Magnetfelds automatisch zu *Mezzo* übertragen. Für einige Runs gab es inkonsistente Einträge für den eingestellten Polarisationswinkel des Targets zwischen dem Protokollbuch und der Softwaredatenbank, in welche das jeweilige Setup direkt vor oder nach der jeweiligen Datennahme von Hand eingetragen wurde. Daher wurden die eingetragenen Setups mit den ausgelesenen Magnetfelddaten des Targethaltefelds abgeglichen, aus denen sich der eingestellte Winkel rekonstruieren lässt. Es wurden insgesamt 13 Einträge (von etwa 600 relevanten Runs) in der Datenbank korrigiert.

5.4. Verwendete Analysesoftware

Die Datenanalyse basiert auf dem Programm *Cola++* [D⁺01]. Mit diesem werden die Daten einer Messung eingelesen und ereignisweise analysiert. Das Programm basiert auf der Programmiersprache *c++* und lässt sich damit leicht modifizieren. Einzelne Parameter der jeweiligen Messkonfiguration können aber auch einfach über externe Datenbankdateien kontrolliert werden. Für die einzelnen Spektrometer der A1-Spektrometeranlage gibt es zuverlässige Routinen, mit denen aus den Spektrometerdaten die Impulse der nachgewiesenen Teilchen am Target rekonstruiert werden können, ebenso wie der Reaktionsvertex eines Ereignisses. Für die Behandlung der Neutronendetektordaten wurden neue Routinen hinzugefügt. Über ein eingebundenes Histogrammpaket lassen sich die einzelnen Observablen in Histogrammform darstellen, dabei sind Schnitte auf die Daten einfach realisierbar. Für die ereignisweise Analyse, die in dieser Arbeit durchgeführt wurde (siehe Abschnitt 8.4.1), wurden die rohen Detektordaten zunächst über *Cola++* analysiert, die relevanten Observablen wurden nach einer Vorauswahl an Analyseschnitten (um die Datenmenge zu reduzieren) ereignisweise extrahiert und gespeichert. Der verwendete Maximum-Likelihood-Fit wurde auf Grundlage dieser reduzierten Datenmenge ausgeführt, konkret realisiert wurde er in Programmen basierend auf der Programmiersprache *python* [Ros95].

Für einige Analyseschritte wurde vereinzelt auch *ROOT* [ROO] verwendet, ebenso wurden einige einfache Fits über *gnuplot* [WK] durchgeführt, komplexere Fits und Anpassungen wurden aber in der Regel innerhalb der Programmiersprache *c++* realisiert. Die Analyseketten wurden im Wesentlichen über Makefiles [GNU] und Shell-Skripte [sh] organisiert.

Zur Analyse der Møller-Messungen wurde eine modifizierte Version des Programms *mpana* [Str00] verwendet; die Analysierstärke für die Messungen bei einer Strahlenergie von 1508 MeV wurde unter Zuhilfenahme einer angepassten Version des Simulationsprogramms *gigatrack* [Bar96] bestimmt.

5.5. Verwendete Simulationssoftware

Die verwendete Simulation beruht auf dem Programmpaket `Simul++` der A1-Kollaboration [D⁺01]. Dabei handelt es sich um eine Monte-Carlo-Simulation, die im Laufe der Jahre den Bedürfnissen angepasst wurde. Sie berücksichtigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der jeweils untersuchten Reaktionen, die Akzeptanz des Spektrometers bezüglich der Targetlänge, des Impulses und der Winkel sowie die aktive Fläche des Neutronendetektors. Die Ereignisse werden über einen der zu untersuchenden Reaktion angepassten Generator erzeugt; Energieverluste, Vielfachstreuung und Detektorauflösungen können berücksichtigt werden.

Die Simulation wurde für drei verschiedene Reaktionstypen verwendet. Für die elastische Elektronstreuung an einem gasförmigen Wasserstofftarget wurde der elastische Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Proton-Formfaktoren nach [Kel04] verwendet.

Für die quasielastische Streuung von Elektronen an einem im Kern gebundenen Nukleon wurde der Formalismus nach [DF83] verwendet. In diesem Ansatz faktorisiert der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt in einen off-shell-Elektron-Nukleon-Wirkungsquerschnitt und eine Spektralfunktion. In dem off-shell-Wirkungsquerschnitt (es wurde σ_1^{cc} verwendet) wird über die PWIA hinaus die Tatsache berücksichtigt, dass sich das Nukleon nicht notwendigerweise auf der Massenschale befindet. Dabei werden die Formfaktoren und Spinoren der freien Nukleonen beibehalten, wohingegen kinematische Größen wie etwa die Energie des einlaufenden Nukleons durch effektive Größen ersetzt werden, um eine effektive on-shell-Situation herzustellen. Die Spektralfunktion $S(p,E)$ gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, innerhalb des Kerns ein Nukleon mit dem Impuls p und der *missing energy* E anzutreffen. Die missing energy spiegelt wider, wie weit entfernt sich das Nukleon von der Massenschale befindet (der Begriff wird in der Literatur unterschiedlich verwendet).

Für die Spektralfunktionen wurden Fits an Daten [Flo98] der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'p)$ verwendet, bei denen sowohl der Zwei- als auch der Dreikörperaufbruch vermessen wurden. Für den Dreikörperaufbruch wurde dabei ein Faktoransatz $S(p,E) = S(p) \cdot S(E)$ benutzt, die Spektralfunktion des Neutrons wurde durch die skalierte Spektralfunktion des Dreikörperaufbruchs (vergleiche [J⁺87]) angenähert.

Für eine Abschätzung des Pionelektroproduktionsuntergrunds wurde ein Generator basierend auf MAID [DHKT99] in der PWIA verwendet. Jenes ist ein Modell zur Beschreibung der Photo- und Elektroproduktion des Pions am freien Nukleon. Zusätzlich zu den anderen auftretenden kinematischen Variablen wurde der Impuls des einlaufenden Nukleons dabei der Fermiimpulsverteilung entsprechend gewürfelt. Zur Berücksichtigung der Energie-Impuls-Bilanz wurde für die beiden Spektator-Nukleonen angenommen, dass sich diese auf der Massenschale befinden und keine Relativbewegung zueinander haben. Der Wirkungsquerschnitt wurde daraufhin aus MAID bestimmt, welches über eine Schnittstelle in `Simul++` integriert ist.

6. Elektron- und Heliumpolarisation

In der Auswertung des Experiments werden die jeweils vorhandenen Polarisationsgrade des Elektronstrahls sowie des Heliumtargets berücksichtigt. Um die Elektronpolarisation zu bestimmen wurden etwa zweimal täglich Messungen mit dem Møller-Polarimeter durchgeführt (im Folgenden als Møller-Messungen bezeichnet), mit dem die absolute Strahlpolarisation gemessen werden kann. Für das Heliumtarget wurden zwei Messmethoden kombiniert: zum einen absolute Polarisationsmessungen durch AFP-Messungen, andererseits relative Messungen mittels FID-Messungen. In diesem Kapitel werden die durchgeführten Messungen diskutiert.

Zudem wurde das Møller-Polarimeter zu Beginn der Laufzeit von MAMI-C dazu verwendet, die Orientierung der Elektronpolarisation derart zu optimieren, dass am Experimentierort maximal longitudinale Polarisation vorlag.

6.1. Elektronpolarisation

Von der polarisierten Quelle werden longitudinal polarisierte Elektronen bereitgestellt. Die Orientierung dieser Polarisation relativ zum Impuls der Elektronen ändert sich jedoch durch die Spinpräzession, während der Elektronstrahl die Strahlführung durchläuft. Wegen der Anomalie des g -Faktors präzediert der Spin stärker in den Magnetfeldern des Beschleunigers als der Impuls seine Richtung ändert, so dass die Orientierung am Experimentierort für verschiedene Elektronstrahlenergien unterschiedlich und im Allgemeinen verschieden von der Orientierung an der Quelle ist.

Um die Orientierung der Polarisation am Experiment einstellen zu können, gibt es direkt an der Quelle einen Wienfilter, mit dem die Orientierung der Polarisation um maximal $\pm 90^\circ$ gedreht werden kann. Während es für Strahlenergien bis 855 MeV Rechnungen für die Spinpräzession in MAMI gibt [Ste98] und damit für den erwarteten Polarisationswinkel am Experimentierplatz, sind solche für das HDSM nicht mit hinreichender Genauigkeit vorhanden. Daher wurden vor der ersten G_E^n -Strahlzeit Polarisationsmessungen mit dem A1-Møller-Polarimeter bei verschiedenen Polarisationswinkeln der Elektronen – eingestellt mit Hilfe des Wienfilters – vorgenommen. Da das Møller-Polarimeter infolge der Ausrichtung der Targetelektronenspins parallel zum Strahl lediglich sensitiv auf den longitudinalen Anteil der Polarisation ist, lässt sich der Polarisationswinkel am Experimentierort als Funktion des Wienwinkels bestimmen. Daraus ergibt sich der Spinwinkel, der an der Quelle eingestellt werden muss, damit man am Experiment maximale, longitudinale Polarisation erhält.

In Abbildung 6.1 links sind diese Messungen gezeigt. Mithilfe eines einfachen Kosinusfits wurde der optimale Spinwinkel bestimmt (-11°) und daraufhin verwendet. In einer weiteren solchen Messung im Oktober 2011 konnte der Winkel mit einer geringen Abweichung von 2° bestätigt werden. Geringe Fehlstellungen der Polarisation bewirken lediglich eine etwas geringere longitudinale Polarisationskomponente (eine Fehlstellung von 2° entspricht einer relativen Minderung der longitudinalen Komponente auf $\cos 2^\circ = 0.99939$). Die transversale Komponente des Elektronspins bleibt hingegen vernachlässigbar, da sie durch den Lorentz-Boost vom Ruhesystem des beschleunigten Elektrons in das Laborsystem um einen relativen Faktor $1/\gamma = \frac{m_e c^2}{E_e}$ gegenüber der longitudinalen Komponente unterdrückt ist.

Das absolute Vorzeichen der Elektronhelizität ist zunächst unbekannt. Zwar wird über den Zufallsgenerator eine bestimmte Helizität angefordert, welcher der beiden möglichen Helizitätszustände dann jedoch tatsächlich im Experiment vorliegt, hängt von vielen (prinzipiell bestimmbar) Faktoren ab. Es wurde daher über die Vorzeichen der gemessenen parallelen Asymmetrien der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ bestimmt, da die Vorzeichen dieser Helizitätsasymmetrien bekannt sind. Im Prinzip könnte es davon unabhängig zum Beispiel über das Vorzeichen der Asymmetrien der Møller-Messungen bestimmt werden, siehe Anhang A.1.3.

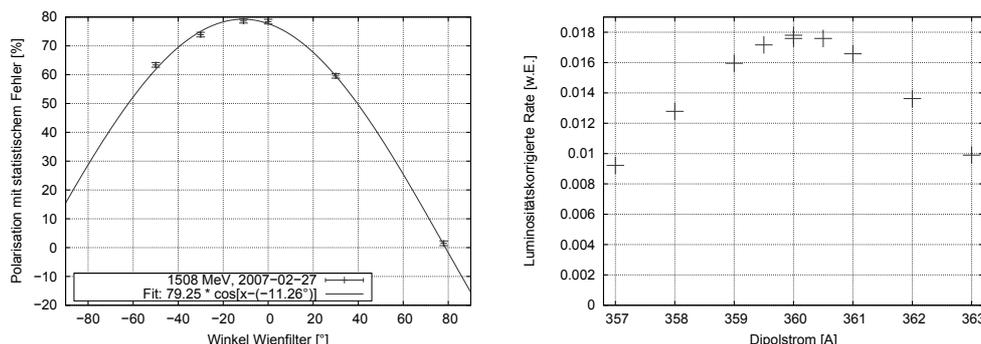


Abbildung 6.1.: **Links:** Longitudinale Polarisation gegen den über den Wienfilter eingestellten Winkel. **Rechts:** Zähtrate der beiden mittleren Kanäle des Møller-Hodoskops gegen den Dipolstrom.

Da der Strom des Møller-Dipols gesteuert und nicht geregelt wird (weil keine Magnetfeldsonde installiert ist) und es kein festes Standardverfahren für das Hochfahren des Magnetfelds gibt, kann dessen Amplitude durch Hystereseeffekte bei jeweils gleichem Strom leicht unterschiedlich sein, und damit auch die Analysierstärke des Polarimeters. Diese Analysierstärke, die benötigt wird, um aus den gemessenen Helizitätsasymmetrien die Polarisation zu bestimmen, wurde in einer Simulation bestimmt.

In der Simulation wurde das Magnetfeld derart eingestellt, dass Elektronenpaare, die im Schwerpunktsystem einen Streuwinkel von 90° haben und damit im Laborsystem die

gleiche Energie, auf die Mitte der Bleiglaszähler abgelenkt werden. Um einen optimalen Abgleich zwischen der Messung und der Simulation zu haben, wurde am 2. Juli 2008 eine Feineinstellung des Dipolstroms vorgenommen. Mit Hilfe von Szintillatoren (es wurden die vorhandenen Szintillatoren des Hodoskops – siehe Anhang A.4 – verwendet), die vor den Bleiglaszählern angebracht sind, wurde die Zählrate koinzidenter Elektronen für den mittleren Bereich des Bleiglasdetektors durch eine Anpassung des Dipolfelds maximiert. In Abbildung 6.1 rechts ist die Summe der luminositätskorrigierten Zählraten der beiden mittleren Kanäle des Hodoskops (die den mittleren, 2 cm breiten Bereich der Bleiglasdetektoren abdecken) als Funktion des angelegten Dipolstroms gezeigt. Als Strom für den Møller-Dipol wurde daraufhin für den Rest der Strahlzeit ein Setzwert von 360 A gewählt. Im Lauf der vergangenen Jahre hat sich gezeigt, dass der mit dieser Methode gefundene optimale Dipolstrom bis auf ± 1 A stabil ist bei einem totalen Strom von etwa 360 A.

Der Verlauf der gemessenen Strahlpolarisation über die Strahlzeit 2008 hinweg ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Üblicherweise wurden bei jedem Targetwechsel zwei Messungen gemacht. Für die Analyse wurden die Polarisationsmesspaare gemittelt, und für jedes Ereignis wurde mit Hilfe seines Zeitstempels jeweils der linear interpolierte Wert zwischen den einzelnen Messungen verwendet (cyanfarbene Linie). Am 19. Juli gab es eine Messung, die deutlich von den übrigen abweicht. Da es jedoch ansonsten keinen Hinweis darauf gibt, dass diese Messung fehlerhaft ist, wurde sie für die Analyse beibehalten. Am 10. Juli wurde der Kristall der Elektronenquelle erstmals gedreht, da die Quantenausbeute deutlich gesunken war (der sichtbare Anstieg des Polarisationsgrads am Ende der Lebensdauer eines Kristalls ist typisch). Da eine Polarisationsmessung direkt im Anschluss daran verpasst wurde, wurden für die folgenden Ereignisse die Polarisationswerte der nächsten Messung verwendet. Am 13. Juli war die Quantenausbeute erneut gesunken, so dass der maximal erreichbare Strahlstrom dadurch auf $7 \mu\text{A}$ limitiert wurde. Deshalb wurde der Kristall am darauf folgenden Tag ausgeheilt. Dies nahm einige Stunden in Anspruch. Unabhängig davon kam es am 14. Juli als Folge einer ausgefallenen Vakuumpumpe und eines damit einhergehenden Heliumverlusts am Møller-Target zu einem Quench des supraleitenden Magneten; infolgedessen konnte die Messung unmittelbar vor der Regeneration des Kristalls nicht durchgeführt werden. Die nächste Polarisationsmessung wurde zunächst bei leicht vermindertem Strom des supraleitenden Magneten durchgeführt (94 A anstatt 118 A), was jedoch keinen relevanten Einfluss auf die Messung haben sollte, da der Magnet bei solch hohen Strömen betrieben wird, dass die Magnetisierung der Targeteisenfolie deutlich in Sättigung ist, siehe [Str00].

Die mittlere¹ Elektronpolarisation betrug in der Messung des Sommers 2008 $\langle P_e \rangle = 76.3\%$.

¹Über die Neutronereignisse gemittelt, nicht über die Zeit.

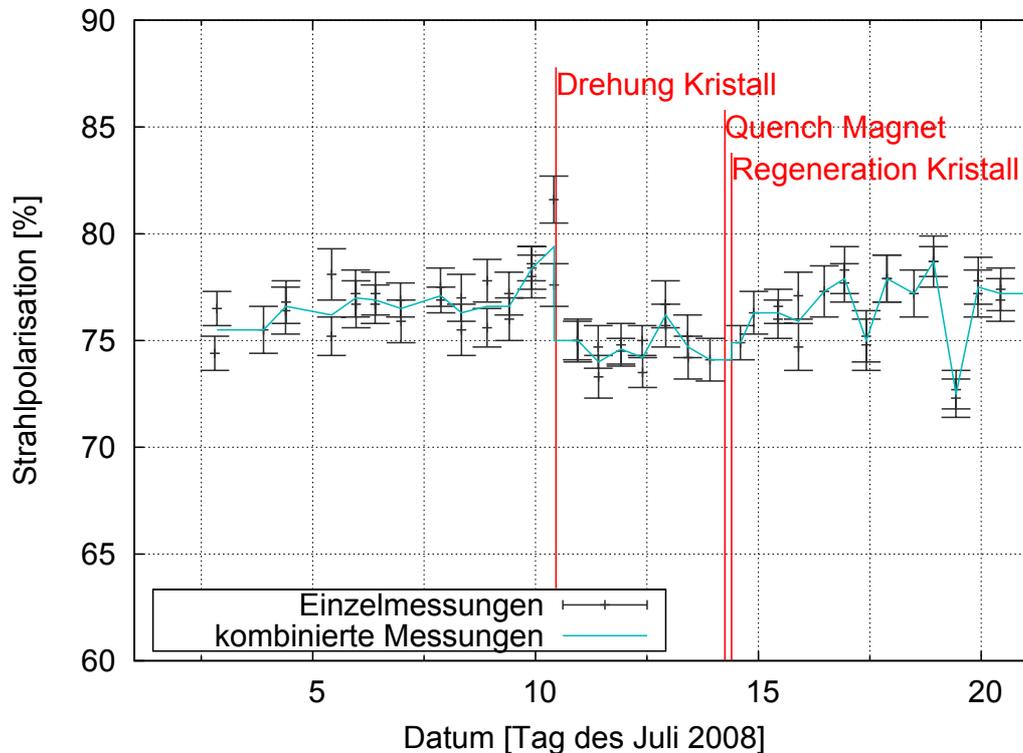


Abbildung 6.2.: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Strahlpolarisation. Etwa alle zwölf Stunden wurden jeweils zwei Møller-Messungen zur Bestimmung der absoluten Strahlpolarisation durchgeführt. Diese Messpaare wurden zusammengefasst, die lineare Interpolation dieser Messpaare wurde für die Analyse verwendet. Der Kristall der polarisierten Quelle wurde aufgrund einer abgefallenen Quantenausbeute einmal gedreht und einmal regeneriert. Desweiteren ist der Zeitpunkt markiert, zu dem es zu einem Quench des supraleitenden Magneten, der für die Magnetisierung des Eisentargets verwendet wird, kam.

6.2. Heliumpolarisation

Die absolute Polarisation des Heliumtargetes wurde mit AFP-Messungen bestimmt, siehe Abschnitt 4.5. Dabei wurden jeweils zwei Messungen hintereinander durchgeführt, um die Spins, welche bei der Messung umgeklappt werden, wieder in die energetisch niedriger liegenden Zeeman-Niveaus zu bringen und somit Depolarisation zu vermeiden. Diese Methode ist allerdings zum einen destruktiv; der relative Polarisationsverlust pro Messung betrug in der Strahlzeit 2007 etwa 2% bis 3%, bis zur Strahlzeit 2008 konnte dies drastisch verbessert werden, so dass der Verlust pro Messung unter 0.2% betrug [K⁺09]. Andererseits ist eine Messung bei eingeschaltetem Elektronstrahl nicht möglich,

da unter anderem die Orientierung der Polarisation entlang der Strahlachse gewählt werden musste, um die mit dem Umklappen der Polarisation einhergehende Änderung des Magnetfelds genau messen zu können. Daher wurden AFP-Messungen nur zwischen den Wechseln der Targetorientierung durchgeführt. Da die Heliumpolarisation allerdings wegen der verschiedenen Depolarisationsprozesse zeitlich schnell abnahm, wurden die AFP-Messungen durch FID-Messungen ergänzt. Diese sind zwar nur als Relativmessungen geeignet, können dafür aber auch während des Strahlbetriebs durchgeführt werden und bedingen nur einen geringen Verlust der Polarisation von je 0.05 %.

In Abbildung 6.3 sind für eine Messperiode mit einer Zelle die AFP- und FID-Messwerte gezeigt. Die relativen FID-Werte wurden dort mit einem konstanten Faktor skaliert, damit sie mit den AFP-Messungen übereinstimmen. Für die Analyse wurde ein Fit an die zeitliche Änderung der Targetpolarisation angepasst [K⁺09]. Dieser berücksichtigte neben dem Polarisationsverlust durch die Messungen auch die einzelnen Beiträge der Relaxationszeiten.

In Abbildung 6.4 ist die Heliumpolarisation über den Verlauf der Strahlzeit gezeigt. Man erkennt die einzelnen Messperioden, bei denen die anfänglich hohe Strahlpolarisation aufgrund der Relaxationsprozesse kontinuierlich sank, weshalb die Targetzelle im Normalfall zwei Mal pro Tag gegen eine neue ausgetauscht wurde. Desweiteren ist ein Trend zu immer höheren Anfangspolarisationen zu sehen bis hin zu einer Startpolarisation von 72 %. Dieser Trend kam vor allem dadurch zustande, dass die Prozedur des Zellaufbaus optimiert wurde, wodurch der Polarisationsverlust durch Magnetfeldgradienten bei geöffneter Targetbox gering gehalten werden konnte. Die über die Neutronereignisse gemittelte ³He-Polarisation beträgt $\langle P_{\text{He}} \rangle = 55.6 \%$.

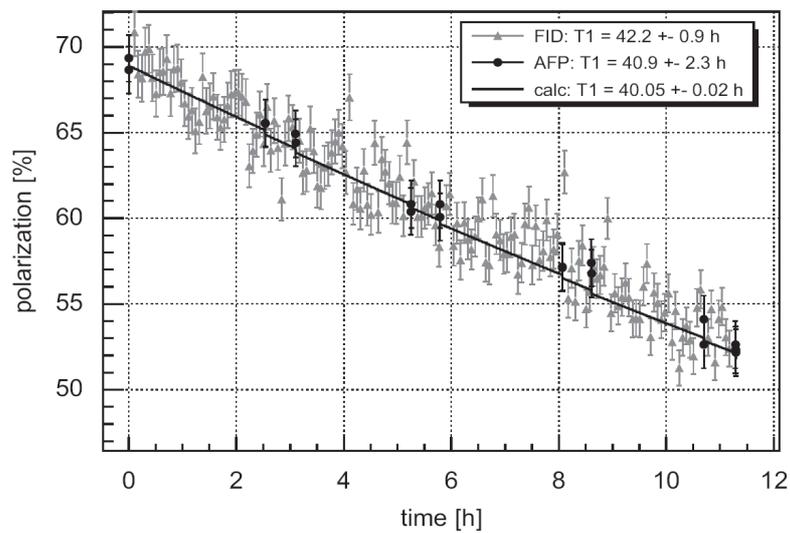


Abbildung 6.3.: Messung der Heliumpolarisation. Die verschiedenen angegebenen totalen Relaxationszeiten T_1 wurden aus den FID-Messungen beziehungsweise den AFP-Messungen unter Berücksichtigung der Polarisationsverluste durch die Messungen bestimmt. Zusätzlich ist die aus den separat bestimmten Einzelbeiträgen zusammengesetzte, erwartete Relaxationszeit angegeben. Die Abbildung ist [K⁺09] entnommen.

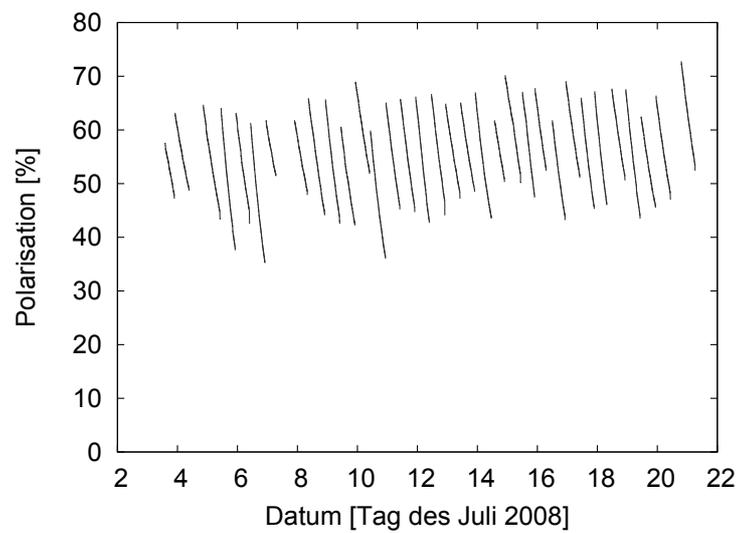


Abbildung 6.4.: Heliumpolarisation über den Verlauf der Strahlzeit. Die bei einer neu eingesetzten Targetzelle anfänglich hohe Polarisation (maximal 72 %) sank aufgrund der verschiedenen Relaxationsprozesse kontinuierlich mit einer typischen Relaxationszeit von 30–40 h, weshalb die Targetzellen in der Regel zwei Mal täglich durch neu polarisierte Zellen ersetzt wurden. Der Zellenwechsel nahm jeweils etwa eine Stunde in Anspruch. Gezeigt sind die an die Daten angepassten Fit-Kurven, vergleiche Abbildung 6.3.

7. Detektorkalibration und Datenselektion

In diesem Kapitel werden die relevanten Detektorkalibrationen diskutiert, welche für das vorliegende Experiment durchgeführt wurden, sowie einige Analyseschritte, die zum Teil bereits für die Kalibrationen verwendet wurden.

7.1. Spektrometer A

7.1.1. Elektronidentifikation

Für die Identifikation eines im Spektrometer nachgewiesenen Teilchens als Elektron wurde gefordert, dass das Signal des Čerenkov-Detektors einen Schwellenwert von 150 Kanälen überschreitet. In Abbildung 7.1 ist die Verteilung dieses Signals für ^3He -Daten gezeigt. Die Auswirkung dieses Schnittes lässt sich sehr gut am Beispiel der Koinzidenzzeit zwischen dem Spektrometer und dem Neutronendetektor beobachten, siehe Abbildung 7.2. Während die Daten ohne jegliche Schnitte lediglich einen kleinen Peak auf einem großen Untergrund haben, fällt ein beträchtlicher Anteil der Ereignisse weg durch die Forderung, dass die Spur im Spektrometer rekonstruierbar ist. Bei diesen verworfenen Ereignissen handelt es sich im Wesentlichen um Neutronen aus dem Strahlfänger [Mer09], die zwar die Abschirmung des Spektrometers durchdringen und ein Signal in den Triggerszintillatoren auslösen können, dabei aber keine Spur in den Driftkammern hinterlassen. Der relative Anteil dieser Ereignisse ist in diesem Experiment verhältnismäßig groß, da die Rate für quasielastische Nukleonstreuung bedingt durch die geringe Dichte des Gastargets und den kleinen Wirkungsquerschnitt bei dem selektierten hohen Impulsübertrag klein ist ($\mathcal{O}(1\text{ Hz})$). Durch den Schnitt auf das Čerenkov-Detektorsignal werden daraufhin Ereignisse unterdrückt, bei denen das Spektrometer zwar eine rekonstruierbare Spur hat, diese aber nicht von Elektronen aus Richtung des Targets herrührt (da der Čerenkov-Detektor nicht angesprochen hat), sondern von Pionen oder auch kosmischen Teilchen. Diese im Spektrometer nachgewiesenen Teilchen sind zum Großteil nicht koinzident zu den im Neutronendetektor nachgewiesenen Teilchen und haben daher ebenfalls einen flachen Verlauf im Koinzidenzzeitpektrum. Nach diesen beiden einfachen Schnitten bleibt ein sehr sauberer Koinzidenzzeitpeak bestehen. Dessen Breite lässt sich durch Flugzeitkorrekturen bezüglich des Elektrons (siehe [Sau95]) und des Neutrons (siehe Abschnitt 7.2.5) weiter reduzieren.

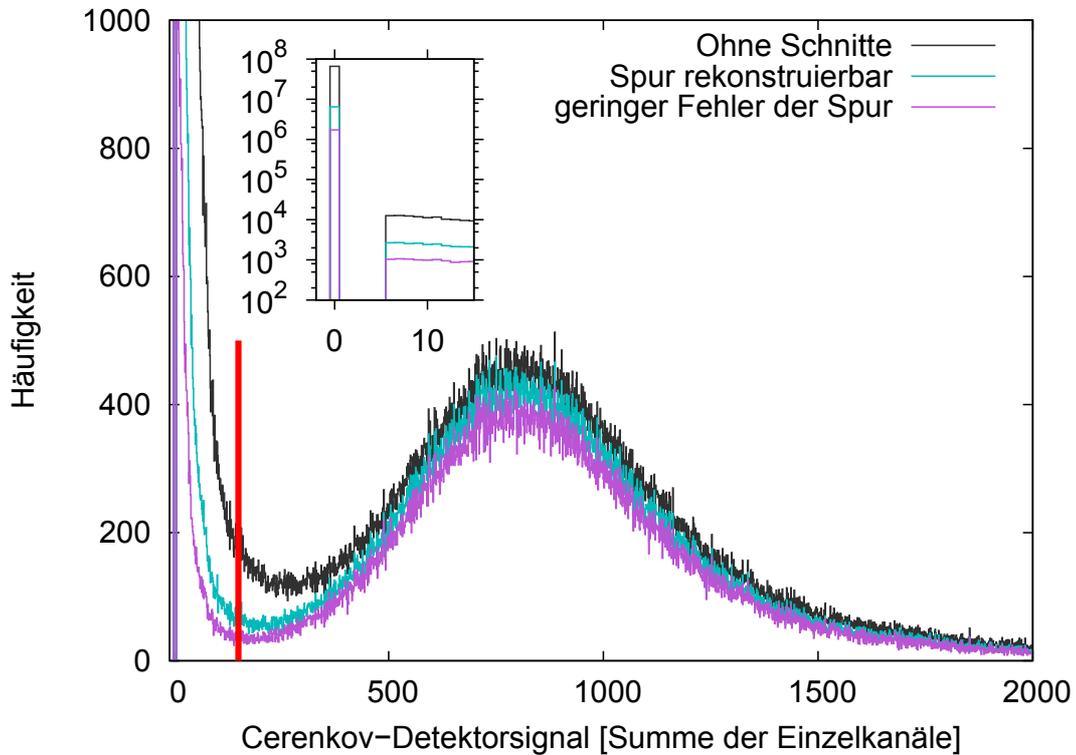


Abbildung 7.1.: Čerenkov-Detektorsignal ohne Analyseschnitte, mit der Forderung nach einer rekonstruierbaren Spur im Spektrometer sowie nach einer Spur mit geringem Rekonstruktionsfehler (Schnitte aus Abbildung 7.6). Der Peak bei einer Signalthöhe von Null ist separat dargestellt. Die ADC-Einträge der einzelnen Spiegel wurden im Rahmen der Pedestal-Unterdrückung erst ab einem Eintrag von 5 Kanälen registriert, wodurch das hier gezeigte Čerenkov-Signal, welches die Summe aller Einzeleinträge ist, ebenfalls keine Werte zwischen 0 und 5 Kanälen aufweist. Der für die weitere Analyse verwendete Schnitt auf das Detektorsignal bei Kanal 150 ist durch die rote Linie gekennzeichnet. ³He-Daten.

7.1.2. Spurrekonstruktion

Für die Rekonstruktion des Teilchenimpulses sowie des Wechselwirkungspunkts werden sogenannte Transfermatrizen verwendet, welche durch Eichmessungen mit Lochkollimatoren sowie fahrbaren dünnen Targets (oder mehrerer dünner Targets in entsprechender Anordnung) gewonnen werden können (siehe [Kor94]). Für unterschiedliche Zentralimpulse, auf die die Spektrometernagnete eingestellt werden, ergeben sich unterschiedliche Transfermatrizen, was im Wesentlichen auf der Inhomogenität der Randfelder beruht.

Für die Analyse dieses Experiments wurde eine im Jahr 1999 erstellte Transfermatrix verwendet (`qsdda665.e650.mx1`), welche für den hier verwendeten Zentralimpuls

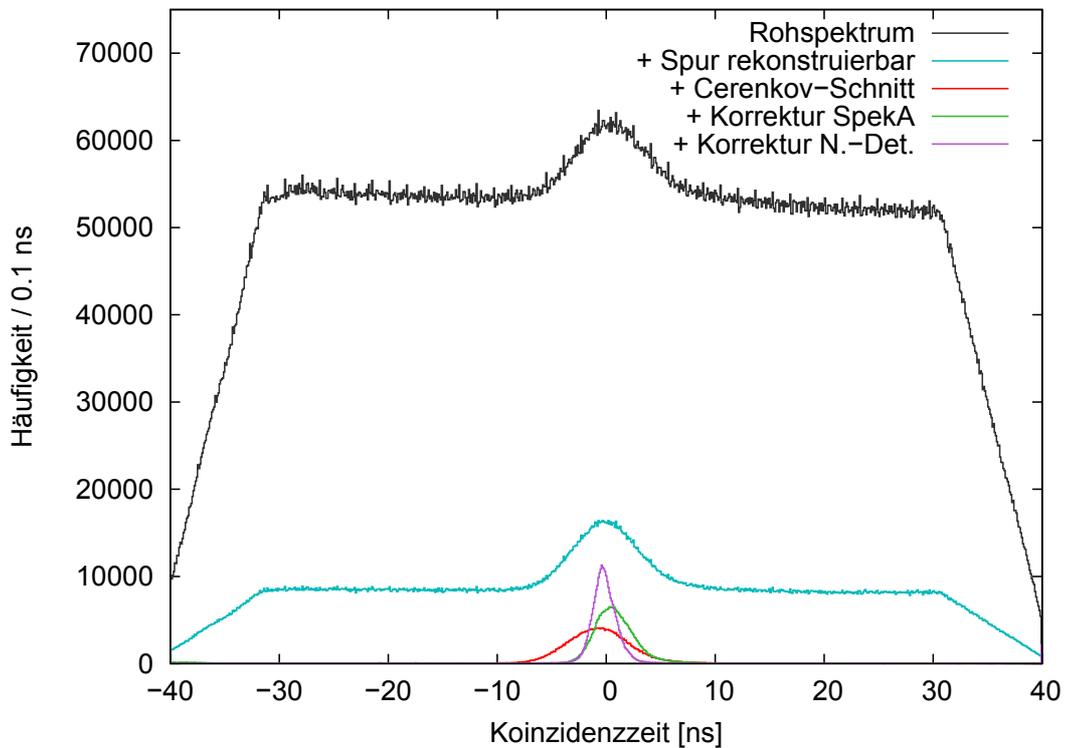


Abbildung 7.2.: Das Koinzidenzzeitpektrum zwischen dem Spektrometer und dem Neutronendetektor nach verschiedenen Schnitten und Korrekturen. Erläuterungen siehe Text. ^3He -Daten.

und das ausgedehnte Target geeignet ist. Dies ließ sich anhand zahlreicher Spektren für die Elektronstreuung am Wasserstofftarget überprüfen. In diesem Fall gibt es – von radiativen Effekten wie Bremsstrahlungsverlusten abgesehen – eine eindeutige Beziehung zwischen dem Streuwinkel des Elektrons und der Energie des gestreuten Elektrons, womit sich die Masse des Protons allein über den Elektronarm rekonstruieren lässt und unabhängig von sämtlichen Detektorkoordinaten wie zum Beispiel den Fokalebenekoordinaten sein sollte. Als Beispiel ist in Abbildung 7.3 die rekonstruierte Protonmasse gegen die rekonstruierte Vertexposition entlang der Strahlachse dargestellt.

Ebenfalls wurde mit Hilfe des Vergleichs von Wasserstoffdaten und entsprechender Simulation der in der Analyse verwendete Wert für den Zentralimpuls des Spektrometers angepasst; der Setzwert ($653\text{ MeV}/c$), über den die Ströme für die Magnete des Spektrometers gesteuert werden, wich leicht ab von dem Wert, den man über den Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Impuls des gestreuten Elektrons in der elastischen Linie (siehe Abbildung 7.4) erhält ($654.4\text{ MeV}/c$), Abbildung 7.5. Die nominellen Spektrometerraufösungen, welche Einfluss auf die jeweilige Breite der Spektren haben, konnten

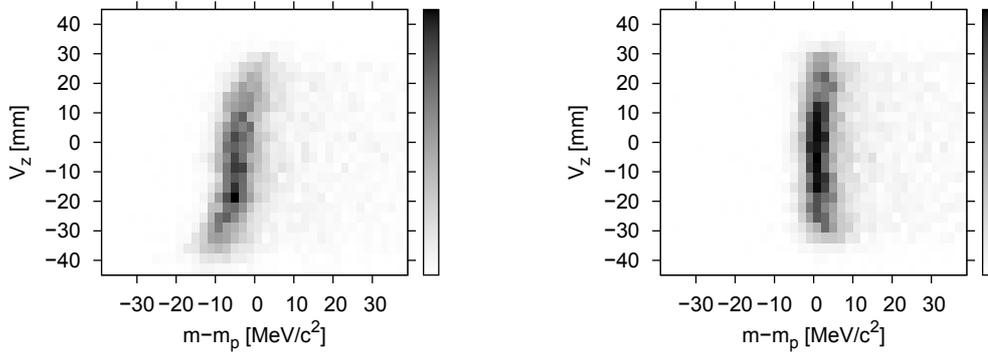


Abbildung 7.3.: Rekonstruierte Masse gegen die Vertexposition in Strahlrichtung V_z für eine ungeeignete Transfermatrix (linkes Bild) sowie für die verwendete (rechtes Bild). Mit der ungeeigneten Matrix ergibt sich für die rekonstruierte Masse des Protons eine deutliche Abhängigkeit zu dem rekonstruierten Reaktionsvertex, welcher seinerseits mit einem Offset versehen ist. Wasserstoffdaten.

mittels Anpassung der Simulation an die Daten bestätigt werden, der Ausläufer aufgrund von Bremsstrahlung wird in der Simulation, in der für die interne Bremsstrahlung eine Näherung nach [MT69] verwendet wurde, gut reproduziert.

Desweiteren wurden zwischen den Szintillatoren und den Driftkammern auftretende TDC-Offsets angepasst (siehe [Dis90]) sowie die in der Analyse verwendete Driftgeschwindigkeit innerhalb der Driftkammern (welche abhängig von der Gaszusammensetzung ist, siehe zum Beispiel [Ber10]). Defekte Drähte der Driftkammern wurden von der Analyse ausgeschlossen (siehe Anhang A.6).

Um eine lokale Aufheizung des Targets und insbesondere der Targetabschlussfolien zu unterbinden, wurde während der Strahlzeit ein schneller Wedler verwendet. Die Rekonstruktion des räumlichen Wechselwirkungspunktes eines Ereignisses senkrecht zu der Strahlrichtung (V_x und V_y) wird durch die Auslese der jeweils anliegenden Wedleramplituden realisiert, die in den Datenstrom des Spektrometers einfließt. Der Zusammenhang zwischen den angelegten Wedler-Amplituden und der tatsächlichen Ablenkung am Targetort (von maximal etwa ± 1 mm sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung) wurde aus dem Vergleich der maximal anliegenden Wedler-Amplitude und der über den

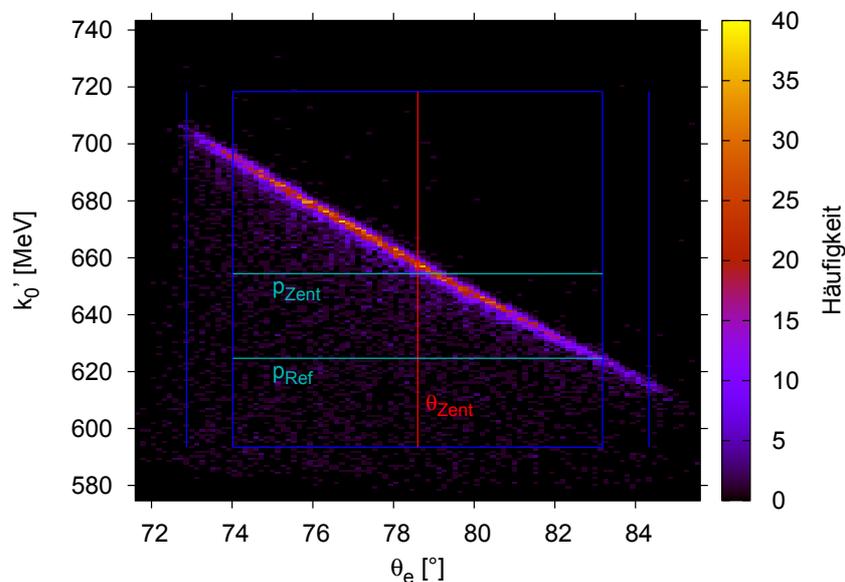


Abbildung 7.4.: Spektrometer A: Rekonstruierte Elektronenergie k'_0 gegen rekonstruierten Streuwinkel θ_e . Angedeutet sind die Energien bei zentralem Spektrometerimpuls sowie Referenzimpuls (cyanfarbene Linien) und der zentrale Winkel des Spektrometers (rot). Das blaue Rechteck markiert, auf welchen Bereich sich das Spektrum bei Verwendung des kleinen 22 msr-Kollimators ungefähr beschränken würde, die äußeren blauen Linien jenen, welcher für den verwendeten Kollimator ohne ausgedehntes Target zu erwarten wäre. Wasserstoffdaten.

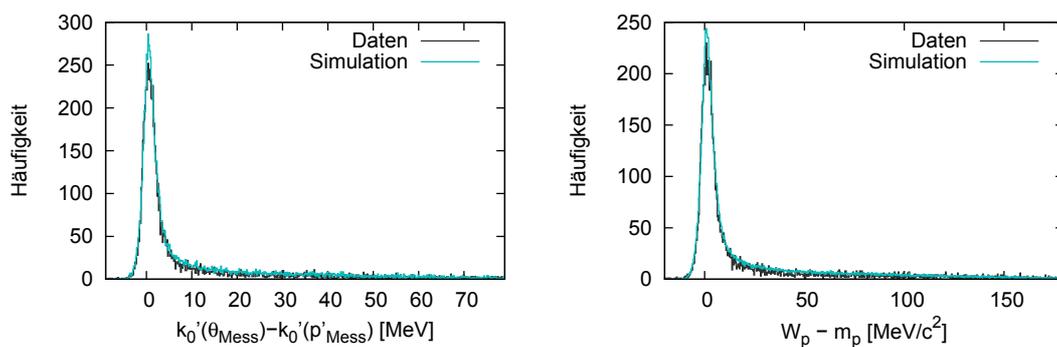


Abbildung 7.5.: Vergleich von Wasserstoffdaten mit Simulation nach der Anpassung des Spektrometer-Zentralimpulses sowie der Impuls- und Winkelauflösung. **Links:** Differenz der Elektronenergie aus dem gemessenen Impuls ($k'_0(p'_{\text{Mess}})$) und der erwarteten Elektronenergie $k'_0(\theta_{\text{Mess}})$ in elastischer Streuung. **Rechts:** Invariante Masse W des Photon-Proton-Systems (um die Protonmasse verschoben).

Leuchtschirm bestimmten räumlichen Ausdehnung des Strahlflecks erschlossen.¹

Bei der Analyse der Spektrometerdaten wird nicht nur die Spur des Teilchens rekonstruiert, sondern es werden ebenfalls Qualitätsmerkmale und assoziierte Fehler der Spur generiert, die unter anderem davon abhängig sind, wie viele Drähte innerhalb der Drahtkammern angesprochen haben und ob diese Signale gegebenenfalls widersprüchlich sind. Die Verteilungen der rekonstruierten Fehler der Fokalebenekoordinaten sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Ereignisse mit großen Fehlern in diesen Koordinaten wurden verworfen, da diese ebenfalls große Fehler für den rekonstruierten Impuls der Elektronen bedeuten.

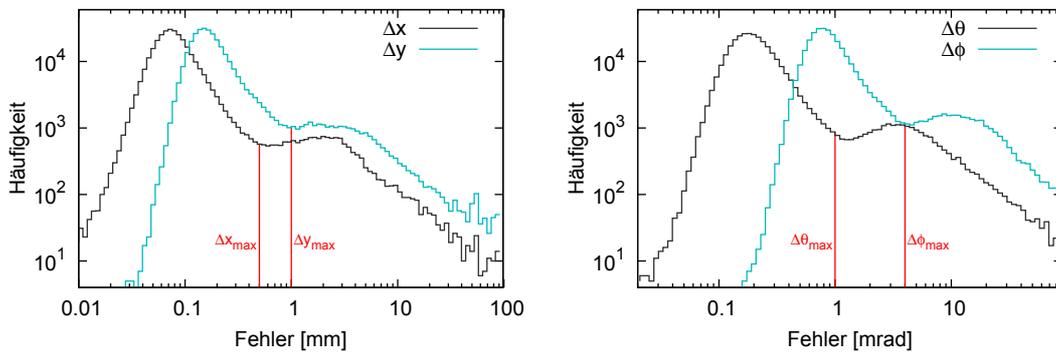


Abbildung 7.6.: Fehler der Spurrekonstruktion für die Fokalebenekoordinaten x (dispersiv) und y (nicht-dispersiv) sowie die Fokalebenewinkel θ (dispersiv) und ϕ (nicht-dispersiv). Die verwendeten Analyseschritte sind als rote Linien dargestellt. ^3He -Daten mit Schnitt auf das Čerenkov-Detektorsignal.

In der Simulation, mit der der Phasenraum bei solchen Experimenten bestimmt werden kann, wird die Tatsache ausgenutzt, dass die Winkel- und Impulsakzeptanz des Spektrometers bei Messung an einem punktförmigen Target durch den verwendeten Kollimator

¹Im Nachhinein wurde ein Gittertarget konstruiert, welches anstelle eines Leuchtschirms oder zusätzlich genutzt werden kann, allerdings nur bei Verwendung der üblichen Streukammer, bei der das Target über eine bewegliche Targetleiter geändert werden kann. Bei einer Messung mit diesem Target findet Elektronstreuung praktisch nur an den Drähten des Targets statt. Da die Position der einzelnen vertikalen und horizontalen Wolframdrähte durch vorheriges Ausmessen bekannt ist, ließ sich mit deren Hilfe eine Zuordnung der Wedlerauslese zu der tatsächlichen Vertexposition sehr genau realisieren, da man nicht darauf angewiesen ist, die Strahlleckgröße auf einem Leuchtschirm über ein optisches Kamerabild zu bestimmen. Dies kann sinnvoll sein, wenn die gewählte Strahlleckgröße sehr groß ist und man auf eine sehr genaue Spurrekonstruktion angewiesen ist (zum Beispiel, um Teilchenidentifikation über die rekonstruierte, fehlende Masse zu betreiben). Bei diesem Experiment war das nicht der Fall. Verwendet man das Heliumtarget, befindet sich der Leuchtschirm vor dem eigentlichen Target, eine Verwendung des Drahttargets ist dann nicht möglich. Auch ist eine einmalige Messung nicht hinreichend, da die Zuordnung der Wedlerwerte zu der Vertexposition abhängig von der aktuellen Strahloptik ist und damit im Prinzip auch nach jeder Optimierung des Elektronbeschleunigers neu bestimmt werden muss. Diese Art von Target stellt damit also lediglich eine Alternative oder Ergänzung zu dem üblicherweise verwendeten Leuchtschirmtarget dar.

definiert ist. Bei einem ausgedehnten Target sind diese Akzeptanzen allerdings nur für einen eingeschränkten Bereich der Vertexposition sichergestellt, für den das Spektrometer ausgelegt wurde. Über diesen Bereich hinaus sind die Winkelakzeptanzen abhängig von der Vertexposition, da es zu einer Streuung an den Polschuhen und der Vakuumkammer kommen kann [Fri95], [Ber10]. Bei Verwendung des großen 28 msr-Kollimators ergeben sich daraus Probleme für absolute Wirkungsquerschnittsmessungen, da ein präziser Vergleich zwischen Experiment und der vorhandenen Simulation dann nicht möglich ist. Absolute Wirkungsquerschnitte können daher nicht auf einem Prozent-Niveau bestimmt werden.

Da in diesem Experiment keine absoluten Wirkungsquerschnitte bestimmt werden müssen und auf eine genaue Phasenraumbestimmung verzichtet werden kann, wurde der große 28 msr-Kollimator verwendet. Der Vorteil ist eine höhere Zählrate und damit ein kleinerer statistischer Fehler.

Anstelle von Schnitten auf die nominelle Akzeptanz des Spektrometers wurden somit lediglich schwache Schnitte auf die entsprechenden rekonstruierten Größen angewandt, siehe Abbildung 7.7.

Je nach verwendetem Target kann es auch notwendig sein, einen engeren Schnitt auf die Vertexposition zu verwenden. Bei den vorhandenen Flüssigwassertargets kann beispielsweise ein erheblicher Teil der detektierten Ereignisse von der Streuung des Elektrons in der Targetwand herrühren. Dies liegt daran, dass die Targetabschlusswände innerhalb oder nahe an der Targetlängenakzeptanz des Spektrometers liegen, wohingegen die Abschlussfolien des Heliumtargets deutlich außerhalb der Akzeptanz lagen. Für eine Untersuchung diesbezüglich wurden dennoch zwei Messungen mit einer evakuierten Targetzelle vorgenommen mit einer gesamten Ladung von $11.2 \mu\text{Ah}$. Nach Schnitt auf das Signal des Čerenkov-Detektors wurden erwartungsgemäß keine Ereignisse mit rekonstruiertem Vertex innerhalb der verwendeten Schnittgrenzen nachgewiesen.

7.2. Neutrontektor

7.2.1. ADC-Kalibration

Die ursprüngliche Idee, die ADC-Signale des Neutrontektors zu kalibrieren, bestand darin, die Signalhöhen vor Beginn der Strahlzeit einmalig absolut zu kalibrieren und mögliche Änderungen der Verstärkung im Verlauf der Strahlzeit über das Pulversystem (siehe Abschnitt 4.7) zu überwachen und anzupassen beziehungsweise nachträglich zu korrigieren. Für die absolute Kalibration wurden Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung verwendet, welche unabhängig von einem Beschleuniger zur Verfügung stehen. In den von Untergrund bereinigten ADC-Spektren erhält man einen Peak, der durch eine Landauverteilung beschrieben werden kann und die Verteilung des Energieverlusts der Myonen widerspiegelt (siehe [Wer06] für Details). Durch den Vergleich mit einer Simulation, welche die Winkel- und Energieverteilung der Myonen berücksichtigt, können die

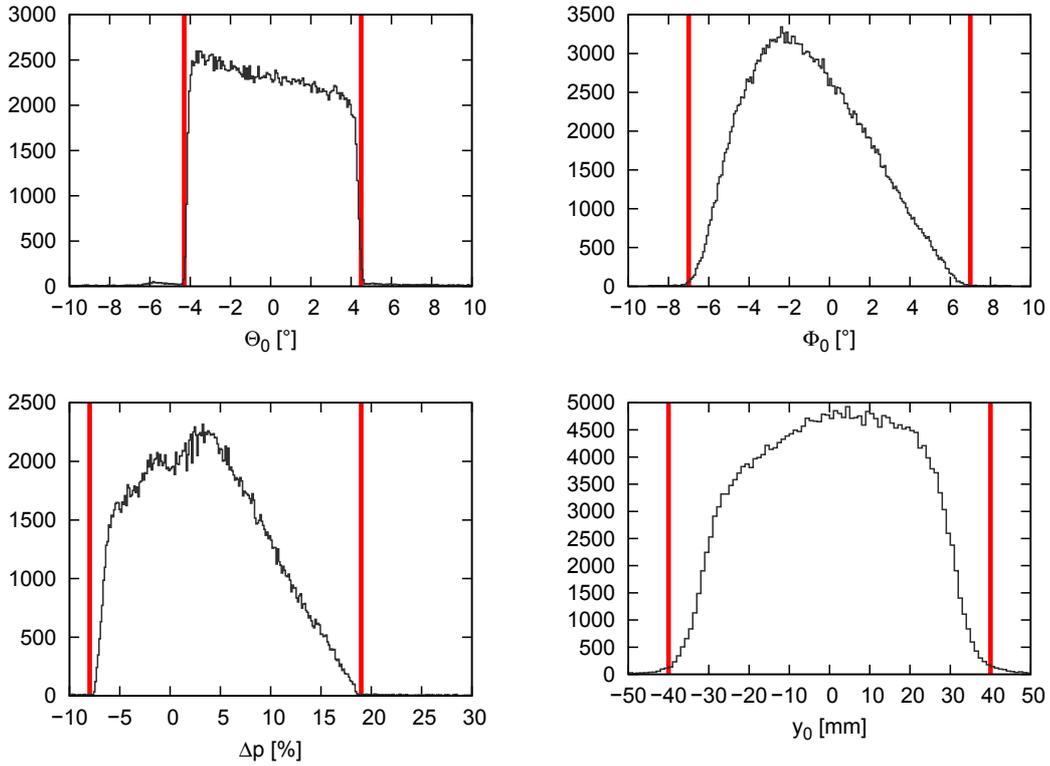


Abbildung 7.7.: Schnitte auf die rekonstruierten kinematischen Größen am Targetort. Θ_0 ist der Out-Of-Plane-Winkel (in Abbildung 4.11 sind drei verschiedene Teilchentrajektorien angedeutet, die sich gerade durch diesen Winkel Θ_0 voneinander unterscheiden), Φ_0 ist der In-Plane-Winkel. Δp ist die relative Abweichung des rekonstruierten Impulses von dem Referenzimpuls, auf den das Spektrometer eingestellt wurde, und y_0 ist letztlich die transversale Abweichung von der Referenzbahn (siehe [Kor94]; für kleine Wedleramplituden ist die Vertexposition in Strahlrichtung gegeben durch $V_z \approx \frac{y_0}{\sin(\alpha)} \approx y_0$ mit dem Winkel $\alpha = 78.6^\circ$, auf den das Spektrometer gestellt wurde).

ADC-Spektren daraufhin absolut kalibriert werden.²

Allerdings stellte sich einerseits heraus, dass einige der Signale des Pulsersystems offensichtlich einer Langzeitdrift über den Zeitraum der Strahlzeit unterlagen. Andererseits hingen die ADC-Spektren während der Datennahme stark von den aktuell vorhandenen Strahlbedingungen ab. Insbesondere die Bars der vorderen Lagen wiesen unter Strahlbedingungen keine schmalen Pedestals auf, sondern durch den vom Target herrührenden Untergrund elektromagnetischer Schauer deutlich verbreiterte Untergrundpeaks. Da die Überwachungsmessungen mit dem Pulsersystem jeweils während der Zellenwechsel und damit ohne Elektronenstrahl durchgeführt wurden, waren deren Signale nicht von dem Untergrund betroffen.

Deswegen wurden die Signale des Pulsersystems lediglich für eine grobe Kalibration der ADC-Gains verwendet. Die tatsächlich verwendete Kalibration erfolgte dann über die Untergrund- und Protonenpeaks der eigentlichen Messdaten selbst. Für die Bestimmung der Peakpositionen war es (insbesondere bei den Vetodetektoren) zum Teil notwendig, Schnitte darauf zu verwenden, dass die unmittelbar vor oder dahintergelegenen Bars ein deutliches Signal aufwiesen, um die Protonensignale von dem Untergrund abzuheben und die Peakposition nicht auf einer schiefen Untergrundverteilung bestimmen zu müssen.

In Abbildung 7.8 ist im oberen Bild der Verlauf des unkorrigierten ADC-Spektrums eines Photomultipliers (Bar 13: erste Lage Mitte, oberer Photomultiplier) über den Zeitraum der Strahlzeit gezeigt. Für einzelne Perioden wurden die Positionen der Protonenpeaks sowie der Untergrundpeaks bestimmt (cyanfarbene Linien) und zur Kalibration des ADC-Signals verwendet. In rot sind die Positionen der Signalpeaks und Pedestals aus den Messungen mit dem Pulsersystem gezeigt. Für einige Photomultiplier der ersten Lage wurden aufgrund von zu hohen Triggerraten auf Untergrundereignisse noch während der Datennahme die angelegten Hochspannungen gesenkt (gelbe Linie), wodurch die jeweilige Verstärkung gesenkt und die Triggerrate bei gleichbleibenden Diskriminatorschwellen reduziert wurde. In grün ist der Elektronenstrahlstrom gezeigt, der mit einer Förstersonde gemessen wurde. Dieser war meist begrenzt durch die Triggerrate des Neutronendetektors, zuweilen aber auch durch die Leistungsfähigkeit der Kristalle der polarisierten Elektronenquelle oder zu hohe Strahlungswerte in der Spektrometerhalle, die in der Regel durch eine (teils zeitintensive) Optimierung der Elektronenstrahlführung wieder gesenkt werden konnten.

Die ADC-Werte der Vetodetektoren, die lediglich über einen Photomultiplier und somit nur einen ADC verfügten, wurden derart linear skaliert, dass die Untergrundpeaks auf den Kanal 0 fielen und die Protonenpeaks (aus historischen Gründen) auf 300. Die Skalierung bietet den Vorteil, dass bei Schnitten auf die ADC-Werte für eine Separation von geladenen Teilchen jeweils die gleichen Schnittgrenzen verwendet werden können anstatt dass die Schnittgrenze der jeweils vorhandenen Signalverstärkung, die zeitlich

²Dabei muss allerdings ein verwendeter Abschwächer mitsamt seiner Toleranz beachtet werden; da senkrecht einfallende Myonen die Bars in voller Länge (50 cm) durchqueren im Vergleich zu Teilchen, die aus Richtung des Targets kommen und damit nur etwa 10 cm der Szintillatoren durchlaufen, wurden die Signale bei diesen Kalibrationsmessungen um einen Faktor fünf reduziert.

nicht konstant war, angepasst werden müsste.

Bei den übrigen Szintillatorbars, die alle mit zwei Photomultipliern ausgerüstet waren, wurden die beiden ADC-Werte weiter zusammengefasst zu deren geometrischem Mittel $\langle \text{ADC} \rangle_g$, um eine Abhängigkeit der Signalhöhe von der vertikalen Position des Auftreffpunkts zu minimieren [C⁺85]. Im unteren Bild von Abbildung 7.8 ist $\langle \text{ADC} \rangle_g$ des Bars 13 gezeigt. $\langle \text{ADC} \rangle_g$ wurde ebenfalls derart skaliert, dass der Untergrundpeak auf Kanal 0 und der Protonpeak auf Kanal 300 fällt.

7.2.2. Qualitative Betrachtung der zweidimensionalen TDC-Spektren

Das TDC-System des Neutronendetektors besitzt einen gemeinsamen Starteingang; der erste Bar, der eine Koinzidenz seiner beiden Photomultipliersignale hat, startet die Zeitmessung und löst außerdem das Triggersignal des Neutronendetektors aus. In Abbildung 7.9 ist zur Veranschaulichung eine schematische Darstellung der Neutronendetektor-Elektronik gezeigt. Sämtliche TDC-Signale aller Bars sind im Folgenden relativ zu diesem Startzeitpunkt für dieses Ereignis. Die ΔE -Szintillatoren, welche jeweils nur einen Photomultiplier haben, sind nicht in den Trigger einbezogen und können das Startsignal nicht auslösen.³

In Abbildung 7.10 ist ein typisches Spektrum der beiden TDC-Signale eines Szintillatorbars gegeneinander gezeigt. Im Folgenden wird das Zustandekommen dieser Spektren (zum Teil idealisiert) verhältnismäßig detailliert erläutert, da es zu einem Fehler bei der Verkabelung gekommen war, dessen Auswirkungen nicht direkt offensichtlich sind.

In dem einfachen Fall, dass bei einem Ereignis nur ein einzelner Bar angesprochen hat, kann nur dieser Bar das Startsignal für das TDC-System ausgelöst haben. Tritt das Teilchen dabei durch die Mitte des Bars, erreicht das Szintillationslicht den oberen und unteren Photomultiplier zeitgleich; deren Signale gelangen in je einen Diskriminator, der bei hinreichend hohen analogen Signalen logische Signale produziert. Von beiden Photomultipliern gelangt je ein solches Signal zu dem Logikmodul, in dem die Koinzidenz der beiden Signale gebildet wird und den Start der Zeitmessung auslöst. Ein jeweils zweites Signal gelangt über Verzögerungsbausteine zu dem TDC-Stopp des entsprechenden Bars. Da die zeitliche Verzögerung bei jedem Ereignis die gleiche ist, vergeht auch bei jedem solchen Ereignis gleich viel Zeit zwischen dem Start der Zeitmessung und dem jeweiligen Stopp des Bars. Man erhält also von Ereignis zu Ereignis immer die gleichen TDC-Werte, siehe Abbildung 7.11 links oben.⁴

Die Situation ändert sich in dem allgemeineren Fall, dass das Teilchen den Bar nicht

³Einerseits ist dieses Experiment darauf ausgerichtet, Neutronen zu detektieren, welche im Normalfall kein hohes Signal in den Vetodetektoren hinterlassen. Im Wesentlichen ist allerdings der Grund dafür, dass die ΔE -Detektoren nicht in den Trigger mitaufgenommen wurden, dass man bemüht ist, die Totzeit eines solchen Detektors gering zu halten. Die vordersten Szintillatoren sind von den hohen Untergrundverhältnissen am meisten betroffen, und sie haben weiterhin nur jeweils einen Photomultiplier, so dass die Untergrundraten nicht trivial durch die Forderung nach einer Koinzidenz zweier zugehöriger Photomultipliersignale unterdrückt werden können.

⁴Sind die beiden Verzögerungszeiten nicht exakt gleich, so unterscheiden sich die beiden TDC-Werte voneinander.

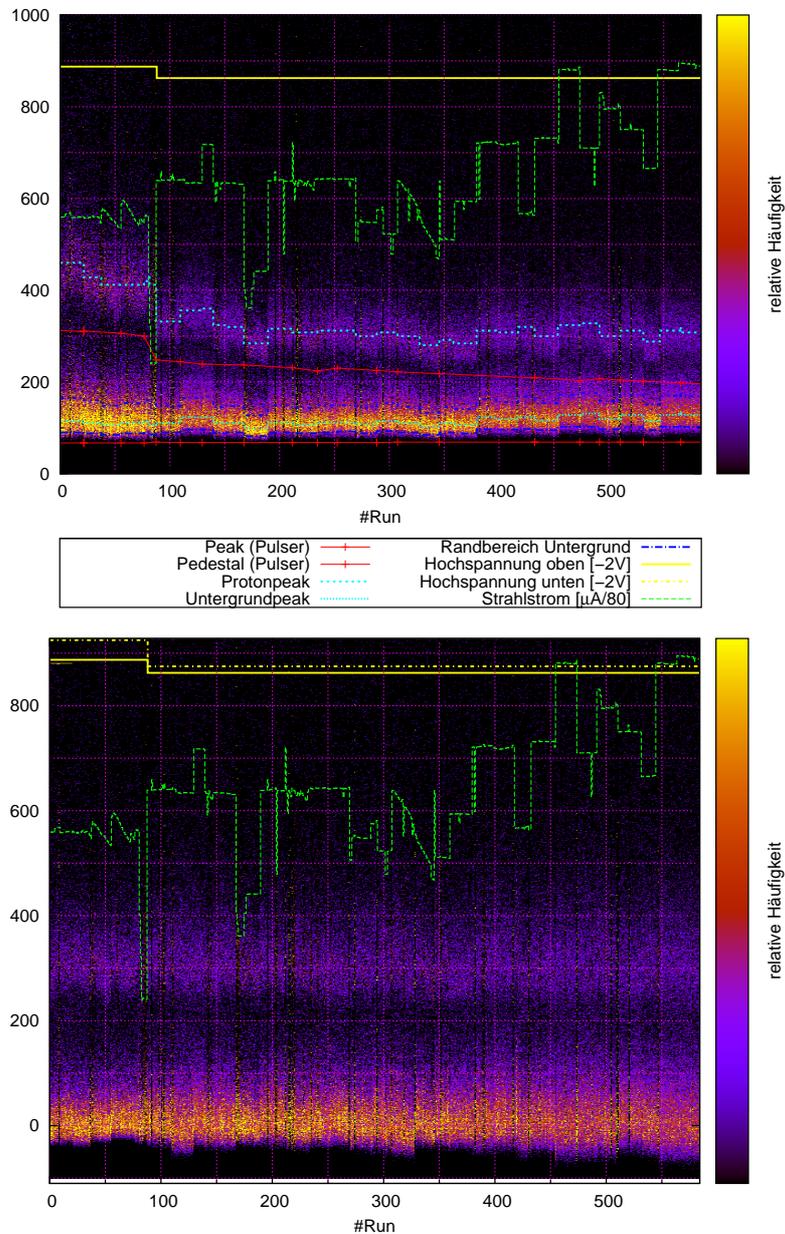


Abbildung 7.8.: **Oben:** Verlauf der ADC-Spektren eines Bars. x-Achse: Nummer der Messung (zeitlich geordnet), y-Achse: gemessener ADC-Wert, Falschfarbencodierung: relative Häufigkeit. Zusätzlich ist die an den entsprechenden Photomultiplier angelegte Hochspannung angegeben (gelb), der aktuell anliegende Strahlstrom (grün), die Position des Proton- und des Untergrundpeaks ist hervorgehoben (türkis) sowie die Position des Pulser-Peaks und Pedestals (rot), die während Strahlunterbrechungen bestimmt wurden. **Unten:** Skaliertes Geometrisches Mittel $\langle \text{ADC} \rangle_g$ zwischen dem oben dargestellten ADC mit dem anderen ADC des Szintillatorbars.

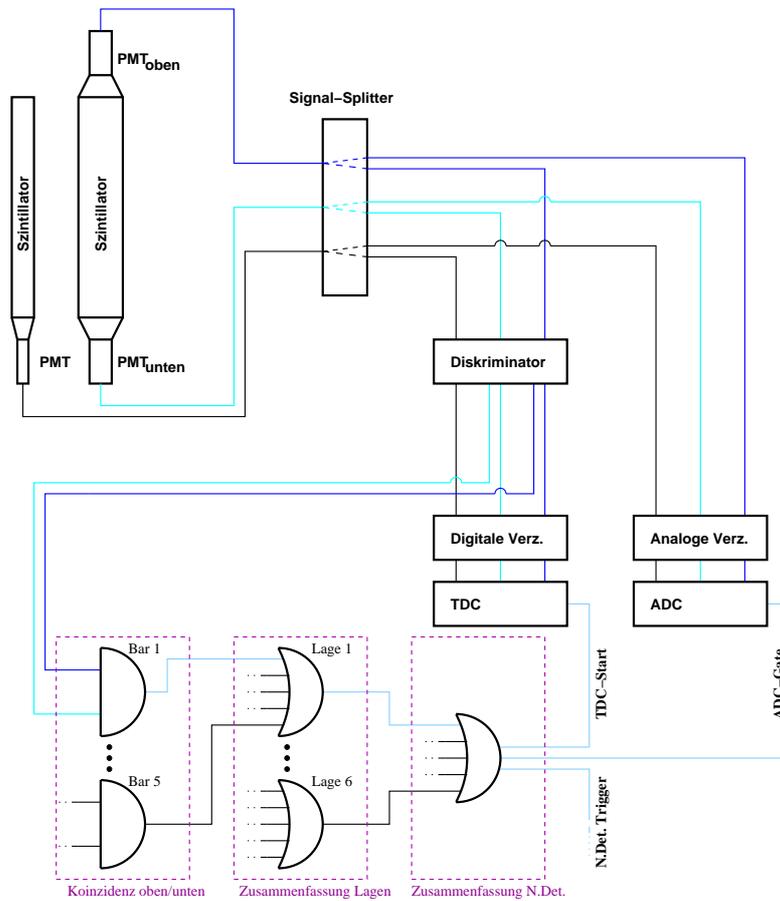


Abbildung 7.9.: Schematische Darstellung der Neutronendetektor-Elektronik. Die analogen Signale der beiden Photovervielfacher eines Szintillatorbars werden in einem Signal-Splitter aufgeteilt. In einem Diskriminator werden bei Überschreiten der voreingestellten Schwelle logische Signale produziert, in einem Koinzidenzmodul wird für jeden Bar eine *Und*-Verknüpfung der Signale der beiden Photovervielfacher hergestellt, und die *Und*-Verknüpfungen sämtlicher Bars werden in folgenden Logikmodulen zu einer gesamten *Oder*-Verknüpfung zusammengefasst. Weist somit einer der Bars eine Koinzidenz zwischen dem oberen und unteren Photovervielfacher-Signal auf, wird ein Triggersignal produziert. Dieses wird einerseits an die zentrale Koinzidenzeinheit geleitet, über welche die Datenerfassung gesteuert wird. Andererseits dient es dazu, den gemeinsamen Start der TDC-Messungen aller Bars auszulösen (ein jeweils zweiter Ausgang an den Diskriminatoren wird genutzt, um die logischen Signale der einzelnen Photovervielfacher über eine digitale Verzögerung zum jeweiligen Stoppeingang seines TDC-Kanals zu führen) sowie das Zeitfenster für die Signalhöhenmessung mittels der ADCs zu setzen. Die Signale der Vetobars, welche jeweils nur mit einem Photovervielfacher ausgestattet sind, sind nicht in den Trigger einbezogen.

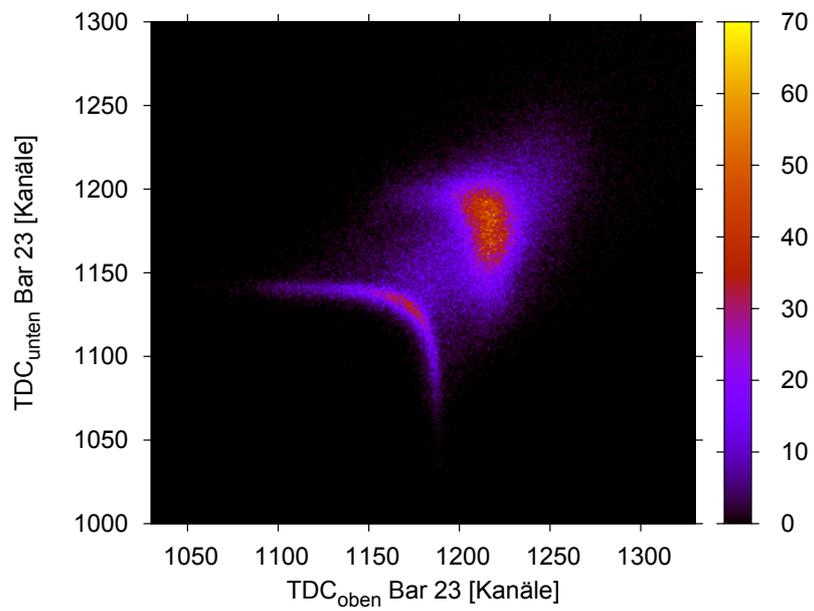


Abbildung 7.10.: Typisches Spektrum der beiden TDC-Werte eines Bars gegeneinander, gezeigt für den mittleren Bar der zweiten Lage. Ein Kanal entspricht 0.05 ns.

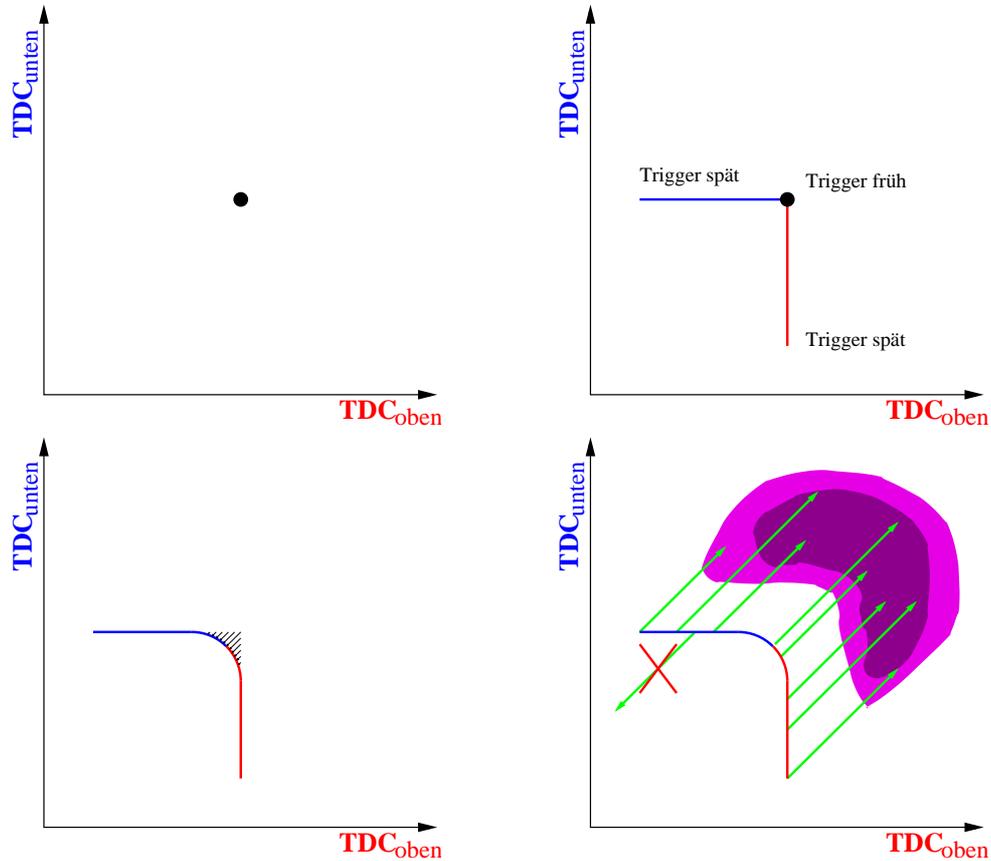


Abbildung 7.11.: Zur Entstehung der charakteristischen TDC_{oben} gegen TDC_{unten} -Spektren eines einzelnen Bars. **Oben links:** Treffer eines einzelnen Bars in der Mitte. **Oben rechts:** Wird der Bar im oberen Bereich getroffen, so ist das untere Photomultipliersignal zeitlich später und somit verantwortlich für den TDC-Start. Die Zeitdifferenz zwischen dem TDC-Start und dem Stopp für das untere Signal hat dann einen charakteristischen Wert (blaue Kurve). Analoges gilt für einen Treffer im unteren Bereich (rote Kurve). **Unten links:** Treffen beide Photovervielfacher-Signale sehr zeitnah bei dem Koinzidenzmodul ein, gibt es elektronikbedingt eine kleine zeitliche Verzögerung für den TDC-Start, nicht jedoch für die einzelnen TDC-Stops. Beide TDCs sind dann um den gleichen Betrag zu kleineren Werten hin verschoben. Vergleiche auch mit Bild 7.12. **Unten rechts:** Sind die Signale eines anderen Bars früher und lösen den gemeinsamen TDC-Start aus, ergeben sich für beide TDCs größere Werte.

mittig durchquert. Trifft es den Bar im oberen Bereich, so gelangt das Szintillationslicht schneller zu dem oberen Photomultiplier als zu dem unteren. Entsprechend gelangt auch das obere Signal sowohl zu dem Verzögerungsbaustein als auch zu dem Koinzidenzmodul früher; das TDC-Startsignal wird allerdings erst ausgelöst, wenn das untere Signal das Modul erreicht. Während die Zeitdifferenz zwischen dem Start des TDCs (ausgelöst bei dem Eintreffen des unteren Signals) und dem verzögerten unteren Signal immer noch die gleiche ist wie bei dem vorherigen Fall, ist die gemessene Zeit für das früher ausgelöste obere Signal relativ zu dem gemeinsamen TDC-Start geringer. Da das TDC-Startsignal gleichzeitig das Triggersignal des Neutronendetektors ist, wird dieses entsprechend später ausgelöst als es beim in der Mitte getroffenen Bar der Fall wäre. Wird der Bar im unteren Bereich getroffen, so ist analog das Signal des oberen Photomultipliers für das Timing verantwortlich, das Triggersignal des Neutronendetektors ist ebenfalls verzögert, es kommt zu einem geringeren TDC-Wert des unteren Photomultipliers.

Somit ergibt sich:

1. Ein Bar startet das TDC-System des Neutronendetektors.
2. Eines der beiden Photomultipliersignale von diesem Bar ist für das Timing verantwortlich.⁵ Der zugehörige TDC hat einen charakteristischen Wert, der nur durch die intrinsische Auflösung der Elektronik beeinflusst ist. Diese Auflösung liegt (mit der Zeiteinheit 50 ps pro TDC-Kanal) für alle Bars bei etwa 0.1 ns, siehe Abbildung 7.12.
3. Der Neutronendetektortrigger kommt am schnellsten zustande, wenn der Bar in der Mitte getroffen wird. In diesem Fall erreichen die Signale des oberen und des unteren Photomultipliers das Koinzidenzmodul gleichzeitig. Im Gegensatz dazu kommt bei einem Treffer im äußeren Bereich zwar eines der Signale zeitlich früher an, das andere aber später. Da der Trigger bei der Koinzidenz der beiden Signale generiert wird, ist dies somit zeitlich später. Mit einer effektiven Signalausbreitungsgeschwindigkeit von 13.6 cm/ns (vergleiche Abschnitt 7.2.7) und einer maximalen Abweichung des Treffpunkts von der Mitte von 25 cm ergibt sich ein Effekt von bis zu etwa 2 ns.

Hinzu kommt prinzipiell noch, dass die Flugstrecke vom Wechselwirkungspunkt bis zu einem möglichen Treffer in einem Bar von der Höhe abhängt (bei einem Abstand von etwa 2.5 m vom Wechselwirkungspunkt und einer maximalen Höhe

⁵Die beiden Photomultipliersignale sind also gleichberechtigt. Eine weitere übliche Verschaltung, wie sie zum Beispiel bei den Szintillationsdetektoren der Spektrometer verwendet wird, ist derart, dass eines der beiden Signale durch entsprechende Kabellängen im Falle einer echten Koinzidenz immer zuerst das Logikmodul erreicht und eine große Signalbreite aufweist, so dass immer das andere Signal, welches eine kurze Signalbreite hat, beim Erreichen des Moduls das Koinzidenzsignal auslöst und somit das Timing übernimmt. Die Korrektur auf die zeitliche Höhenabhängigkeit des Triggersignals ist in diesem Fall einfacher, da sie im Wesentlichen linear von dem Abstand des Treffpunkts zu dem zeitgebenden Photomultiplier ist und nicht wie im Fall des Neutronendetektors im jeweils äußeren Bereich des Szintillators größer ist als im mittleren Bereich.

von 25 cm ergibt sich eine maximale Flugstreckendifferenz von 0.5%, was bei einer typischen Flugzeit von $\mathcal{O}(10\text{ ns})$ einem Effekt der Größe 0.05 ns entspricht).

4. Voraussetzung für die obigen Folgerungen war die Annahme, dass die Kabellängen und Signallaufzeiten für beide Photomultipliersignale eines Bars gleich sind, die Signale bei einem Treffer in der Mitte des Bars die Elektronikmodule also zeitgleich erreichen. Ist dies nicht der Fall, braucht ein Signal verhältnismäßig länger als das andere – bis hin zu dem Extremfall, dass eines der beiden Signale immer später eintrifft als das andere und somit immer das Timing übernimmt. Das *TDC gegen TDC*-Spektrum dieses Bars geht dann über in eine Gerade, bei der der TDC-Wert des späteren Signals konstant ist. In diesem Fall kann die Variation des Triggerzeitpunkts des Neutronendetektors über die Höhe doppelt so groß sein, also bis zu etwa 4 ns.
5. Die Tatsache, dass es bei den *TDC gegen TDC*-Spektren keinen scharfen Knick gibt (Abbildung 7.11 links unten), konnte auf das Verhalten der verwendeten Logikmodule zurückgeführt werden (siehe Anhang A.9): Erreichen beide Logiksignale das Modul etwa zeitgleich, benötigt das Modul etwas länger (bis zu 0.5 ns), um das resultierende Koinzidenzsignal zu generieren im Vergleich zu der Situation, in der eines der Signale deutlich früher anstieg als das andere.⁶ Da nur der TDC-Start von diesem Effekt beeinflusst ist, nicht aber der jeweilige TDC-Stopp, sind beide TDC-Werte gerade um diese Verzögerung zu kleineren Zeiten hin verschoben.

Für ein Ereignis, bei dem ein weiterer Bar ein Signal für beide Photomultiplier oberhalb der Diskriminatorschwellen gehabt hat, wird auch von diesen beiden Signalen ein logisches *Und*-Signal gebildet. Die *Und*-Signale zwischen oberen und unteren Photovervielfachern (im Folgenden als PMT für *photomultiplier tube* abgekürzt) aller Bars werden durch gemeinsame *Oder*-Verknüpfungen zusammengefasst. Den Neutronendetektortrigger und damit auch den gemeinsamen TDC-Start des Neutronendetektors löst nun der Bar aus, dessen *Und*-Signal zeitlich am frühesten ist. Die späteren Signale haben keinen Einfluss auf den Start. Somit ergibt sich für das *TDC gegen TDC*-Spektrum des Bars, der den Start ausgelöst hat, gerade der oben diskutierte Fall, bei dem nur ein Bar angesprochen hat. Für alle anderen Bars verschieben sich die TDC-Werte beider PMTs.

Da für einen solchen Bar der TDC-Start früher stattgefunden hat als es der Fall wäre, wenn der entsprechende Bar den Trigger ausgelöst hätte, sind dessen beide TDC-Werte entsprechend um diese Zeitdifferenz größer. Es kann nicht vorkommen, dass die TDC-Werte durch den Trigger eines anderen Bars kleiner werden, weil in diesem Fall der

⁶Qualitativ lässt sich dies dadurch erklären, dass die Koinzidenz dann zustande kommt, wenn die analoge Summe der beiden Signale einen Schwellwert überschreitet [Lau11]. Der Umschaltvorgang der Logikpegel innerhalb dieses Moduls hat selbst allerdings eine Anstiegszeit in der Größenordnung einer Nanosekunde, so dass die Summe der beiden Signale die Schwelle schneller überschreitet, wenn eines der beiden Signale bereits vor dem anderen vollständig auf den neuen Logikpegel umgeschaltet ist.

betrachtete Bar ein früheres Triggersignal gehabt und somit das Timing übernommen hätte. Dies ist in Abbildung 7.11 rechts unten skizziert. Da die Zeitdifferenz zwischen dem *Und*-Signal eines Bars und dem *Und*-Signal des Bars, der für das Timing eines bestimmten Ereignisses verantwortlich ist, von Ereignis zu Ereignis unterschiedlich sein kann (angedeutet durch die grünen Pfeile), bildet sich anstelle einer schmalen Linie eine diffuse Wolke bei hohen TDC-Werten aus.

7.2.3. Bestimmung des Triggerbars

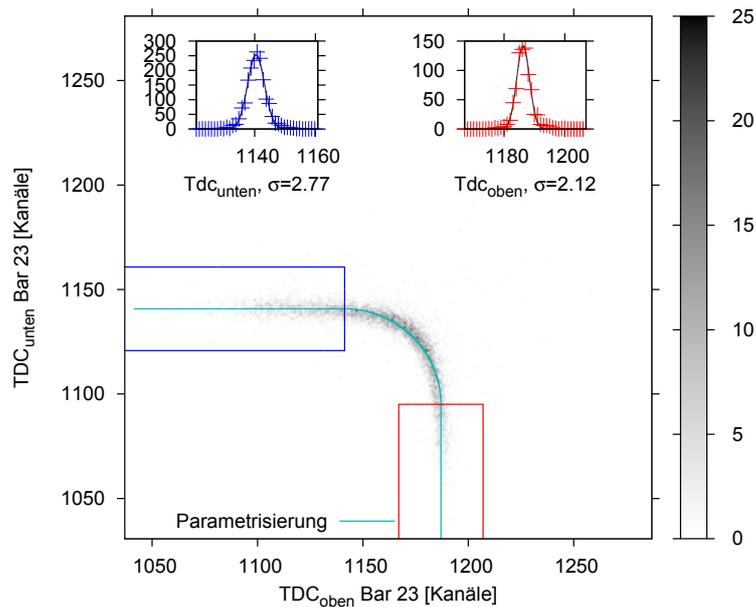


Abbildung 7.12.: Die beiden TDC-Signale eines Szintillators gegeneinander für den Fall, dass nur dieser Szintillator ein Triggersignal geliefert hatte und damit für den Start des TDC-Systems verantwortlich war. Sämtliche Wertepaare liegen auf einer charakteristischen Kurve, deren Breite ein Maß für die intrinsische Zeitauflösung des TDC-Systems ist. Im oberen Bereich des Bilds sind die einzelnen TDC-Werte für einen eingeschränkten Bereich des *TDC gegen TDC*-Spektrums, der durch die farbliche Absetzung angedeutet ist, histogrammiert dargestellt. In diesen Bereichen ist das entsprechende Photomultipliersignal sowohl für den gemeinsamen Start der Zeitmessung als auch für den Stopp seines TDCs verantwortlich, der TDC-Wert sollte daher konstant sein. Aus den Schwankungen lässt sich die intrinsische Zeitauflösung zu $\mathcal{O}(0.1 \text{ ns})$ abschätzen.

Die beiden TDC-Werte des Trigger auslösenden Bars liegen auf einer charakteristischen Kurve (siehe oben). Dieser Sachverhalt kann genutzt werden, um diesen Bar zu identifizieren und damit die Koinzidenzzeit zwischen dem Neutronendetektor und dem

Spektrometer in einer Größenordnung von bis zu einigen Nanosekunden zu korrigieren. Diese charakteristischen Kurven im TDC gegen TDC -Spektrum wurden für jeden Bar durch zwei Geraden (konstanter TDC_{oben} -Wert und konstanter TDC_{unten} -Wert) mit einem verbindenden Bogensegment parametrisiert. Dazu wurden die Ereignisse verwendet, bei denen der jeweilige Bar der einzige mit zwei angesprochenen TDCs und somit für das Timing des Neutronendetektors verantwortlich war, siehe Abbildung 7.12. Bei jedem Ereignis sollten die TDC-Werte des triggernden Bars im Rahmen der intrinsischen Elektronikaufösung auf dieser Kurve liegen. Demgegenüber ist beim Trigger durch einen anderen Bar der Punkt im TDC gegen TDC -Spektrum gegenüber dieser Kurve verschoben; nämlich gerade derart, dass beide TDC-Werte um den gleichen Betrag (den Zeitunterschied zwischen dem Und -Signal dieses Bars und dem Und -Signal des triggernden Bars) erhöht sind.

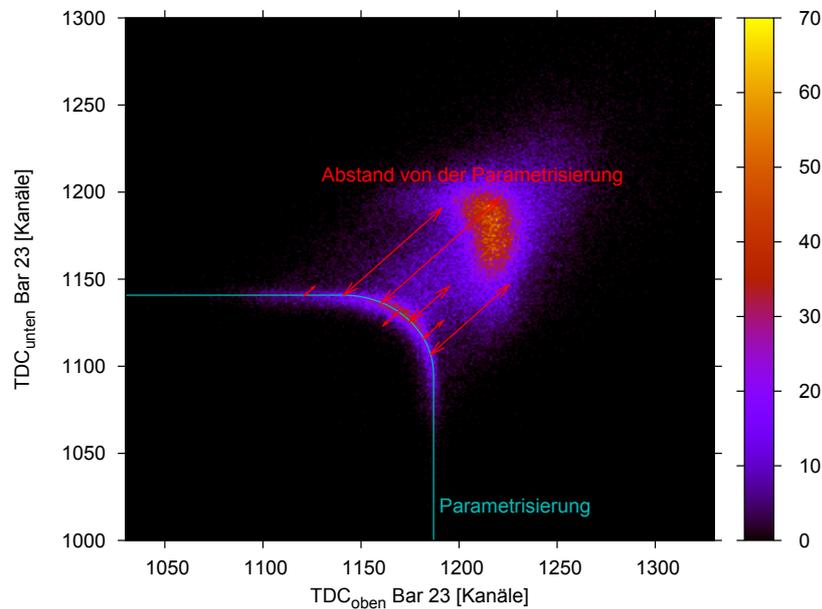


Abbildung 7.13.: Zur Bestimmung des Neutronendetektor-Triggerbars wurde der Abstand des TDC-Werte-Paares von einer Parametrisierung ermittelt, welche an Ereignisse angepasst wurde, in denen lediglich dieser Bar einen Treffer aufwies und somit den Trigger ausgelöst haben sollte.

Für jedes Ereignis wurde für alle Bars, bei denen zwei TDCs angesprochen hatten, der diagonale Abstand (siehe Abbildung 7.13) von den parametrisierten Kurven bestimmt. Der Bar, bei dem dieser Abstand am geringsten war (vergleiche Abbildung 7.14), wurde im Folgenden als der Trigger auslösende akzeptiert, dessen korrigierte Zeitinformation (siehe Abschnitt 7.2.5) für die Korrektur der Koinzidenzzeit verwendet wurde. Es kann passieren, dass für mehrere Bars ein ähnlicher Abstand zwischen den TDC-Werten und

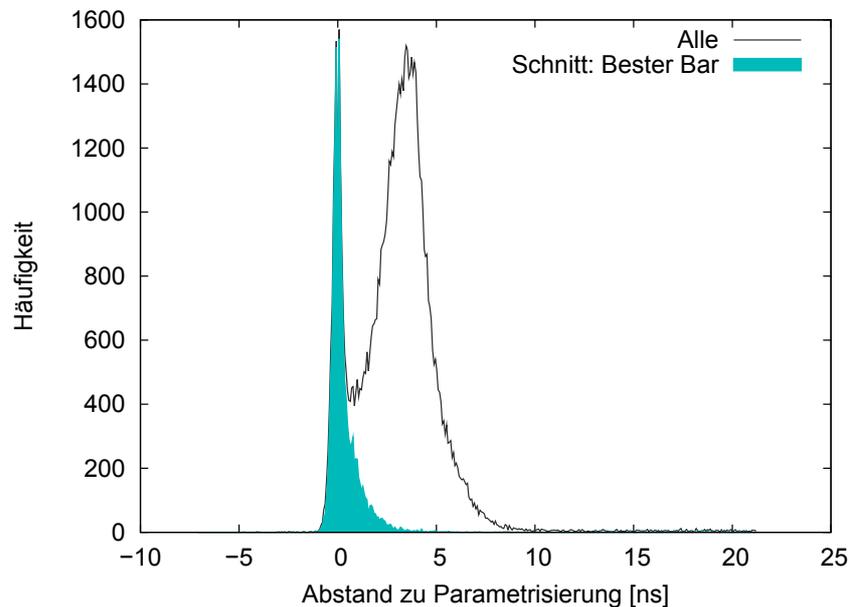


Abbildung 7.14.: Als triggernder Bar wurde jener identifiziert, für den der Abstand des TDC-Werte-Paares von der entsprechenden Parametrisierung (siehe Abbildung 7.13) am geringsten war.

ihren Parametrisierungen vorliegt und daraufhin der falsche Bar identifiziert wird. In diesem Fall ist der zeitliche Abstand der einzelnen *Und*-Signale allerdings gering, so dass sich auch die resultierenden Koinzidenzzeiten nur wenig voneinander unterscheiden.

7.2.4. Fehler in der Elektronikverkabelung

Falsche Verkabelung Lage 3

Am Eingang der TDCs wurden versehentlich zwei Flachbandkabel miteinander vertauscht, nämlich gerade das mit den logischen Stoppsignalen der oberen PMTs der dritten Lage mit denen der unteren PMTs derselben Lage. Dadurch wurden die TDC-Kanäle, die eigentlich für die oberen PMTs gedacht waren, mit den Zeitwerten für die unteren PMTs gefüllt und umgekehrt; weitere Konsequenzen gab es nicht. Durch eine Umbelegung dieser Kanäle innerhalb der Analysesoftware konnte dies trivial berücksichtigt werden. Festgestellt wurde dieser Umstand erst nach der Strahlzeit anlässlich der Kalibration der Höheninformationen des Neutronendetektors und dem Vergleich verschiedener Bars miteinander sowie bei dem Vergleich der rekonstruierten Elektron- mit der Nukleonkinematik für einzelne Ereignisse. Bei einer nachträglichen Überprüfung der Verkabelung konnte dies bestätigt werden, und dabei wurde auch die Ursache für die

außergewöhnlichen TDC-Spektren der Lagen 4 und 5 des Neutrondetektors gefunden.

Falsche Verkabelung Lagen 4 und 5

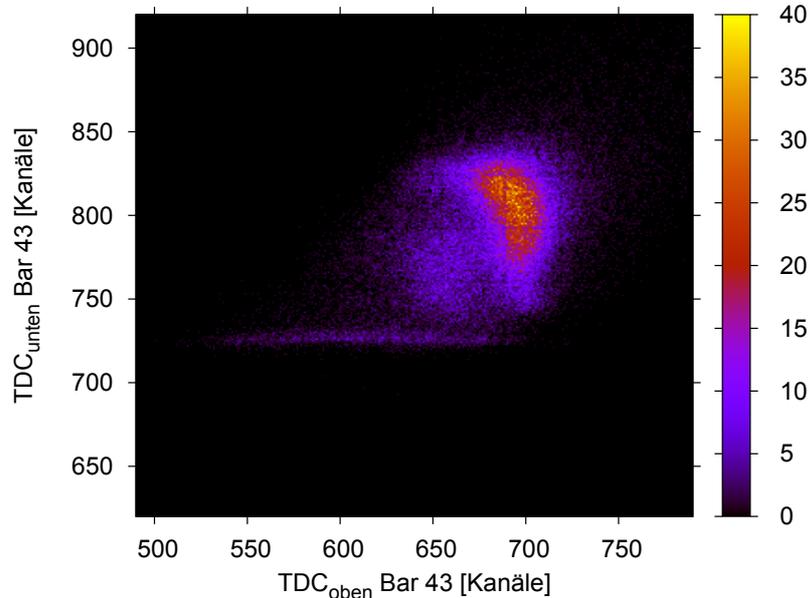


Abbildung 7.15.: TDC_{oben} gegen TDC_{unten} von Bar 43. Für den Fall, dass dieser Bar den Trigger und somit die TDC-Messung auslöste, ergab sich für diesen ein konstanter TDC_{unten}-Wert (bei einem Schnitt auf Ereignisse mit lediglich einem Treffer in diesem Bar blieb einzig das Band bei TDC_{unten} \approx 725 bestehen).

Für acht der zehn Bars der Lagen 4 und 5 ergeben sich für den Fall, dass offensichtlich kein anderer Bar das Timing des Neutrondetektors ausgelöst haben sollte, nicht die charakteristischen Kurven in den *TDC gegen TDC*-Spektren (im Wesentlichen bestehend aus zwei Geraden, vergleiche Abbildung 7.11 links unten). Stattdessen erhält man lediglich einen Verlauf bei konstantem Wert des TDC_{unten}, siehe Abbildung 7.15. Eine naheliegende Erklärung dafür ist, dass für alle diese Bars die Laufzeiten zwischen dem Signal des oberen und des unteren PMTs (zum Beispiel aufgrund verschieden langer Kabel) derart unterschiedlich sind, dass immer das untere Signal später ist und somit den Start des TDC-Systems hervorruft. Für den Bar 41 erhält man hingegen praktisch keine Ereignisse, falls nicht ein anderer Bar ein Triggersignal geliefert hat. Und Bar 51 weicht vollkommen von dem allgemeinen Verhalten ab (siehe Abbildung 7.16). Erklären lässt sich das Verhalten dieser zehn Bars letztlich mit einem weiteren Fehler in der Verkabelung, in diesem Fall der Verdrehung eines 34-poligen Flachbandkabels (17 zweipoligen Kanälen entsprechend).

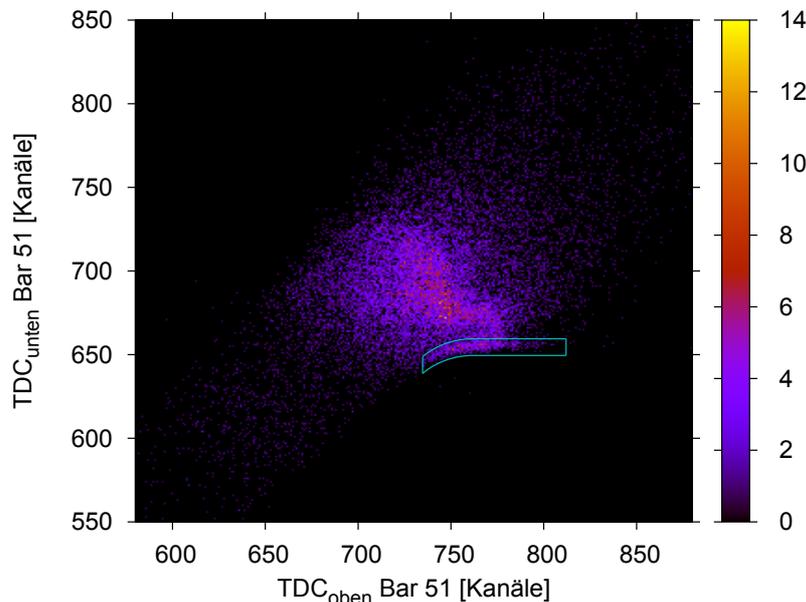


Abbildung 7.16.: TDC_{oben} gegen TDC_{unten} Bar 51. Bei einem Schnitt auf Ereignisse mit lediglich einem Treffer in diesem Bar blieben nur TDC-Werte-Paare in dem markierten Bereich bestehen.

Wie die Kanäle der beiden Diskriminatoren, die die Signale der Szintillatoren der vierten und fünften Lage verarbeiteten, belegt waren, ist in Tabelle 7.1 links angegeben. Die Ausgangssignale der Diskriminatoren wurden über je ein Flachbandkabel auf das Koinzidenzmodul geführt. Dieses war dafür gedacht, eine paarweise *Und*-Verknüpfung der einzelnen Bars zu produzieren, welche in einem weiteren Modul zu einer gemeinsamen *Oder*-Verknüpfung zusammengefasst werden,

$$(41u\&41o)\|(42u\&42o)\|\dots\|(55u\&55o), \quad (7.1)$$

woraufhin eine *Oder*-Verknüpfung mit den anderen Szintillatorlagen durchgeführt wird, die sowohl als Triggersignal als auch als Startsignal des Neutronendetektor-TDC-Systems genutzt wird. Das Kabel mit den diskriminierten Signalen der oberen Photomultiplier wurde allerdings vor der Strahlzeit 2008 unbeabsichtigt verdreht, siehe Tabelle 7.1 rechts, was ungewünschte Folgen mit sich brachte. Zunächst ist wichtig festzustellen, dass nur der Trigger und das Startsignal der TDCs betroffen sind; falls bei einem Ereignis ein Trigger irgendeines Bars vorhanden war, sind die TDCs aller Bars weiterhin verwendbar.

Bei den Ausgangssignalen der Diskriminatoren und damit den Eingangssignalen des Koinzidenzmoduls handelt es sich um zweipolige differentielle ECL-Signale. Daher kommt das Koinzidenzmodul ohne Referenzerdpotential aus; der Kanal 17, der bei solchen Modulen häufig für einen solchen Potentialabgleich verwendet wird, findet bei diesem spe-

Kanal Diskriminator	Diskr. 1	Diskr. 2	Kanal <i>Und</i>	Eingang 1	Eingang 2
1	41u	41o	1	41u	-
2	42u	42o	2	42u	0
3	43u	43o	3	43u	0
4	44u	44o	4	44u	0
5	45u	45o	5	45u	55o
6	0	0	6	0	54o
7	0	0	7	0	53o
8	0	0	8	0	52o
9	51u	51o	9	51u	51o
10	52u	52o	10	52u	0
11	53u	53o	11	53u	0
12	54u	54o	12	54u	0
13	55u	55o	13	55u	45o
14	0	0	14	0	44o
15	0	0	15	0	43o
16	0	0	16	0	42o
17	-	-	17	-	41o

Tabelle 7.1.: Kanalbelegungen der Diskriminatoren und des Koinzidenzmoduls, bei denen es zu einer Verdrehung des Flachbandkabels kam. 41u steht für das Signal von dem unteren Photomultiplier des Bars 41, 41o für den dazugehörigen oberen Photomultiplier usw. Auf Kanal 17 der Diskriminatoren wurde kein logisches Signal produziert, die offenen Kanäle (6,7,8 und 14,15,16) produzierten hingegen dauerhaft eine logische Null im Ausgang. Bei der Zusammenführung der diskriminierten Signale über ein Flachbandkabel in das Koinzidenzmodul wurde eins dieser Kabel irrtümlicherweise verdreht, so dass nicht die gewünschten Koinzidenzen (41u & 41o, 42u & 42o, ...) gebildet wurden, siehe rechte Spalten.

ziellen Modul keine Verwendung. Daher gibt es keinerlei Konsequenzen durch das Signal des Bars 41, das auf diesen Kanal gesteckt wurde.

Bei der Verdrehung des Kabels wurden darüber hinaus nicht nur die Kanäle vertauscht, sondern für jeden einzelnen Kanal wurde zusätzlich die Polarität des Signals umgekehrt, da der positive Pol auf einen Steckplatz des Moduls gesetzt wurde, der für den negativen Pol vorgesehen ist, und umgekehrt. Es wurde verifiziert, dass das Koinzidenzmodul in diesem Fall tatsächlich ein gedrehtes 0-Pegelsignal als ein 1-Pegelsignal verarbeitet: Für die Kanäle 2, 3, 4 sowie 10, 11 und 12 des Logikmoduls lag daher tatsächlich eine *Und*-Verknüpfung zwischen dem jeweiligen Signal des Photomultipliers und einem Signal mit dauerhaftem 1-Pegel vor. Für diese Kanäle wurde somit lediglich auf die einzelnen Signale der unteren Photomultiplier getriggert anstatt auf die Koinzidenz dieser Signale mit den dazugehörigen Signalen des jeweils oberen Photomultipliers. Dies betrifft die Bars 42, 43, 44 sowie 52, 53 und 54. Wie aus der Tabelle 7.1 hervorgeht, wurden die (verdrehen) oberen Photomultipliersignale dieser Bars jeweils mit einem 0-Signal zu einem gemeinsamen *Und*-Signal verknüpft, waren also unabhängig vom PMT-Signal immer auf 0-Pegel. Folglich wurde für diese Bars also anstatt auf die Koinzidenz zwischen oberen und unterem PMT-Signal ausschließlich auf die Signale der unteren PMTs getriggert. Es sind daher keine Ereignisse verloren gegangen. Andererseits konnten dadurch Ereignisse von der Datenerfassung registriert werden, die ansonsten kein Triggersignal geliefert hätten (wenn das Signal eines solchen unteren PMTs vorhanden war, aber das entsprechende Signal des oberen PMTs nicht), diese Ereignisse ließen sich allerdings leicht durch Softwareschnitte unterdrücken.

Für Bar 41 gab es hingegen keine Triggersignale, da das Logikmodul für Kanal 1 immer ein 0-Signal lieferte und Kanal 17 nicht verarbeitet wurde.

Bei Bar 51 war das Vorhandensein eines Signals des unteren Photomultipliers Voraussetzung für einen Trigger von diesem Bar. Falls kein Signal des oberen PMTs vorhanden war, war die Triggerbedingung analog zu dem oben geschilderten Fall, dass der untere PMT allein ein Triggersignal auslösen konnte. Dies traf auch zu, falls ein Signal des oberen PMTs vorhanden war, das Koinzidenzmodul allerdings später erreichte als das untere Signal. War es allerdings schneller, konnte es (durch seine umgekehrte Polarität am Logikmodul) ein Triggersignal verhindern. Die zeitliche Abhängigkeit korreliert stark mit dem vertikalen Trefferpunkt Y innerhalb des Bars, da Treffer im oberen Bereich (bei negativem Y) tendenziell bei dem oberen PMT früher ein logisches Signal produzieren als bei dem unteren. Dadurch sind Ereignisse bei negativem Y eher von einer Unterbindung des Triggersignals betroffen. Für den Fall, dass kein anderer Bar ein Triggersignal lieferte, kann es daher zu einer asymmetrischen Höhenverteilung innerhalb des Bars für die aufgenommenen Daten kommen. Zusätzlich zu der schon angesprochenen Möglichkeit, dass nun Ereignisse ein Triggersignal liefern können, das bei korrekter Verkabelung nicht zustande gekommen wäre (aber in der Software leicht unterdrückt werden kann), ergeben sich daraus im Wesentlichen drei Konsequenzen:

1. Ereignisse gehen verloren; das bedeutet eine Reduktion der Nachweiseffizienz.

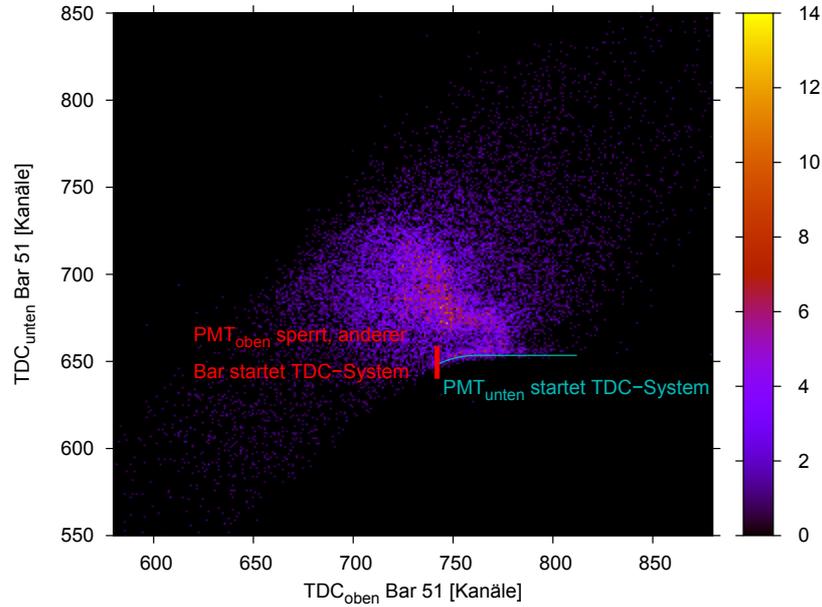


Abbildung 7.17.: TDC_{oben} gegen TDC_{untren} Bar 51. Falls das Signal des oberen PMTs das Logikmodul vor dem Signal des unteren PMTs erreicht (was tendenziell bei einem Treffer im oberen Bereich des Bars – also bei relativ kleinem $TDC_{oben} - TDC_{untren}$ und bei negativem Y – der Fall ist), kann es den Trigger dieses Bars blockieren. Trotzdem kann in diesem Fall ein anderer Bar ein Triggersignal liefern, wodurch dieses Ereignis in die Datennahme einfließt.

2. Die mittlere Kinematik, welche in die Extraktion von G_E^n/G_M^n nach Gleichung (3.12) eingeht, kann sich durch solche asymmetrische Verteilungen verändern im Vergleich zu der Situation ohne einen solchen Effekt.
3. Die Höhenkalibration dieses Bars kann durch die asymmetrische Höhenverteilung beeinflusst werden.

Zu 1.: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten gehen nicht in die Auswertung ein, da es sich bei der Bestimmung von G_E^n/G_M^n um die Bestimmung von Asymmetrien handelt und Ereignisse mit positiver wie negativer Elektronenhelizität gleichermaßen betroffen sind. Zu 2.: Mögliche Änderungen der mittleren Kinematik werden im Folgenden durch eine ereignisweise Analyse berücksichtigt (Abschnitt 8.4.1). Zu 3.: Der Anteil der Ereignisse, bei denen tatsächlich nur Bar 51 ein Triggersignal ausgelöst hat, ist klein im Verhältnis zu sämtlichen Ereignissen, bei denen dieser Bar TDC-Informationen hatte, und wirkt sich dementsprechend nur gering auf die Höhenkalibration aus; durch den Vergleich der rekonstruierten Höhe des Bars mit der seiner Nachbarn ließ sich kein signifikanter Einfluss feststellen.

Die Situation ist für die Bars 45 und 55 ähnlich zu der des Bars 51, allerdings sind die Signale der unteren PMTs verkoppelt mit dem Signal des oberen PMTs des jeweils anderen Bars. Wieder kann es dazu kommen, dass

1. Ereignisse aufgezeichnet werden, die bei korrekter Verkabelung kein Triggersignal geliefert hätten; diese lassen sich durch Softwareschnitte einfach entfernen,
2. Ereignisse verloren gehen und sich damit gegebenenfalls auch die mittlere Kinetik ändert; Konsequenzen daraus siehe Diskussion zu Bar 51,
3. die Höhenkalibration dieser Bars beeinflusst wird: Der Fall, in dem sich eine asymmetrische Höhenverteilung durch die falsche Verkabelung ergeben konnte, dass also 45o ein Signal hatte und der Bar 55 trotzdem als einziger Bar ein Triggersignal lieferte, kam (soweit sich diese Situation isolieren ließ) praktisch nicht vor, ebenso im Fall von 55o und dem Bar 45. Desweiteren fanden sich auch für diese Bars keine Diskrepanzen beim Vergleich ihrer rekonstruierten Trefferhöhen mit denen benachbarter Bars.

Für die Bars 45 und 55 erwartet man nunmehr, dass es genau wie im Fall von Bar 51 aber im Gegensatz zu allen anderen Bars zu TDC-Werten im *verbotenen* Bereich (Abbildung 7.11 rechts unten) kommen kann.⁷ Dies kann man auch tatsächlich beobachten, siehe Abbildung 7.18.

Welche Bars von der fehlerhaften Verkabelung betroffen waren ist in Abbildung 7.19 zusammengefasst. Dieser Fehler bedeutete zwar viel zusätzliche Arbeit aufgrund mannigfaltiger Ausnahmebehandlungen, hatte aber keine unlösbaren Konsequenzen zur Folge.

Es wurde folgend sehr viel Zeit in systematische Gegenproben zwischen den einzelnen Neutrontektorkanälen und zu den Spektrometerdaten investiert, um weitere unentdeckte fehlerhafte Verschaltungen innerhalb der Elektronik aufzudecken oder ausschließen zu können. Außer eines unverstandenen Verhaltens des Bars 24 (Abschnitt 7.2.7) wurden allerdings keine weiteren relevanten Unstimmigkeiten aufgetan.

7.2.5. Korrektur der Koinzidenzzeit zwischen Spektrometer und Neutrontektor

Über die Bestimmung des Bars, der den Trigger des Neutrontektors ausgelöst hat (Abschnitt 7.2.3), lässt sich die Breite des Koinzidenzzeitpeaks verringern. Dies liegt an

⁷Vereinzelt gibt es für alle Bars bei sehr kleinen TDC-Werten (mindestens 15 ns zu früh, in den Spektren hier nicht gezeigt) Einträge, die daraus resultieren, dass ein Triggersignal ein noch von einem vorherigen Ereignis gesperrtes Modul erreicht und somit die Datenerfassung nicht startet, die verzögerten TDC-Stopp-Signale allerdings nicht abgefangen werden und infolgedessen bei einem nächsten Ereignis den TDC-Stopp eines Bars verhältnismäßig früh auslösen können. Diese TDC-Einträge haben dann nichts mit dem aktuellen Ereignis zu tun. In diesen Fällen ist die Koinzidenzzeit dieses Bars mit dem Spektrometer deutlich zu gering, diese Situation kann dadurch einfach erkannt und berücksichtigt werden.

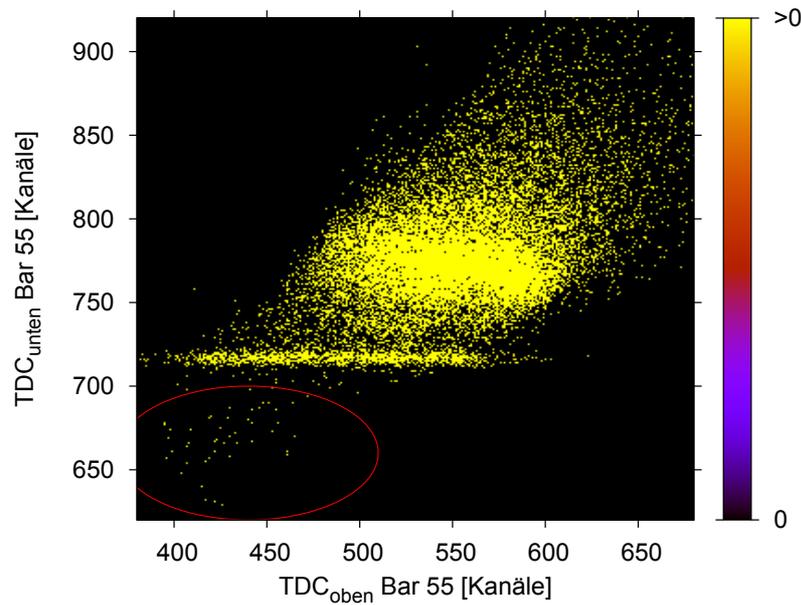


Abbildung 7.18.: TDC_{oben} gegen TDC_{unten} Bar 55. Vereinzelt kommt es durch den Fehler in der Verkabelung zu Werte-Paaren in dem ansonsten nicht erreichbaren Bereich, der durch die rote Ellipse angedeutet ist.

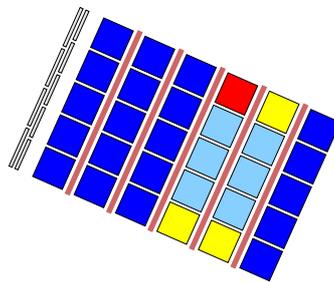


Abbildung 7.19.: Veranschaulichung, welche Bars des Neutronendetektors durch Fehler in der Verkabelung betroffen waren. In blau dargestellte Bars waren nicht betroffen, für die hellblauen Bars wurde auf das Signal eines einzelnen Photomultipliers getriggert statt auf die Koinzidenz beider, für die in gelb markierten Bars konnten durch die falsche Verschaltung unter anderem Ereignisse verloren gehen, der rote Bar war nicht in den Trigger einbezogen. Falls für ein Ereignis einer der anderen Bars ein Triggersignal geliefert hatte, waren die TDC-Werte der von der fehlerhaften Verkabelung betroffenen Bars verwertbar, auch wenn der jeweilige Bar selbst kein Triggersignal geliefert hätte.

den unterschiedlichen Abständen der einzelnen Bars vom Target sowie an unterschiedlichen Laufzeiten der jeweiligen Signale, von denen der relative Zeitpunkt, zu dem der Neutronendetektortrigger ausgelöst wird, abhängt.

Bei genauerer Betrachtung hängt aber auch der Triggerzeitpunkt jedes einzelnen Bars von weiteren Gegebenheiten ab. Der Weglängenunterschied vom Reaktionsvertex zum Bar ist zwar für verschiedene Trefferhöhen vernachlässigbar, jedoch variiert der Triggerzeitpunkt aufgrund der Triggerlogik mit der Höhe (Abbildung 7.11 und Diskussion dort). Für die Unterscheidung, ob ein Ereignis tatsächlich eine echte Koinzidenz der beiden Detektorsysteme war, ist es daher besser, nicht den relativen Zeitpunkt des Neutronedetektortriggers als Maßstab zu verwenden, sondern den relativen Zeitpunkt, zu dem ein Teilchen tatsächlich in dem Neutronendetektor nachgewiesen wurde.

Der Zeitpunkt des Ereignisses am Vertex kann bis auf einen konstanten Zeitoffset t_1 aus dem Zeitpunkt des Spektrometertriggers und einer Korrektur bezüglich der Flugzeit des Elektrons Δt_A , die aus den Spektrometerdaten bestimmt werden kann, rekonstruiert werden,

$$t_{\text{Vertex}} = t_{\text{Trigger, A}} + \Delta t_A + t_1 \quad \text{aus Spektrometerdaten.} \quad (7.2)$$

Die Flugzeit des Nukleons ist gerade (bis auf eine weitere Konstante t_2 , die für jeden Bar individuell ist) die Zeit vom Vertex bis zum Auslösen des Neutronedetektortriggers zuzüglich der gemessenen Zeit t_{Bar} des nachweisenden Bars vom Start des TDC-Systems (ausgelöst durch den Neutronedetektortrigger) bis zu dessen Stopp

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{Flugzeit, N}} &= (t_{\text{Trigger, ndet}} + t_{\text{Bar}}) - t_{\text{Vertex}} + t_2 \\ &= (t_{\text{Trigger, ndet}} + t_{\text{Bar}}) - (t_{\text{Trigger, A}} + \Delta t_A + t_1) + t_2 \\ &= (t_{\text{Trigger, ndet}} - t_{\text{Trigger, A}}) + t_{\text{Bar}} - \Delta t_A + (t_2 - t_1) \\ &= t_{A_n} + t_{\text{Bar}} - \Delta t_A + (t_2 - t_1 - t_3) \end{aligned} \quad (7.3)$$

mit der (bis auf einen Zeitoffset t_3) gemessenen Koinzidenzzeit zwischen dem Trigger des Neutronedetektors $t_{\text{Trigger, ndet}}$ und des Spektrometers $t_{\text{Trigger, A}}$,

$$t_{A_n} = t_{\text{Trigger, ndet}} - t_{\text{Trigger, A}} + t_3. \quad (7.4)$$

Diese Flugzeit ist für jeden Bar unabhängig vom Startzeitpunkt des Neutronedetektortriggers: wird dieser später ausgelöst, ist die gemessene Koinzidenzzeit t_{A_n} größer, wohingegen die gemessene TDC-Zeit des Bars t_{Bar} um den gleichen Betrag kleiner ist – und umgekehrt.

Im Vergleich zu einem Treffer eines Bars in der Mitte benötigt das produzierte Licht bei einem Treffer im oberen Teil eines Bars aufgrund der weiter zurückzulegenden Wegstrecke länger, um zu dem unteren Photomultiplier zu gelangen. Die Wegstrecke zum oberen Photomultiplier ist gerade um den gleichen Betrag reduziert. In der Summe der beiden Zeiten fällt damit diese Höhenabhängigkeit näherungsweise heraus (im Gegensatz zu den gemittelten TDC-Zeiten selbst, die aufgrund der Höhenabhängigkeit des Triggerzeitpunkts nicht konstant sind, siehe Abbildung 7.21).

In Abbildung 7.20 ist die so bis auf einen konstanten Offset ermittelte Flugzeit für einen Bar gezeigt, und zwar gegen die Differenz seiner beiden TDC-Werte. Die Differenz ist ein Maß für die Höhe des Treffers in dem Bar (bei einem Treffpunkt im unteren Bereich des Szintillators benötigt das produzierte Licht länger, um zum oberen Photomultiplier zu gelangen als zum unteren, $TDC_{\text{oben}} - TDC_{\text{unten}}$ ist dann größer).

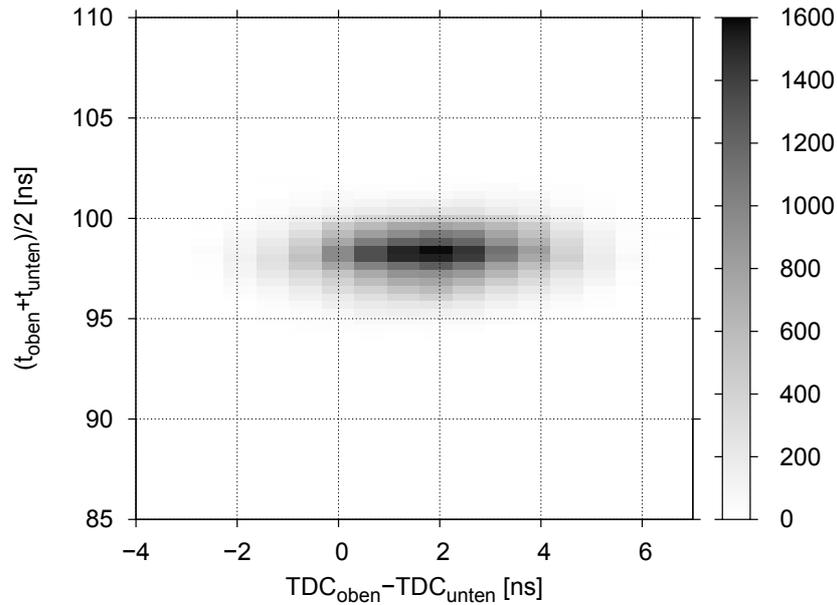


Abbildung 7.20.: Neutronendetektor: Flugzeit gegen TDC-Differenz, Bar 23.

Für die Koinzidenzzeit wurde daher nicht der relative Zeitpunkt des Neutronendetektortriggers, sondern der rekonstruierte relative Zeitpunkt des Teilchennachweises im Neutronendetektor verwendet.⁸ Damit konnte die Breite des Koinzidenzzeitpeaks weiter verringert werden. Weiterhin gibt es bei den verwendeten Schwellendiskriminatoren eine Abhängigkeit von der Pulshöhe der Signale. Große Signale führen in der Regel dazu, dass die eingestellten Schwellen dieser Diskriminatoren früher überschritten werden; die logischen Signale (sowohl für den TDC-Start als auch für den TDC-Stopp) entstehen dann verhältnismäßig früher als bei Signalen mit geringer Amplitude. Dieser sogenannte Walk-Effekt führt damit ebenfalls zu einer Verbreiterung des Koinzidenzzeitpeaks. Die

⁸Verschiedene Flugzeiten der nachgewiesenen Teilchen aufgrund deren unterschiedlicher Geschwindigkeit haben natürlich auch Einfluss auf den relativen Nachweiszeitpunkt. Diese Geschwindigkeit ist allerdings nicht bekannt und kann im Fall der quasielastischen Streuung an einem gebundenen Nukleon aufgrund des Fermiimpulses vor der Streuung nicht aus dem Elektronarm bestimmt werden. Die Variation der Flugzeit kann daher nicht berücksichtigt werden und ist ein limitierender Faktor für die Koinzidenzzeitauflösung. Für die individuellen Bars wurde die Differenz der ermittelten Flugzeiten zu deren mittleren Flugzeiten für die Koinzidenzzeit verwendet.

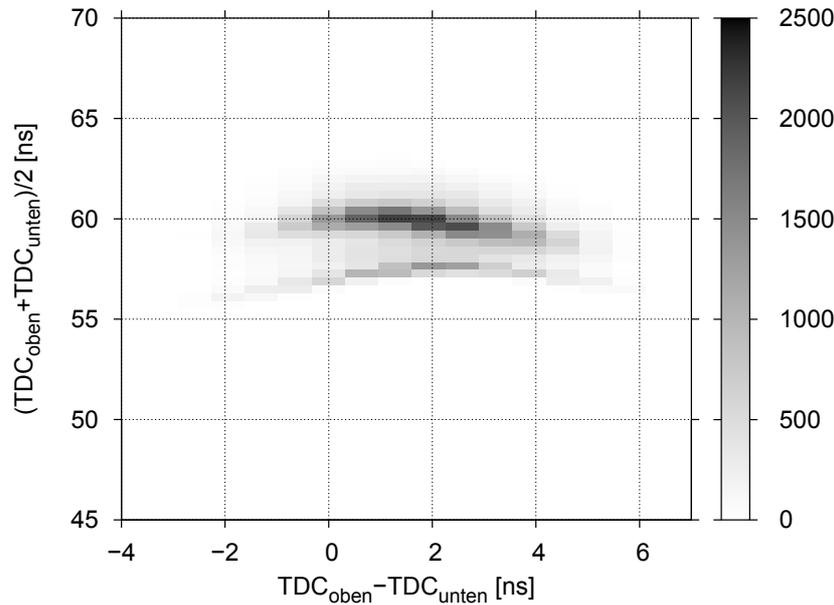


Abbildung 7.21.: TDC-Mittelwert gegen TDC-Differenz, Bar 23. Das untere Band entsteht, wenn der Bar selbst den Trigger ausgelöst hat, das obere, wenn andere Bars den Trigger ausgelöst haben.

Korrektur auf diesen Effekt wird in Abschnitt 7.2.6 diskutiert. Die darauf korrigierte Flugzeit ist in Abbildung 7.22 gezeigt, diesmal direkt gegen die rekonstruierte Höhe anstelle der TDC-Differenz (siehe Abschnitt 7.2.7 zur Höhenkalibration).

Das sich daraufhin ergebende Koinzidenzspektrum wurde bereits in Abbildung 7.2 gezeigt. Nach einer Selektion von Neutronenereignissen und nach sämtlichen Analyseschritten ergibt sich der in Abbildung 7.23 gezeigte Koinzidenzzeitpeak. Der verbliebene zufällige Untergrund wurde mittels zweier Untergrundsamples abseits des Peaks auf 0.7% abgeschätzt. Dazu wurde die Anzahl der Ereignisse in diesen beiden Samples auf das verwendete 5 ns breite Koinzidenzfenster skaliert, es wurde also ein flacher Verlauf der zufälligen Koinzidenzen angenommen.

7.2.6. Walk-Effekt

In Abbildung 7.24 ist der idealisierte zeitliche Verlauf eines Photomultipliersignals gezeigt. Für die Zeitmessungen und die Generation des Triggersignals wurden diese Signale auf Schwellendiskriminatoren gegeben. Diese Module produzieren, sobald das analoge Signal eine zuvor eingestellte Schwelle überschreitet, ein logisches Signal, welches daraufhin von der Elektronik weiterverarbeitet wird. Der Zeitpunkt, wann dieses Signal entsteht, hängt allerdings nicht nur von dem Zeitpunkt des analogen Signals ab, sondern auch von

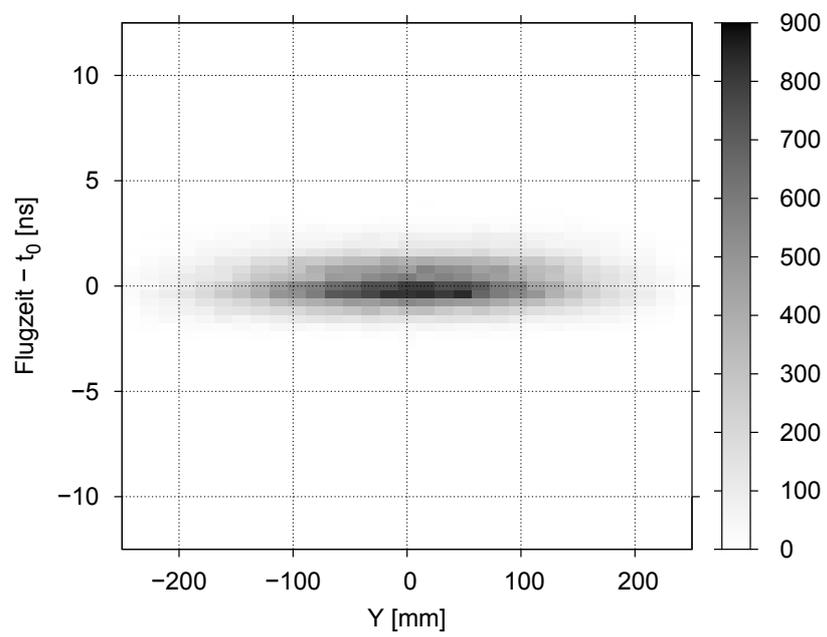


Abbildung 7.22.: Flugzeit nach Korrektur des Walk-Effekts gegen Y (negative Höhe), Bar 23.

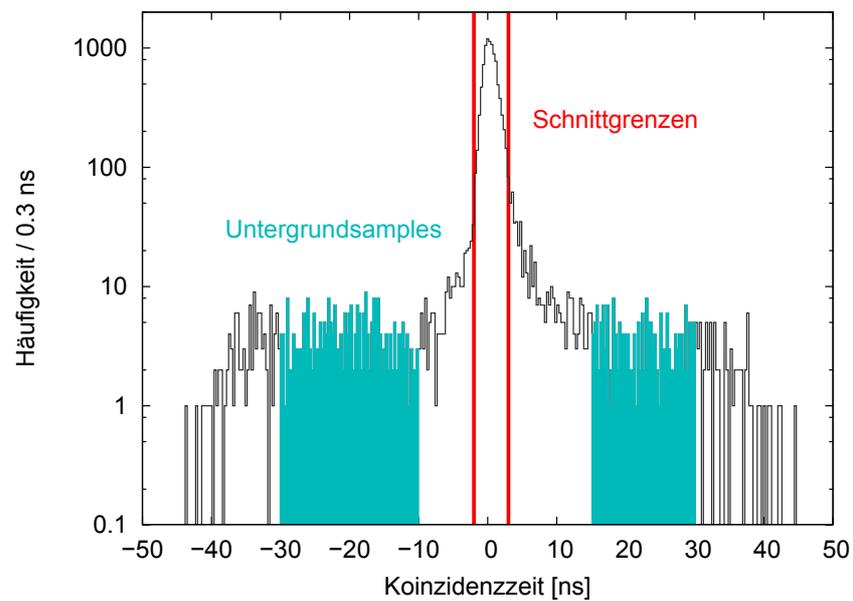


Abbildung 7.23.: Korrigierte Koinzidenzzeit zwischen Spektrometer und Neutronendetektor für Neutronereignisse mit sämtlichen Schnitten. Der verwendete untere und obere Schnitt auf die Koinzidenzzeit bei -2 und $+3$ ns sind durch rote Linien angedeutet. Die markierten Untergrundsamples wurden verwendet, um den Untergrund unter dem Peak abzuschätzen. Die volle Halbwertsbreite des Peaks beträgt 2.1 ns.

dessen Amplitude. Eine größere Amplitude bedingt auch ein früheres Überschreiten der Schwelle und somit ein früheres Signal.

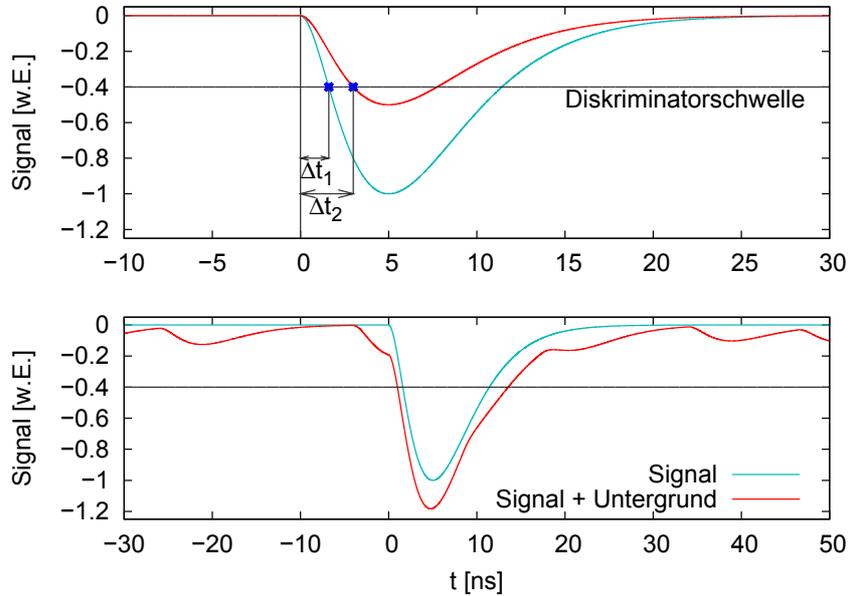


Abbildung 7.24.: **Oben:** Idealierte Form der Photomultipliersignale nach [B⁺76] für zwei unterschiedliche Signalamplituden. **Unten:** Auch niederenergetische Untergrundsignale können sich auf den Zeitpunkt der Überschreitung einer Signalschwelle auswirken.

Parametrisierungen von der zeitlichen Verschiebung des Signals in Abhängigkeit von der Amplitude können dazu genutzt werden, um die gemessenen TDC-Zeiten auf diesen Effekt hin zu korrigieren.

Konkret wurde der Ansatz

$$\Delta t = \frac{\omega}{\sqrt{\text{ADC} - \text{ADC}_0}} \quad (7.5)$$

verwendet, vergleiche [B⁺76]. Diesem liegt die Annahme zugrunde, dass das analoge Signal quadratisch mit der Zeit ansteigt. Δt ist die zeitliche Verschiebung des logischen Signals im Vergleich zu dem hypothetischen Fall, die Amplitude wäre unendlich groß. $\text{ADC} - \text{ADC}_0$ ist der gemessene ADC-Wert des Photomultipliersignals abzüglich des wahrscheinlichsten Untergrundbeitrags zu dem ADC, welcher durch den Untergrundpeak bestimmt wurde, siehe Abschnitt 7.2.1. Hier geht somit die Annahme ein, dass die Signalform für jedes Ereignis die gleiche ist und die Signalamplitude damit proportional zu dem gemessenen ADC-Wert (reduziert um den Untergrundbeitrag).

Vor der Strahlzeit wurden für die Bestimmung der Walkparameter mehrere Messungen mit dem Pulsystem gemacht, wobei die Amplitude des Lichtsignals variiert wurde. Aus mehreren Gründen wurden diese Messungen letztlich nicht verwendet, sondern die Parameter wurden aus den eigentlichen Messdaten selbst bestimmt:

- Die effektiven Walkparameter hängen von den Schwellen der Diskriminatoren sowie von den Hochspannungen der Photomultiplier ab. Diese wurden zwischen den Messungen mit dem Pulsystem und der eigentlichen Datennahme teilweise verändert.
- Die Signalform der eingespeisten Lichtsignale ist nicht notwendigerweise gleich der der Signale bei Nachweis eines Nukleons.
- Die gewählten Signalamplituden waren verhältnismäßig hoch im Vergleich zu den Amplituden während der Datennahme.
- Es wurde versäumt, den Start des TDC-Systems durch eine äußere Quelle zu triggern. Dadurch sind alle gemessenen TDC-Zeiten relativ zu dem Trigger, der durch einen der Bars selbst ausgelöst wurde. Der Start der Zeitmessung ist damit unter anderem selbst von dem Walk-Effekt eines der Bars betroffen.

Der letzte Punkt macht es auch bei der Bestimmung aus den eigentlichen Messdaten notwendig, nicht die TDC-Werte zu parametrisieren, sondern die rekonstruierten Flugzeiten, da die TDC-Werte selbst vom Triggerzeitpunkt des Neutronendetektors und damit von den Auswirkungen des Walk-Effekts beim triggenden Bar und anderen Einflüssen abhängen. Die rekonstruierten Flugzeiten hingegen sind unabhängig von dem Triggerzeitpunkt des Neutronendetektors (siehe oben).⁹

In Abbildung 7.25 ist links ein Fit zur Bestimmung des Walkparameters ω gezeigt; die korrigierte, mittlere Flugzeit wurde (bis auf einen konstanten Zeitoffset) gleichzeitig mitbestimmt. Da die Zeit eines einzelnen TDCs über die Signallaufzeit von der Höhe abhängt, die Höhenbestimmung jedoch auch leicht von der Walkkorrektur abhängt, wurden beide nacheinander in mehreren Iterationen durchgeführt. Zunächst wurden für die Walkparameter alle Ereignisse des Bars berücksichtigt, mit einer groben Höhenkalibration wurde dann ein Schnitt auf Ereignisse mit einem rekonstruierten Treffer im räumlich mittleren Bereich des Bars angewendet, zuletzt wurden die unterschiedlichen Signallaufzeiten für alle Ereignisse berücksichtigt.

Da die Parameter unterschiedlich sein können für verschiedene Hochspannungen, Diskriminatorschwellen und Untergrundverhältnisse, wurden sie für verschiedene Messperioden separat bestimmt, siehe Abbildung 7.25 rechts.

⁹Alternativ wurde auch versucht, die Walkparameter über die Differenz der beiden TDCs eines Bars zu bestimmen. Diese Differenz ist auch unabhängig von der Startzeit der TDC-Messung, durch die Korrelation der beiden Signalhöhen ist sie allerdings nicht sensitiv auf den Walk-Effekt, da die Verschiebung beider TDC-Werte somit ähnlich ist.

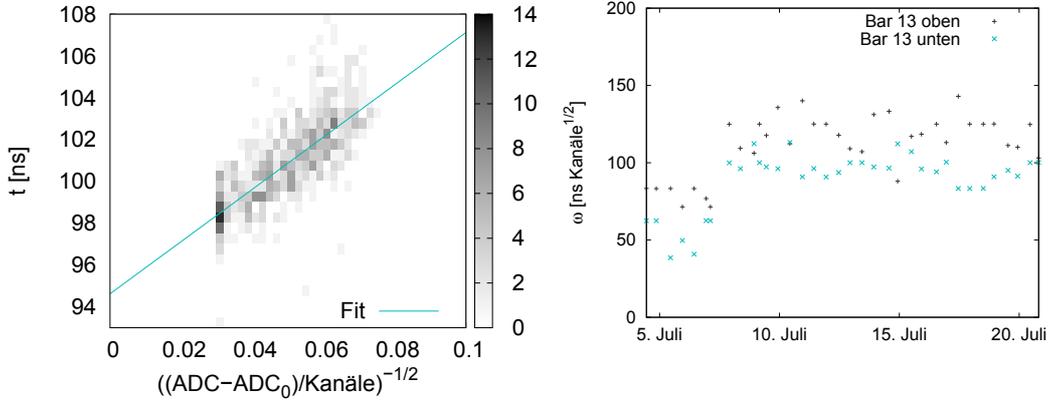


Abbildung 7.25.: **Links:** Fit zur Bestimmung des Walkparameters ω und des Zeitoffsets, Bar 13. **Rechts:** Walkparameter für verschiedene Messperioden, Bar 13. Ein deutlicher Sprung ist erkennbar, der mit der Änderung der Hochspannungen dieses Bars zusammenhängt.

7.2.7. Signalausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillator, Höhenkalibration

Aus der Differenz der beiden korrigierten TDC-Werte eines Bars lässt sich die Höhe des Durchtrittspunkts eines Teilchens bestimmen. Benötigt wird dazu die effektive Signalausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillator sowie ein Höhenoffset.

Für deren Bestimmung eignen sich die Wasserstoffdaten, da aufgrund des fehlenden Fermiimpulses die kinematischen Größen des herausgeschlagenen Protons (bis auf Störungen durch radiative Prozesse) aus dem Elektronarm rekonstruiert werden können. Durch die Anpassung der Zeitdifferenz $\Delta t = t_{\text{oben}} - t_{\text{unten}}$ an die Höhe h aus dem Elektronarm ergab sich der Zusammenhang

$$\Delta h = 0.068 \text{ m/ns} \cdot \Delta t, \quad (7.6)$$

woraus man eine effektive mittlere Signalausbreitungsgeschwindigkeit von $v_{\text{Signal}} = 0.72 \cdot \left(\frac{c_{\text{Vakuum}}}{n_{\text{BC400}}}\right)$ erhält mit der Lichtgeschwindigkeit im Szintillator $\left(\frac{c_{\text{Vakuum}}}{n_{\text{BC400}}}\right)$. c_{Vakuum} ist dabei die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $n_{\text{BC400}} = 1.58$ der Brechungsindex des Szintillatormaterials. In Abbildung 7.26 ist für einen Bar des Neutronendetektors der Vergleich zwischen der rekonstruierten Höhe aus den Zeitinformationen des Bars sowie aus den Spektrometerdaten gezeigt.

Es wurde für alle Bars, welche aus dem gleichen Material bestehen und die gleiche Geometrie aufweisen, die gleiche Signalausbreitungsgeschwindigkeit verwendet. Für die äußeren Bars kann dieser Wert allerdings nicht anhand der Wasserstoffdaten überprüft werden (da sie aufgrund der Spektrometerakzeptanz und des fehlenden Fermiimpulses nicht in Koinzidenz mit dem Elektronarm ausgeleuchtet wurden). Daher wurden für Heli-

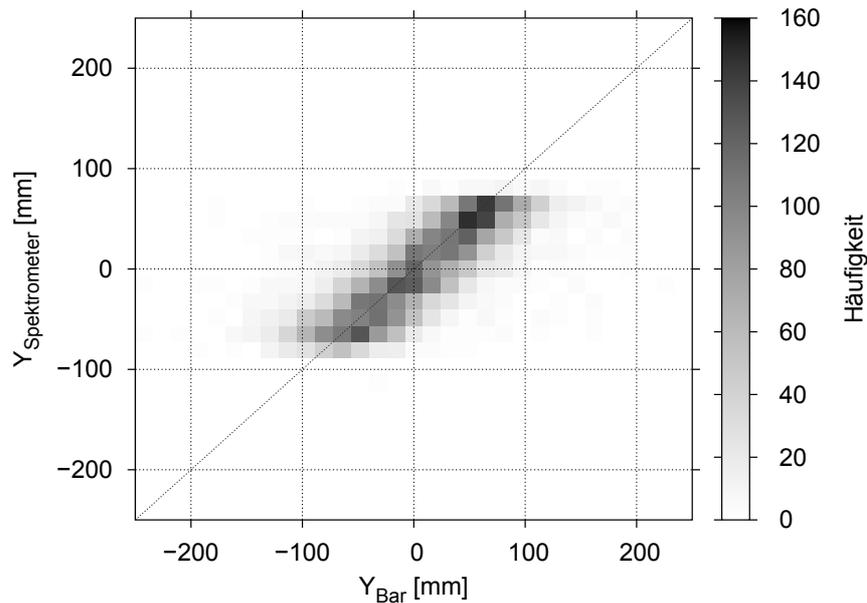


Abbildung 7.26.: Die rekonstruierte Höhe eines Treffers in Bar 23 für Wasserstoffdaten. $Y_{\text{Spektrometer}}$ ist die erwartete negative Höhe, berechnet aus dem Elektronarm, Y_{Bar} wurde durch die korrigierte Zeitdifferenz der beiden TDCs bestimmt.

umdaten die rekonstruierten Trefferpunkte der einzelnen Bars mit denen Ihrer Nachbarn verglichen, die Verwendbarkeit der gleichen Signalausbreitungsgeschwindigkeit für alle Bars konnte damit bestätigt werden.

Für die Bestimmung der Höhenoffsets gab es verschiedene Ansätze:

- Für eine gleichmäßige Ausleuchtung der Bars erwartet man in erster Näherung direkt aus dem Fit für die Walkparameter die richtigen Zeitoffsets mit $t_{\text{oben}} - t_{\text{unten}} = 0$ für $Y = 0$. Insbesondere für die Bars 51, 45 und 55 kann das allerdings verletzt sein aufgrund des speziellen Triggerverhaltens, verursacht durch die falsche Verkabelung.
- Für einen Großteil der Bars war für die Streuung am Wasserstoff wieder der Vergleich mit den Spektrometervorhersagen möglich; die Korrektur der Höhenoffsets, welche sich durch den Fit der Walkparameter ergeben, war jeweils < 1 cm.
- Der oben schon erwähnte Vergleich der Höheninformation benachbarter Bars, siehe Abbildung 7.27.¹⁰ Dabei wurde ein Problem bei dem Bar 24 gefunden: Hatten die

¹⁰Bei hintereinandergelegenen Bars erwartetet man eine Höhendifferenz aufgrund der Flugbahn von etwa 5%, alternativ können unter Zuhilfenahme der rekonstruierten Vertexposition direkt die rekonstruierten Winkel verglichen werden.

TDCs der Bars 23 oder 25 ebenfalls angesprochen, war die rekonstruierte Höhe als Folge eines von den üblichen Werten abweichenden TDC-Wertes des unteren Photomultipliers deutlich verschoben (Abbildung 7.29), die Höheninformationen der anderen beiden Bars waren offensichtlich nicht betroffen. Es gelang leider nicht, die Ursache dieses Effekts weiter einzugrenzen, um ihn zum Beispiel eindeutig auf elektronische Übersprecher zurückführen zu können. Im Folgenden wurden Ereignisse, bei denen dies auftrat, derart behandelt, dass die Höheninformation des Bars 24 in diesen Fällen nicht berücksichtigt wurde bei der Rekonstruktion der Flugbahn des Teilchens.

- Bei Heliumdaten sollte der ganze Bar ausgeleuchtet sein, dementsprechend erwartet man einen gleichmäßigen Abfall bei ± 25 cm. Auf diese Spektren wurde letztlich korrigiert, vergleiche Abbildung 7.28. Die Korrektur war im Allgemeinen von der Größenordnung 1 cm.

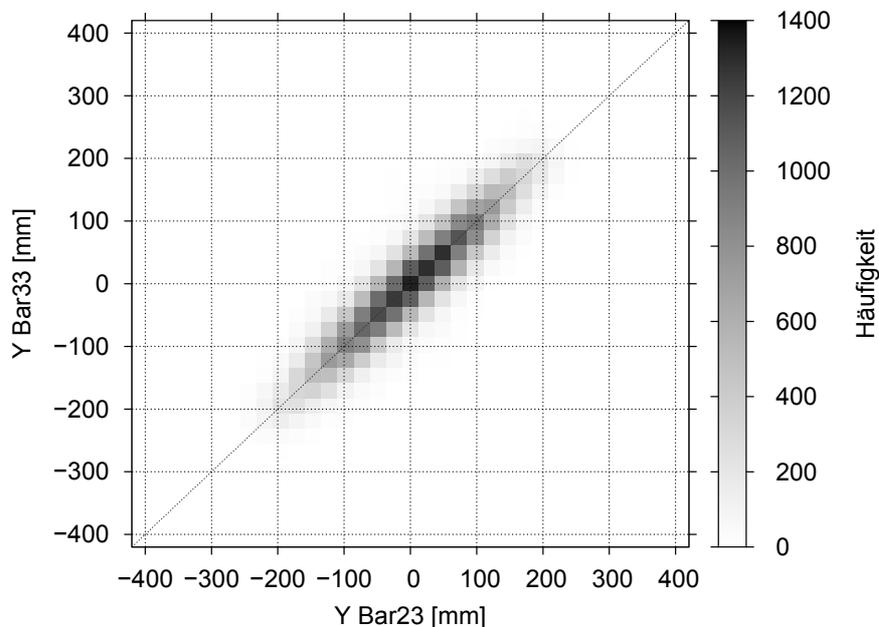


Abbildung 7.27.: Vergleich der rekonstruierten Höheninformationen zweier hintereinander liegender Bars.

Die Auflösung des vertikalen Trefferpunkts eines Bars ergibt sich aus den Wasserstoffdaten sowie dem Vergleich benachbarter Bars zu etwa $\sigma_Y = 3$ cm.

Die Walk-Korrektur spielt bei der Bestimmung der Höhe im Übrigen nur eine geringe Rolle, siehe Abbildung 7.30. Da die Amplituden der beiden Photomultipliersignale miteinander stark korreliert sind, sind auch die Effekte aufgrund des Gangs im Allgemeinen von ähnlicher Größe.

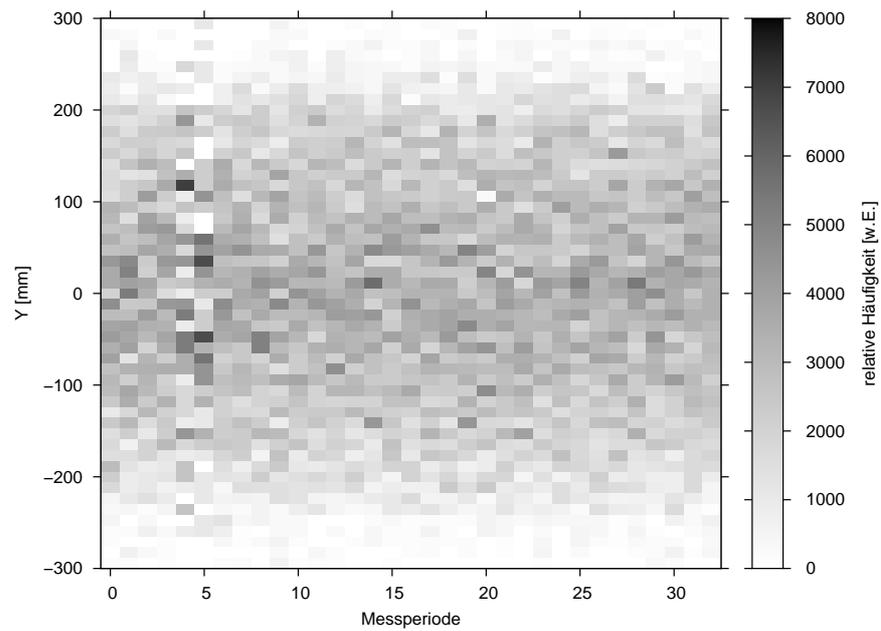


Abbildung 7.28.: Höheninformation des Bars 51 für verschiedene Messperioden. Speziell bei diesem Bar (sowie den Bars 45 und 55), der wie die übrigen Bars den Bereich $Y = -250$ mm bis 250 mm abdeckte, musste überprüft werden, dass durch die fehlerhafte Verkabelung kein falscher Offset für die rekonstruierte Höhe entstand. Jener würde sich in diesem Bild durch eine Verschiebung der Verteilung zu größerem oder kleinerem Y äußern, die auch im Vergleich der Höheninformation mit der eines benachbarten Bars zu sehen wäre.

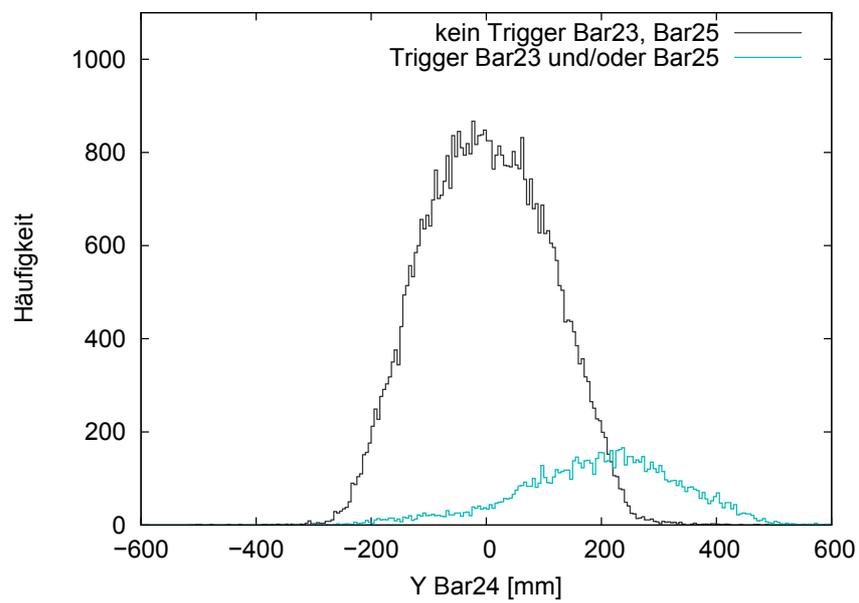


Abbildung 7.29.: Y des Bars 24. Bei Ansprechen der TDCs der Bars 23 oder 25 ergab sich ein zu den übrigen vorhandenen Höheninformationen inkonsistenter Wert.

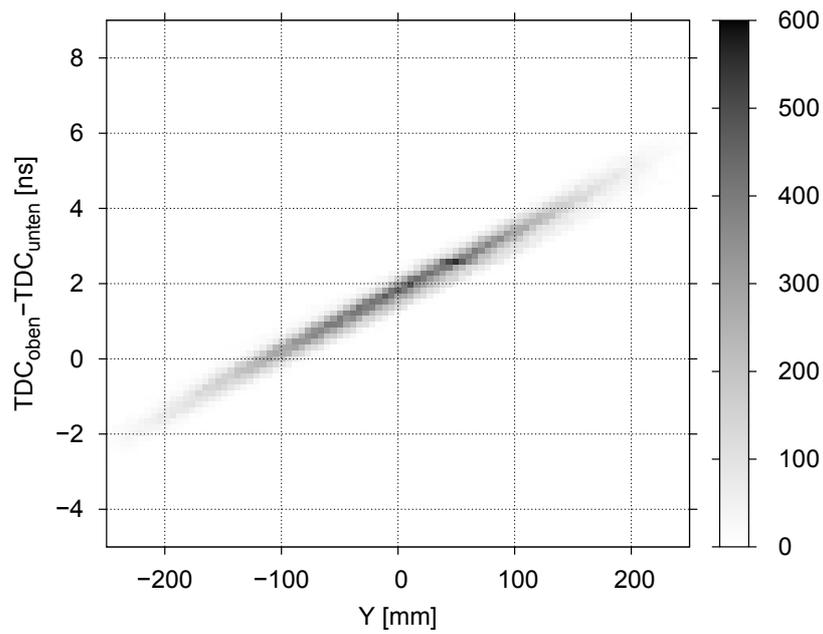


Abbildung 7.30.: Y (negative Höhe, rekonstruiert nach Walk-Korrektur) gegen unkorrigierte TDC-Differenz, Bar 23. Die Korrektur auf den Walk-Effekt kann für die einzelnen Zeiten aus den TDC-Werten durchaus einige Nanosekunden betragen (vergleiche Abbildung 7.25 links). Allerdings sind die Größen der Korrektur an die beiden TDC-Werte eines Bars miteinander stark korreliert, so dass der Zusammenhang zwischen den rohen TDC-Differenzen und der rekonstruierten Höhe mit den Walk-Effekt-korrigierten Zeiten weiterhin im Wesentlichen linear ist.

8. Datenanalyse

In diesem Kapitel wird dargelegt, wie G_E^n/G_M^n aus den gemessenen Zählraten in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'n)$ bestimmt wird.

Auf Grundlage der rekonstruierten kinematischen Größen des Elektrons sowie des Nukleons findet eine Selektion von quasielastischen Ereignissen statt. Durch Anwendung von Veto-Schnitten wird der Beitrag von Ereignissen, bei denen ein Proton im Ausgangskanal detektiert wurde, unterdrückt; der nach der Selektion verbliebene Anteil an Protonereignissen wird abgeschätzt.

Zunächst werden die Zählraten für jede der vier Targetpolarisationseinstellungen nach der Elektronhelizität getrennt aufsummiert, und die vier Asymmetrien werden nach (3.16) gebildet. Der Einfluss verschiedener Veto-Schnitte sowohl auf die Einzelasymmetrien als auch auf das Verhältnis von senkrechten zu parallelen Asymmetrien, welches mit G_E^n/G_M^n über (3.18) zusammenhängt, wird untersucht.

Daraufhin wird zu einer ereignisweisen Analyse übergegangen, in welcher der Zwischenschritt der Bildung dieser vier diskreten Asymmetrien umgangen wird. Vielmehr wird G_E^n/G_M^n über die Abhängigkeit der Helizitätsasymmetrie sowohl von der Targetpolarisationsorientierung als auch von den jeweils vorliegenden kinematischen Größen über einen Maximum-Likelihood-Fit bestimmt. Vorteil ist, dass verschiedene notwendige Korrekturen einfach einbezogen werden können. Die angebrachten Korrekturen werden diskutiert, ebenso wie weitere systematische Unsicherheiten.

8.1. Teilchenrekonstruktion

8.1.1. Elektron- und Photon-Rekonstruktion

Die Energie des einlaufenden Elektrons ist durch die Beschleunigerenergie gegeben. Zusätzlich wurde auf den wahrscheinlichsten Energieverlust des Elektrons durch Ionisation beim Durchdringen von Abschlussfolien der Strahlführung und vom ${}^3\text{He}$ -Target bis zum Wechselwirkungspunkt korrigiert ($\mathcal{O}(10\text{ keV})$). Die Richtung des Impulses ist entlang der Strahlachse, die räumliche Ablage des Elektronstrahls bezüglich der nominalen Strahlachse wurde über die ausgelesenen Wedleramplituden rekonstruiert (siehe Abschnitt 7.1.2). Der Wechselwirkungspunkt entlang der Strahlachse sowie der Viererimpuls des auslaufenden Elektrons wurden über die Spurrekonstruktion des Spektrometers bestimmt; wiederum wurde auf Energieverlust des Elektrons beim Durchdringen von Materie korrigiert (größter Beitrag: die Wand der Glaszelle mit $\mathcal{O}(0.5\text{ MeV})$). Der Viererimpuls des virtuellen Photons wurde daraufhin über $q^\mu = k^\mu - k'^\mu$ bestimmt.

8.1.2. Nukleonrekonstruktion

Mit Hilfe des Neutronendetektors wurden die Spuren der herausgeschlagenen Nukleonen rekonstruiert. Dazu wurden für jedes Ereignis dessen ADC- und TDC-Werte verwendet, um einen möglichen Trefferpunkt in dem Detektor zu bestimmen. Unter der Annahme, das Teilchen habe sich geradlinig vom Wechselwirkungspunkt der Reaktion bis zum Trefferpunkt im Neutronendetektor bewegt, wurde daraufhin die Flugrichtung des Teilchens bestimmt. Die Vertexposition senkrecht zur Strahlrichtung wurde dabei aus den anliegenden Wedlerampliduten bestimmt, die Vertexposition in Strahlrichtung aus der Elektronkinematik. Für eine Bestimmung des Betrags der Nukleonimpulse war die Flugzeitauflösung nicht hinreichend (Anhang A.7).

Zunächst wurde der Bar bestimmt, welcher den Trigger ausgelöst hat (Abschnitt 7.2.3). Dessen Zeitinformationen wurden für die Koinzidenzzeit verwendet, auf die ein Schnitt der Breite 5 ns angewandt wurde. Es liegt ebenfalls nahe, beispielsweise jenen Bar für die Koinzidenzzeit zu wählen, welcher am besten zu dem Elektronarm passt (womit der Koinzidenzzeitpeak schmaler wird), allerdings produziert man sich somit für die zufälligen Ereignisse einen Verlauf, der nicht flach ist und somit nicht verwendet werden kann, um den Anteil an zufälligen Koinzidenzen abzuschätzen. Für eine vorliegende Koinzidenz wurden nun sämtliche Bars, deren Zeitsignal koinzident zu dem Triggerbar selbst war, bestimmt (beide TDC-Signale wurden gefordert für eine Bestimmung der Höhe sowie der gemittelten Zeit beider PMTs). Um den räumlichen Treffpunkt des Nukleons und damit (unter Verwendung des rekonstruierten Wechselwirkungspunkts) die Flugrichtung zu bestimmen, wurde von der Detektorlage mit einem angesprochenen Bar, die dem Target am nächsten war, ausgegangen. Hat in dieser nur ein Bar angesprochen, so wurde der Treffpunkt von diesem allein bestimmt; die horizontalen Koordinaten sind durch die Position des Bars festgelegt, die Höhe des Treffers wurde durch den korrigierten Laufzeitunterschied der beiden Zeitsignale bestimmt (siehe Abschnitt 7.2.7). Haben zwei Bars angesprochen, so wurde der Treffpunkt gemittelt, falls diese Bars benachbart waren, ansonsten sowie auch bei drei oder mehr angesprochenen Bars wurde das Ereignis verworfen, um Mehrdeutigkeiten auszuschließen. Weitere Bars in hinteren Lagen wurden nicht berücksichtigt, da für den Fall eines Neutronereignisses das Szintillationssignal durch ein Sekundäreignis ausgelöst wird und die Ausbreitungsrichtung der Sekundärteilchen nicht notwendigerweise der des Neutrons entspricht.

8.2. Einschränkung des Fermiimpulses und Selektion quasielastischer Ereignisse

Da die Nukleonen im Heliumkern gebunden sind, befinden sich die Targetnukleonen im Laborsystem vor der Streuung im Allgemeinen nicht in Ruhe, sondern sie weisen einen Fermiimpuls auf. Bei der quasielastischen Elektronstreuung an einem Targetnukleon ergeben sich dadurch Abweichungen von dem Impulsübertrag \vec{q} und dem Impuls

der auslaufenden Nukleonen \vec{p}_N , siehe Abbildung 8.1. In PWIA entspricht die Differenz zwischen Impulsübertrag und Nukleonimpuls

$$\vec{q} - \vec{p}_N \equiv \vec{p}_{\text{miss}}, \quad (8.1)$$

die im Folgenden als *fehlender Impuls* oder *missing momentum* bezeichnet wird, gerade dem Negativen des Fermiimpulses p_F ,

$$\vec{p}_{\text{miss}} = -\vec{p}_F. \quad (8.2)$$

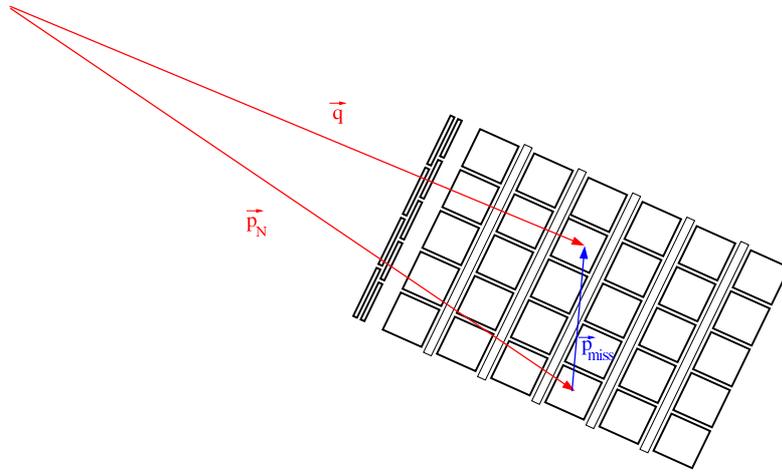


Abbildung 8.1.: Zusammenhang zwischen Impulsübertrag, Nukleonimpuls und fehlendem Impuls. Die Abweichung von Impulsübertrag und dem Impuls des im Neutronendetektor (in dem Bild angedeutet) nachgewiesenen Nukleons kann durch die Ortsauflösung des Detektors zum Teil rekonstruiert werden.

Die Polarisation der Nukleonen relativ zur Heliumpolarisation hängt von dem Fermiimpuls ab, siehe Abbildung 3.4. Die mittlere Nukleonpolarisation ist für ein exklusives Experiment daher keine feste Größe, sondern sie hängt von der Akzeptanz des Detektorsystems (hohe Fermiimpulse können beispielsweise dazu führen, dass die Kinematik eines Ereignisses deutlich von der mittleren Kinematik abweicht und somit nicht in der Akzeptanz des Detektorsystems liegt) und den verwendeten Analyseschnitten ab. In der hier verwendeten Messmethode fällt die relative Nukleonpolarisation in dem Verhältnis der senkrechten zu den parallelen Asymmetrien zwar heraus (Abschnitt 3.1), dennoch ist man aber an einer möglichst großen mittleren Neutronpolarisation interessiert, da die experimentellen Asymmetrien proportional zur Polarisation sind und die resultierenden relativen, statistischen Fehler entsprechend kleiner sind. Im Prinzip können hohe relative Polarisationen durch eine Beschränkung auf Ereignisse mit geringem Fermiimpuls erreicht werden. Weiterhin ist Gleichung (3.12) nur für vernachlässigbaren Fermiimpuls

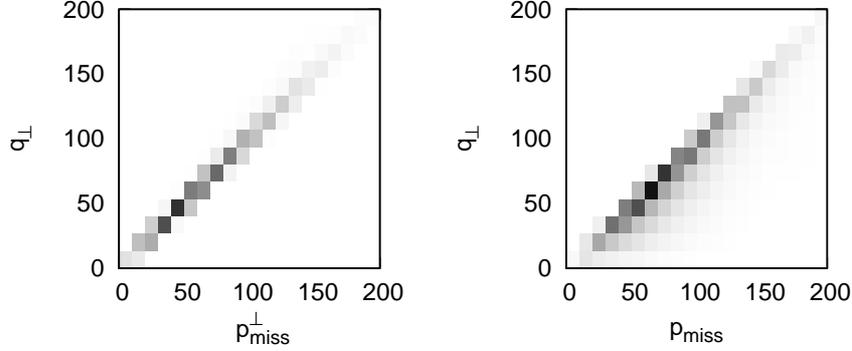


Abbildung 8.2.: Simulation: Zusammenhang zwischen dem messbaren Anteil des Impulsübertrags senkrecht zum rekonstruierten Impuls des nachgewiesenen Nukleons, q^\perp , und dem Anteil des fehlenden Impulses senkrecht zum Impulsübertrag p_{miss}^\perp (linkes Bild) sowie q^\perp gegen den vollständigen fehlenden Impuls p_{miss} (rechtes Bild).

gültig. Endzustandswechselwirkungen und Mesonaustauschströme treten im Wesentlichen bei großen missing momenta auf [Sar01]; um Korrekturen klein zu halten, wäre es auch daher wünschenswert, einen Schnitt auf kleine fehlende Impulse anwenden zu können.

Um \vec{p}_{miss} zu bestimmen, wäre es notwendig, neben dem Impulsübertrag \vec{q} , der aus dem Elektronarm bekannt ist, auch den vollständigen Impuls \vec{p}_{N} des herausgeschlagenen Nukleons zu rekonstruieren. Dies ist infolge der unzureichenden relativen Flugzeitauflösung des Neutronendetektors nicht möglich (siehe Abbildung A.4). Aufgrund des großen Impulsübertrags lässt sich jedoch die Komponente des Nukleonimpulses senkrecht zu \vec{q} näherungsweise aus dem Treffpunkt im Neutronendetektor bestimmen:

$$p_{\text{miss}}^\perp \approx q \cdot \tan \theta \equiv q^\perp, \quad (8.3)$$

mit dem Winkel θ zwischen dem Impuls des Nukleons und dem Impulsübertrag. Durch die starke Korrelation zu p_{miss} kann damit ein effektiver Schnitt auf den fehlenden Impuls des Nukleons durchgeführt werden, siehe Abbildung 8.2. Durch einen Schnitt auf $q^\perp < 150 \text{ MeV}/c$ ergab sich für die Neutronpolarisation relativ zu der Heliumpolarisation aus der Simulation unter Berücksichtigung der Fermiimpulsabhängigkeit (siehe Abbildung 3.4) ein Wert von

$$\frac{P_{\text{n}}}{P_{\text{He}}} = 97\%. \quad (8.4)$$

Zum Vergleich: In dem Experiment *E02-013* am Jefferson-Lab, mit einem ähnlichen Experimentieraufbau für die Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, \text{en})$ zur Bestimmung des elektrischen Formfak-

tors des Neutrons, wurde aus einer Simulation nach Schnitten auf den fehlenden Impuls ebenfalls eine relative Neutronpolarisation von über 96 % gefunden [R⁺10].

Die Auflösung von q^\perp ist im Wesentlichen durch die Segmentierung des Neutronendetektors gegeben. Aus einer Simulation unter Berücksichtigung der Spektrometerauflösung, des Energieverlusts der Teilchen, der diskreten horizontalen Auflösung des Neutronendetektors und einer Unsicherheit der Höheninformation des Neutronendetektors von $\sigma = 3$ cm (normalverteilt) wurde für die Auflösung von q^\perp 19 MeV/c (für die hintere Szintillatorlage) bis 21 MeV/c (vordere Szintillatorlage) gefunden.

Der Schnitt auf q^\perp kann desweiteren für die Selektion quasielastischer Ereignisse genutzt werden. Ereignisse, bei denen Pionen produziert werden, treten tendenziell bei hohem p_{miss} und damit hohem q^\perp auf.

In Streuprozessen an einem freien, ruhenden Nukleon lassen sich Pionelektroproduktionsereignisse (eine hinreichende Auflösung des Elektronendetektors vorausgesetzt) durch einen Schnitt auf die aus dem Elektronarm rekonstruierte invariante Masse des Photon-Nukleonssystems

$$W = \sqrt{(q^\mu + p_N^\mu)^2} \quad (8.5)$$

sehr sauber separieren. Elastische Ereignisse weisen dann eine invariante Masse um die Masse des Nukleons auf (mit einem Ausläufer aufgrund höherer radiativer Prozesse), während diese bei der Produktion eines Pions oberhalb der Pionschwelle liegt, also oberhalb $m_N + m_\pi$.

Wird nun quasielastisch an einem gebundenen Nukleon innerhalb eines Targetatoms gestreut, so wird die aus dem Elektronarm rekonstruierte invariante Masse durch den Fermiimpuls verschmiert. Steht eine Messung des vollständigen Nukleonimpulses zur Verfügung, lässt sich in diesem Fall aus der Viererimpulserhaltung der einlaufenden und auslaufenden Teilchen die fehlende Masse des nicht nachgewiesenen Restkerns bestimmen. Selbst bei einem Aufbruch des Restkerns lassen sich unter gewissen Annahmen bezüglich der Relativbewegung der Konstituenten die Pionproduktionsereignisse mit einem Schnitt auf diese fehlende Masse von den quasielastischen Streuprozessen unterscheiden.

In dem hier diskutierten Experiment stand allerdings aufgrund einer zu geringen relativen Flugzeitauflösung des Nukleonarms keine Messung des vollständigen Nukleonimpulses zur Verfügung, lediglich die Winkel können mit moderater Auflösung rekonstruiert werden. Da der Fermiimpuls somit nicht bestimmt werden kann, weist die Näherung für W , in der angenommen wird, das Nukleon befände sich vor dem Stoß in Ruhe,

$$W = \sqrt{(\omega + M_N)^2 - \vec{q}^2} \quad \text{für } p^\mu = (M_N, \vec{0}), \quad (8.6)$$

keinen schmalen Peak bei der Nukleonmasse und einen Anstieg ab der Pionschwelle auf, sondern ist durch den Fermiimpuls deutlich verschmiert und somit weniger effizient zur Unterdrückung inelastischer Ereignisse, siehe Abbildung 8.3.

Daher können Ereignisse der Pionelektroproduktion weder vollständig noch ohne einen Verlust quasielastischer Ereignisse separiert werden. Eine Simulation ist notwendig, um

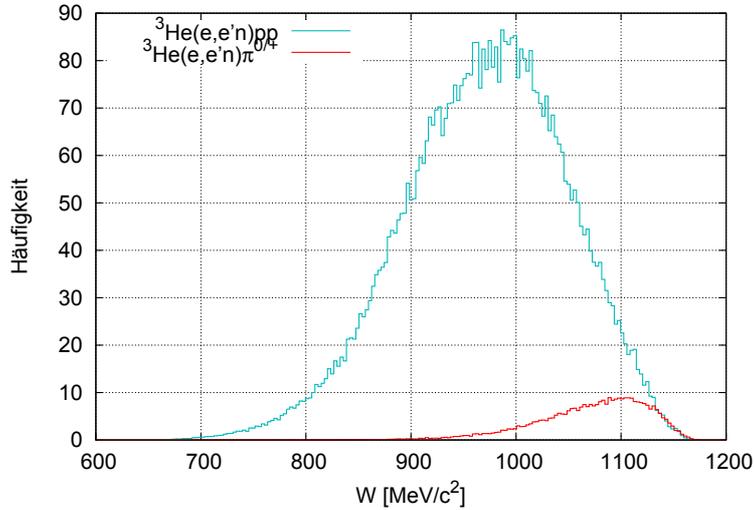


Abbildung 8.3.: Simulation: Verteilung von W für quasielastische und Pionproduktions-Ereignisse (Summe der Reaktionen ${}^3\text{He}(e,e'n)\pi^0pp$ und ${}^3\text{He}(e,e'n)\pi^+pn$) nach einem Schnitt auf $q^\perp < 150 \text{ MeV}/c$ (siehe Abbildung 8.4). Durch die Näherung für W nach (8.6) ergibt sich für quasielastische Streuung kein schmaler Peak um die Neutronmasse, ebenso gibt es keine scharfe Schwelle für die Pionproduktion in dieser Variablen. Der Abfall bei großem W , insbesondere auch für die Pionproduktionsereignisse, beruht auf der beschränkten Impulsakzeptanz des Spektrometers; vergleiche auch Abbildung 8.5.

dennoch mögliche Schnitte auf die rekonstruierbare Kinematik zu motivieren und den verbleibenden Einfluss dieser inelastischen Ereignisse abzuschätzen.

Einer Simulation auf Grundlage von MAID zufolge ist der Anteil Pionen, die in Richtung des Neutronendetektors produziert werden, aufgrund des isotropen Zerfalls im γN -Schwerpunktsystem eine Größenordnung geringer als der Anteil der Nukleonen, welche diesen erreichen. Die geladenen Pionen hinterlassen in den Veto-Detektoren ein Signal und werden somit unterdrückt, und auch die ungeladenen Pionen, welche mit einer geringen Lebensdauer von $8 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ vorwiegend in zwei Photonen zerfallen und damit in der Bleiabschirmung einen Schauer geladener Teilchen verursachen können, werden einer Geantsimulation zufolge, welche im Vorhinein für die Optimierung dieses Experiments genutzt wurde, zu etwa 90% als geladene Teilchen identifiziert [DHR⁺05]. Infolgedessen ist der Anteil Ereignisse der Art ${}^3\text{He}(e,e'\pi)X$, bei denen das Pion als Neutron missidentifiziert werden kann, insgesamt vernachlässigbar gegenüber den Pionproduktionsereignissen, bei denen eines der Nukleonen im Neutronendetektor nachgewiesen wird. Für die folgende Abschätzung werden diese Ereignisse daher nicht berücksichtigt.

Bei den Reaktionen ${}^3\text{He}(e',ep)\pi^0pn$ sowie ${}^3\text{He}(e',ep)\pi^-pp$ wird wiederum ein Pro-

ton im Neutronendetektor nachgewiesen, welches durch eine Missidentifikation oder einen zusätzlichen Konversionsprozess in der Abschirmung als Neutron identifiziert werden kann. Da die Missidentifikationswahrscheinlichkeit sich um die Größenordnung $\mathcal{O}(1\%)$ bewegt (siehe Abschnitt 8.3), lässt sich der Einfluss dieser Kanäle ebenfalls vernachlässigen.

Relevant sind hingegen die beiden Reaktionen ${}^3\text{He}(e,e'n)\pi^0\text{pp}$ und ${}^3\text{He}(e,e'n)\pi^+\text{pn}$. Der Simulation zufolge ist die Anzahl der Ereignisse für beide Reaktionen etwa gleich, jedoch sind die möglichen Asymmetrien für den zweiten Kanal durch die geringe Polarisation der Protonen im Heliumkern um ein bis zwei Größenordnungen geringer, weshalb dessen maximaler Einfluss letztlich ebenfalls sehr klein ist.

In Abbildung 8.4 ist die aus der Simulation erwartete Verteilung der Ereignisse in der W - q^\perp -Ebene aufgetragen für quasielastische Ereignisse sowie die Summe der Ereignisse der Reaktionen ${}^3\text{He}(e,e'n)\pi^+$ und ${}^3\text{He}(e,e'n)\pi^0$, in Abbildung 8.5 die entsprechenden Verteilungen in der θ_e - W -Ebene. Zusätzlich zu dem Schnitt auf $q^\perp < 150\text{ MeV}/c$ wurde im Folgenden ein Schnitt auf W für die Selektion quasielastischer Ereignisse verwendet. Der Schnitt $W < 1030\text{ MeV}/c^2$ wurde ursprünglich derart gewählt, dass der abgeschätzte Einfluss der relevanten Pionproduktionsereignisse 5% betrug; im Laufe der Analyse änderte sich die Abschätzung dieses Beitrags geringfügig, die Schnittgrenze wurde dennoch beibehalten, siehe Abschnitt 8.4.5.

Für den verbliebenen Anteil der Pionproduktionsereignisse relativ zu der Anzahl quasielastischer Streuprozesse am Neutron ergab sich mit den gewählten Schnitten

$$N_{n\pi^0}/N_n \approx 0.7\%; \quad N_{n\pi^+}/N_n \approx 0.9\%. \quad (8.7)$$

8.2.1. Neutronselektion

Den dominierenden Anteil an geladenen Teilchen, die zum Elektronarm koinzident sind und als Neutronen missidentifiziert werden können, machen Protonen aus, die aufgrund der ähnlichen Masse zum Neutron auch ähnliche kinematische Korrelationen zum Elektronarm haben – siehe Abbildung 8.6 für das erwartete Verhältnis der Anzahl von Proton- und Neutronereignissen ohne Berücksichtigung der Nachweiseffizienzen. Im Folgenden wird die Vetobedingung erörtert, die zur Unterdrückung geladener Teilchen verwendet wurde.

Ziel war es, mit den zur Verfügung stehenden Informationen einen guten Kompromiss zu finden zwischen einer effizienten Zurückweisung geladener Teilchen, so dass die Anzahl der als Neutronen missidentifizierten geladenen Teilchen gering ist, auf der anderen Seite allerdings nicht zu harten Bedingungen, die ein Teilchen erfüllen muss, um als Neutron identifiziert zu werden, damit die Statistik der Neutronenereignisse nicht unverhältnismäßig reduziert wird.

Für die Identifikation geladener Teilchen waren im Wesentlichen die dünnen Veto-detektoren vor dem eigentlichen Neutronendetektor gedacht. Dazu stehen für jeden Bar

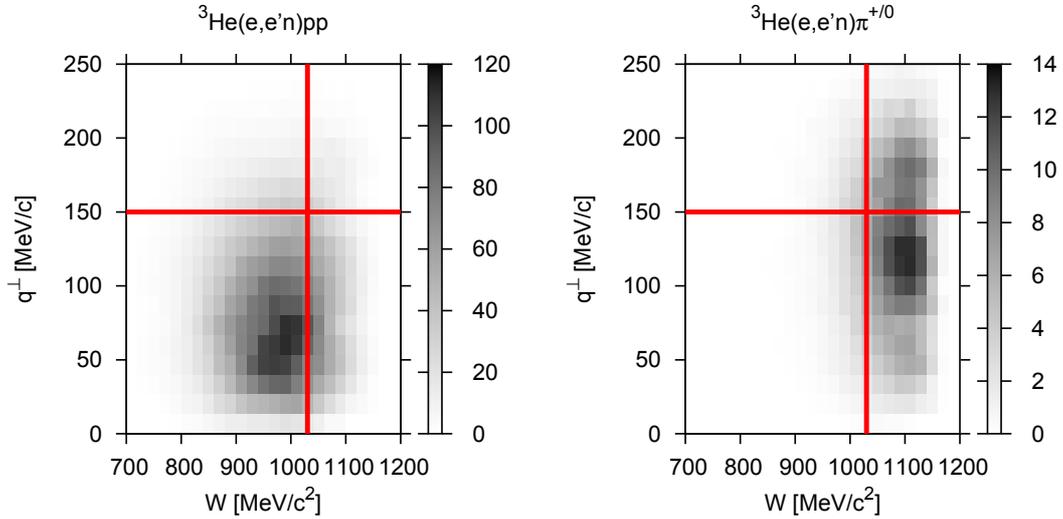


Abbildung 8.4.: Simulation: q^\perp gegen W für quasielastische Streuung (links) und für Pionproduktionsereignisse (rechts). Die in der Analyse verwendeten Schnitte sind als rote Linien dargestellt.

zwei Messgrößen zur Verfügung: zum einen der ausgelesene ADC-Wert des Signals, zum anderen – sofern vorhanden – der TDC-Wert.

In Abbildung 8.7 sind die nach Abschnitt 7.2.1 kalibrierten ADC-Spektren zweier Bars gezeigt. Die Separation zwischen Untergrundsignal und Teilchenpeak ist nicht hinreichend, um einen sinnvollen Schnitt auf das ADC-Signal für die Unterscheidung eines geladenen von einem ungeladenen Teilchen unter den zuvor erwähnten Aspekten zu ermöglichen – selbst bei der Kombination zweier hintereinander liegender Bars.

Aufgrund dessen wurde als Nachweis eines geladenen Treffers gefordert, dass ein TDC-Signal vorhanden war und der Treffer in dem Veto-Bar koinzident (± 5 ns) zu dem nachgewiesenen Ereignis.¹

Es wurde allerdings festgestellt, dass für diese Vetobedingung noch ein relativ hoher Anteil an Protonen in den Neutronspektren übrig blieb (siehe Abschnitt 8.4). Für eine geringe mittlere Polarisation der missidentifizierten Protonen ist der erwartete effektive Einfluss auf den Wert für G_E^n/G_M^n bei der Bestimmung über die Doppelasymmetriemethode zwar gering, jedoch werden die gemessenen Asymmetrien verdünnt und der relative

¹Das Ansprechen eines TDCs ist dadurch bedingt, dass das analoge Photomultiplier-Signal die eingestellte Schwelle des Diskriminators übersteigt. Während hohe ADC-Signale auch möglich sind durch die Summe vieler niederenergetischer Beiträge innerhalb des ADC-Gates, spricht der Diskriminator nur für ein Signal mit einem hohen Peak an. Somit gibt es auch keinen scharfen ADC-Schwellwert, ab dem TDC-Signale vorhanden sind.

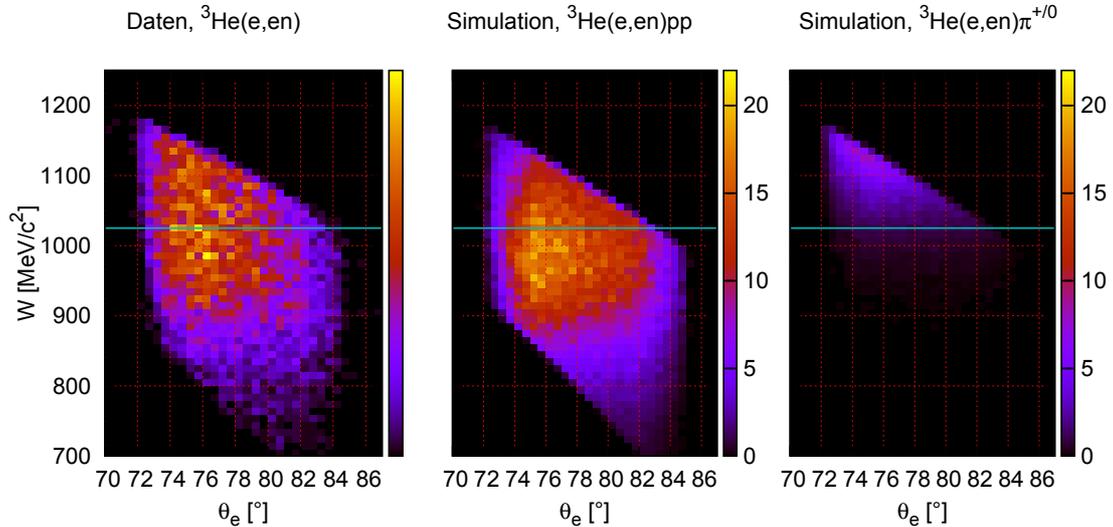


Abbildung 8.5.: Elektronstreuwinkel θ_e gegen W nach Gleichung (8.6). Im rechten Bild ist nach einer auf MAID basierenden Simulation die erwartete Anzahl der Ereignisse (w.E.) aus den Reaktionen ${}^3\text{He}(e,e'n)\pi^+$ und ${}^3\text{He}(e,e'n)\pi^0$ dargestellt; diese finden sich im Wesentlichen bei hohem W , durch den Fermiimpuls der Nukleonen gibt es allerdings keine scharfe Schwelle. Im mittleren Bild ist ebenfalls nach Simulation die erwartete Anzahl Ereignisse bei quasielastischer Streuung am Neutron gezeigt, die Skalierung der Ereignisanzahl ist die gleiche wie im rechten Bild. Die relativ scharfe Beschränkung in der θ_e - W -Ebene beruht im Wesentlichen auf der Akzeptanz des Spektrometers. Zum Vergleich ist im linken Bild die Verteilung der gemessenen Daten bei Identifikation eines Neutrons gezeigt, welche also sowohl Neutronen aus quasielastischer Streuung als auch Neutronen der Pionelektroproduktionsereignisse beinhalten. Der cyanfarbene Strich deutet den Analyseschnitt an, der verwendet wurde, um den Anteil der Pionproduktionsereignisse zu reduzieren.

statistische Fehler wird damit größer. Daher wurde zusätzlich zu den eigentlichen Vetodetektoren noch die erste Lage der E-Bars des Neutrontektors für die Protonunterdrückung hinzugenommen – auf Kosten von Neutronereignissen, bei denen das Neutron bereits in der ersten Lage durch einen Sekundärprozess ein hohes Signal hinterlassen hat. Bei diesen E-Bars wurde ein Schnitt auf das kalibrierte geometrische Mittel der beiden ADCs durchgeführt, siehe Abbildung 8.8.

Im Prinzip kann man die Überprüfung nach einem geladenen Treffer in den Vetolagen auch auf den Bereich einschränken, der durch die rekonstruierte Trajektorie des Teilchens vorgegeben ist. Bei der vorhandenen Auflösung (für die Vetodetektoren hat man keine Höheninformation, da diese jeweils nur einen Photomultiplier hatten und die

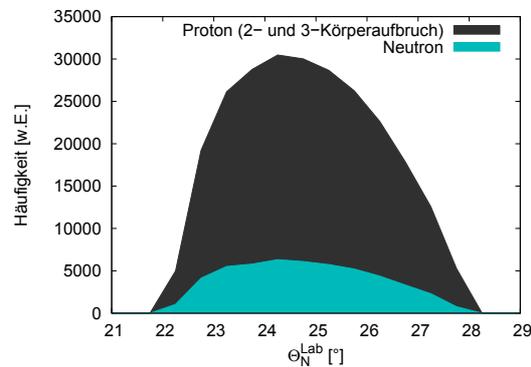


Abbildung 8.6.: Simulation: Anzahl der Protonen und Neutronen, die bei quasielastischer Streuung in das Neutronendetektorvolumen rückgestreut werden. θ_N^{LAB} ist der Streuwinkel der Nukleonen im Laborsystem.

Zeitauflösung für die Bestimmung der Höhe eines Treffers mit nur einem PMT nicht hinreichend ist; die Auflösung in der horizontalen Ebene ist durch die Segmentierung des Neutronendetektors gegeben) erwies sich der Gewinn daraus allerdings im Vergleich zu den daraus resultierenden Komplikationen als zu gering. Somit wurden die Vetoebenen nur nach einem geladenen Treffer überprüft ohne Bezug zu dem rekonstruierten Flugweg des Teilchens. Der Einfluss unterschiedlicher Vetobedingungen auf die extrahierten Asymmetrien wird in Abschnitt 8.4 aufgezeigt.

8.3. Abschätzung des Protonuntergrunds

Einerseits können Protonen durch die Analyse als Neutronen fehlgedeutet werden, wobei die Anzahl missidentifizierter Protonen von der verwendeten Vetobedingung abhängt. Andererseits kann es aber auch zu Ladungsaustauschreaktionen in der Targetzellwand, der Targetbox und der Bleiabschirmung vor dem Neutronendetektor kommen.

Um den Anteil fehlidentifizierter Protonen abschätzen zu können, wurden Messungen an einem Wasserstofftarget durchgeführt, sowohl zu Beginn als auch am Ende der Strahlzeit. Da nach den ersten Wasserstoffmessungen noch Änderungen am Setup, den Hochspannungen und den Diskriminatorschwellen durchgeführt wurden, werden nur die Messungen am Ende der Strahlzeit für diese Abschätzung verwendet. Diese wurden bei einem Strahlstrom von $11 \mu\text{A}$ durchgeführt, die Gesamtladung betrug $67.6 \mu\text{Ah}$ bei einem Targetdruck von etwa 4 Bar.

Im Gegensatz zu Messungen am Heliumtarget ist bei der elastischen Streuung am Wasserstoff sichergestellt, dass es sich bei dem Targetnukleon um ein Proton handelt, weshalb sich der Fehlidentifikationsanteil der Protonen leicht bestimmen lässt.

Um ein Teilchen als Proton zu identifizieren wurde gefordert, dass eine Teilchenspur in

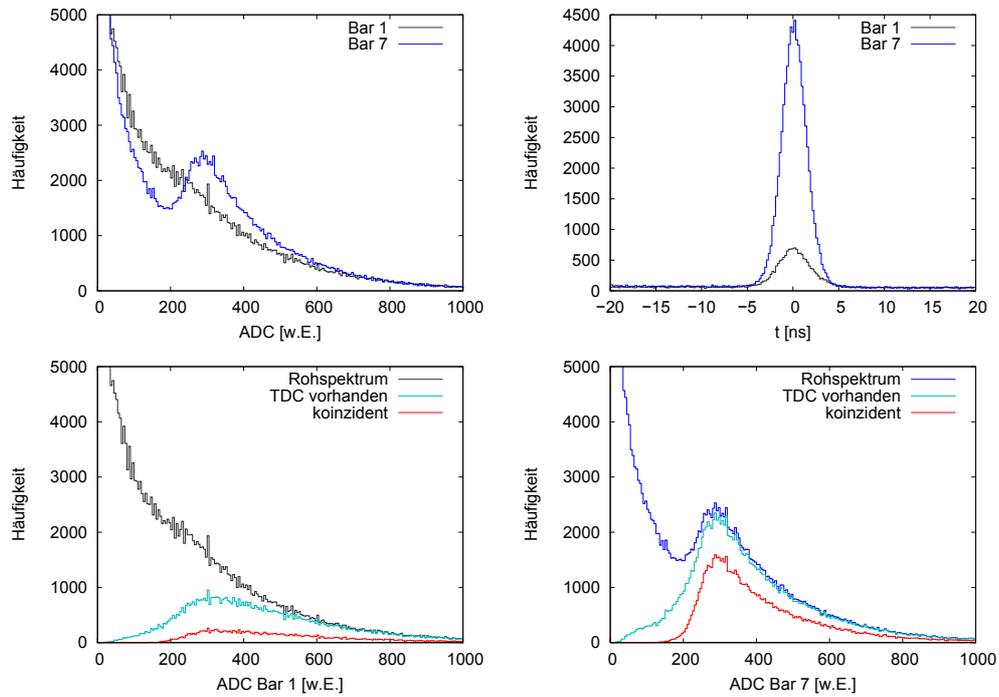


Abbildung 8.7.: Neutronendetektor Veto-Bars: ADCs und TDCs. Bar 7 ist zentral angeordnet, Bar 1 ist einer der äußeren Veto-Bars (zur Seite des Strahlfängers hin). Oben links sind die ADC-Werte der beiden Bars histogrammiert dargestellt. Während bei Bar 7 der Protonpeak deutlich sichtbar ist, ist er bei Bar 1 kaum zu erkennen. Aufgrund der Kinematik unterscheiden sich die Zählraten echter Teilchenereignisse der beiden Bars stark. Oben rechts ist die aus dem TDC-Wert erhaltene, korrigierte Koinzidenzzeit des jeweiligen Veto-Bars gezeigt. In den unteren Bildern sind für die beiden Bars (links: Bar 1, rechts: Bar 7) nochmals sämtliche ADC-Werte gezeigt sowie die ADC-Werte bei einem Schnitt darauf, dass ein TDC-Wert vorhanden war sowie bei einem Schnitt auf die Koinzidenzzeit (siehe Bild rechts oben, $-5 \text{ ns} < t < 5 \text{ ns}$).

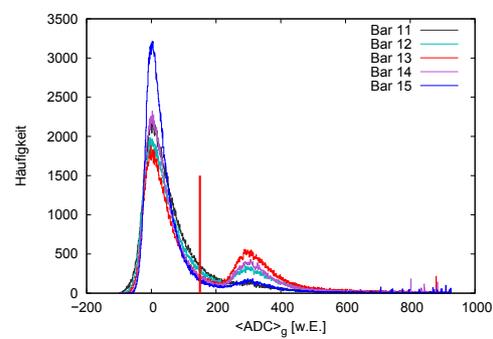


Abbildung 8.8.: Geometrisches Mittel der ADCs der ersten Lage des Neutronendetektors (siehe 7.2.1). Der Protonpeak ist deutlich bei $\langle \text{ADC} \rangle_g \approx 300$ zu erkennen. Ereignisse, bei denen sämtliche $\langle \text{ADC} \rangle_g$ -Werte der ersten Lage unterhalb der Schwelle lagen, die als vertikale, rote Linie dargestellt ist, wurden als mögliche Neutronenereignisse identifiziert.

mindestens einem der Veto-Detektoren und zwei vom Vertex aus betrachtet geradlinig dahinterliegenden Szintillatoren vorhanden war. Das Verhältnis aus Neutronen, die als Neutronen nachgewiesen wurden, zu Protonen, die als Protonen identifiziert wurden, betrug

$$V_{p \rightarrow n} = \frac{N_{p \rightarrow n}}{N_p} = (1.1 \pm 0.1) \% \quad (8.8)$$

Die Anzahl Protonen, die in den Heliumdaten als Neutronen missidentifiziert wurden, lässt sich damit abschätzen zu

$$N_{p \rightarrow n, {}^3\text{He}} = V_{p \rightarrow n} \cdot N_{p, {}^3\text{He}}, \quad (8.9)$$

wobei $N_{p, {}^3\text{He}}$ die Anzahl Protonen ist, die für die Heliumdaten mit den gleichen Protonidentifikationsschnitten wie für die Wasserstoffdaten gefunden wurde.

Der relative Anteil D_p der missidentifizierten Protonen an den insgesamt als Neutronen identifizierten Teilchen ergibt sich damit zu

$$D_p = \frac{N_{p \rightarrow n, {}^3\text{He}}}{N_{p \rightarrow n, {}^3\text{He}} + N_{n, {}^3\text{He}}} = 0.130 \pm 0.015. \quad (8.10)$$

Dabei wurde vernachlässigt, dass auch Neutronen als Protonen missidentifiziert werden können, deren Anzahl von der gewählten Protonidentifikation selbst abhängen kann. D_p wurde für eine Reihe verschiedener Kriterien (Tabelle 8.1) bestimmt; die Ergebnisse dazu sind in Abbildung 8.9 gezeigt und miteinander verträglich. Für die Analyse wurde als relativer Anteil der missidentifizierten Protonen der Mittelwert der unterschiedlichen Ergebnisse verwendet, die Unsicherheit wurde symmetrisch gewählt und konservativ dahingehend, dass sie sämtliche Einzelergebnisse mitsamt Fehler abdeckt:

$$D_p = 0.128 \pm 0.017 \quad (8.11)$$

Um den Anteil der als Protonen missidentifizierten Neutronen bestimmen zu können wäre es notwendig, neben dem Wasserstoff- und ${}^3\text{He}$ -Target noch ein weiteres Target mit anderem Proton-zu-Neutron-Verhältnis zu verwenden, wie zum Beispiel ein Stickstofftarget. Aus zeitlichen Gründen wurde in der Strahlzeit darauf verzichtet.

Bezeichnung	Verwendete Schnitte
Proton 1	Ansprechen mindestens eines Veto-Bars falls Zeitinformation: koinzident, sonst ADC-Wert im Protonpeak oder höher und zweier geometrisch passender E-Bars dahinter falls Zeitinformation: koinzident, sonst $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$
Proton 2	Ansprechen dreier direkt hintereinandergelegener E-Bars $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$
Proton 3	Ansprechen dreier direkt hintereinandergelegener E-Bars $500 > \langle \text{ADC} \rangle_g > 150$
Proton 4	Ansprechen dreier hintereinandergelegener E-Bars $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$ mit einem zugelassenen Versatz der Bars
Proton 5	Ansprechen zweier direkt hintereinandergelegener E-Bars $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$
Proton 6	Ansprechen zweier hintereinandergelegener E-Bars $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$ mit einem zugelassenen Versatz der Bars

Tabelle 8.1.: Verschiedene Protonidentifikationskriterien

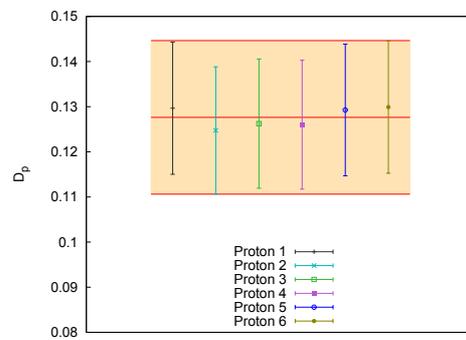


Abbildung 8.9.: Relativer Anteil Protonuntergrund, bestimmt unter Verwendung unterschiedlicher Protonidentifikationskriterien (siehe Tabelle 8.1).

8.4. Bestimmung der experimentellen Asymmetrien in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$

Zur Selektion der quasielastischen Neutronereignisse wurden die in Kapitel 7 sowie in Abschnitt 8.2 diskutierten Schnitte benutzt, die geladenen Teilchen wurden mit den Vetobedingungen aus 8.2.1 unterdrückt.

Für jede der vier Targetspinorientierungen wurden die experimentellen Asymmetrien nach

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}, \quad (8.12)$$

bestimmt, wobei N^+ die Anzahl der Ereignisse ist, die bei positiver Helizität detektiert wurden und N^- entsprechend bei negativer Helizität, für die Berechnung des statistischen Fehlers siehe Anhang A.5. In Abbildung 8.10 links sind diese Asymmetrien ohne jegliche Korrekturen für verschiedene Vetobedingungen gezeigt. θ^* ist dabei der Winkel zwischen dem (zentralen) Impulsübertrag und der Orientierung der Targetpolarisation im Laborsystem. Das Setup für $\theta^* = 0^\circ$ ist also gerade das, bei dem die Targetpolarisation in Richtung des Neutronendetektors orientiert war; bei $\theta^* = 90^\circ$ war die Polarisationsrichtung bei Sicht von oben im mathematisch positiven Sinn um 90° in der horizontalen Ebene gedreht usw. Für eine bessere Übersichtlichkeit wurden die Asymmetrien der verschiedenen Vetobedingungen in dem Graphen horizontal gegeneinander versetzt. Die Asymmetrien bei 0° und bei 180° sind nicht sensitiv auf die Formfaktoren. Stattdessen hängen sie im Wesentlichen nur von den kinematischen Größen ab sowie von der Elektron- und Neutronpolarisation. Unter Berücksichtigung dieser Größen sowie der relativen Neutronpolarisation aus Abschnitt 8.2, wobei die mittlere Elektronpolarisation etwa 76.3% betrug und die mittlere Heliumpolarisation 55.6%, erwartet man etwa -38% für die Asymmetrie bei $\theta^* = 0^\circ$ und $+38\%$ für die Asymmetrie bei $\theta^* = 180^\circ$. Es ist unschwer zu erkennen, dass die Asymmetrien für die verschiedenen Bedingungen zum Teil deutlich davon abweichen. Der wesentliche Grund dafür ist, dass die Effektivität der einzelnen Bedingungen, geladene Teilchen zu unterdrücken, unterschiedlich ist. In dem zweiten Bild von rechts ist der relative Anteil missidentifizierter Protonen (D_p) dargestellt, der mit der Abschätzung nach Abschnitt 8.3 bestimmt wurde. Aufgrund dieser großen Unterschiede variiert auch die Anzahl der als Neutronen nachgewiesenen Teilchen sehr, zweites Bild von links. In dem Bild rechts ist letztlich das Verhältnis der senkrechten zu den parallelen Asymmetrien gezeigt, aus dem mit dieser Messmethode G_E^n/G_M^n bestimmt werden kann. Dazu wurden die Beträge der senkrechten Asymmetrien statistisch gemittelt, ebenso die Beträge der parallelen Asymmetrien, und das Verhältnis dieser beiden Größen wurde gebildet. Während die Einzelasymmetrien für die verschiedenen Vetobedingungen um bis zu einen Faktor zwei voneinander abweichen, ist der Einfluss des Untergrunds auf das Asymmetrieverhältnis deutlich reduziert, da sich der unpolarisierte Anteil bis auf statistische Fluktuationen herauskürzt (siehe Abschnitt 3.1), wobei der Untergrund durch rückgestreute Protonen dominiert wird. Diese verursachen aufgrund ihrer geringen relativen Polarisation im Heliumkern nur kleine Helizitätsasymmetrien.

Die einzelnen Vetobedingungen sind in Tabelle 8.2 angegeben. Im Hinblick auf einen möglichst kleinen statistischen Fehler und einen geringen Anteil missidentifizierter Protonen und einer damit einhergehenden geringen Korrektur wurde in dieser Arbeit zur Selektion von Neutronen die Vetobedingung *Neutron 5* verwendet.

Vernachlässigt man die Asymmetrie des Untergrunds, so dass dessen Einfluss lediglich in einer Verringerung der Asymmetrien in gleichem Verhältnis besteht ($V^\perp = V^\parallel$, vergleiche Gleichung (3.18)), und nimmt man an, das mittlere Polarisationsprodukt aus Elektronstrahlpolarisation und Neutronpolarisation sei gleich für die Messungen bei senkrechter wie paralleler Polarisationsausrichtung ($\langle P_e \cdot P_n \rangle^\perp = \langle P_e \cdot P_n \rangle^\parallel$), lässt sich aus dem Verhältnis der senkrechten zu den parallelen Asymmetrien G_E^n/G_M^n nach (3.12) bestimmen:

$$G_E^n/G_M^n = -\frac{A_\perp}{A_\parallel} \frac{\tau \tan \frac{\theta_e}{2} \sqrt{1 + \tau + (1 + \tau)^2 \tan^2 \frac{\theta_e}{2}}}{\sqrt{\tau(1 + \tau)} \tan \frac{\theta_e}{2}} \quad (8.13)$$

Setzt man für die kinematischen Größen die jeweiligen Mittelwerte ein, so erhält man daraus

$$G_E^n/G_M^n^{(0)} = -0.138 \pm 0.033 \quad (8.14)$$

bei einem mittleren Viererimpulsübertrag von $\langle Q^2 \rangle = 1.58 \text{ (GeV/c)}^2$; der Index $^{(0)}$ wurde dabei für einen späteren Vergleich eingeführt.

Im Folgenden müssen allerdings verschiedene Korrekturen an die rohen Asymmetrien angebracht werden. Einige davon lassen sich relativ leicht in einer integralen Analyse durchführen. Zufällige Koinzidenzen U , deren Rate unterschiedlich sein kann für die jeweiligen beiden Helizitäten, und voneinander abweichende integrierte Luminositäten L lassen sich beispielsweise durch eine Änderung von (8.12) in

$$A = \frac{(N^+ - U^+)/L^+ - (N^- - U^-)/L^-}{(N^+ - U^+)/L^+ + (N^- - U^-)/L^-} \quad (8.15)$$

berücksichtigen. Verschiedene mittlere Polarisierungen für die einzelnen Targetorientierungen lassen sich im Prinzip einfach bestimmen.

Andere Korrekturen sind allerdings schwierig zu realisieren. So hängen die Asymmetrien nicht nur von den Formfaktoren ab, sondern auch von kinematischen Größen. Aufgrund deren Korrelation untereinander ist es daher im Allgemeinen nicht hinreichend, die jeweiligen Mittelwerte für die Extraktion von G_E^n/G_M^n zu berücksichtigen. Insbesondere die tatsächliche Orientierung zwischen Impulsübertrag und Polarisationsrichtung ist für verschiedene Ereignisse unterschiedlich. Daher kommt es für die *gemessenen* Asymmetrien zu einer Mischung der Anteile von A_I und A_S , siehe Abbildung 3.3. In der Analyse muss daher die Winkelverteilung berücksichtigt werden.

Deshalb wurde im Folgenden von einer integralen Analyse übergegangen zu einer ereignisweisen Analyse, bei der unter anderem die kinematischen Größen Ereignis für Ereignis berücksichtigt werden.

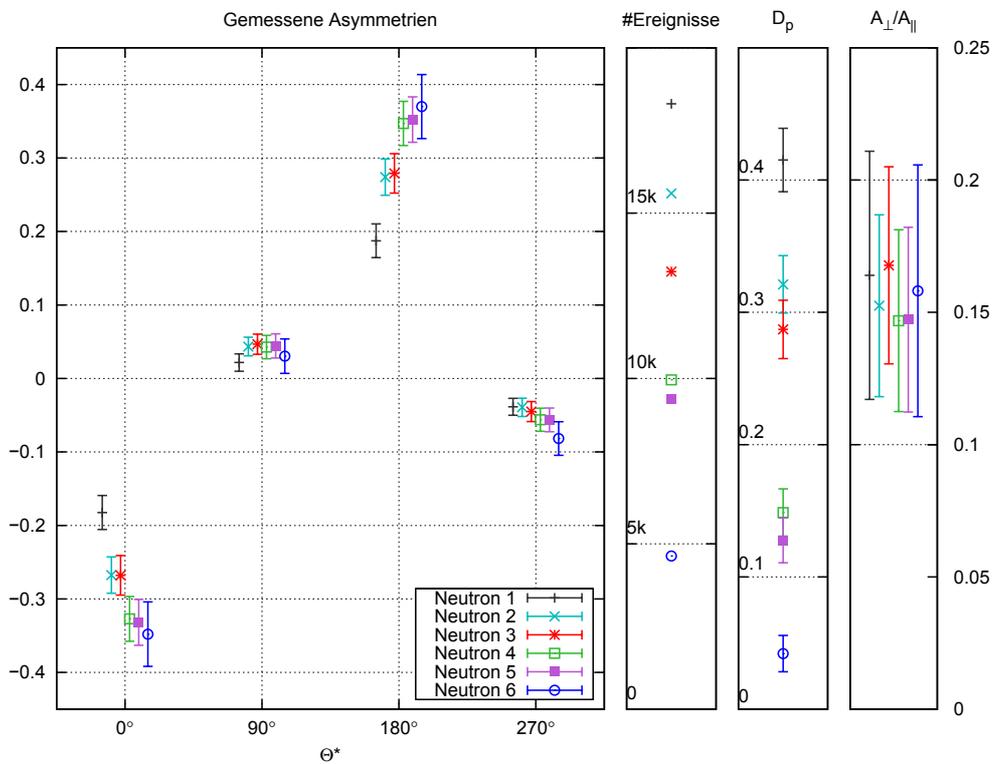


Abbildung 8.10.: Einfluss unterschiedlicher Vetobedingungen. Im linken Bild sind die unkorrigierten, gemessenen Asymmetrien bei den verschiedenen Targetpolarisationsorientierungen gezeigt, die sich mit den jeweiligen Vetobedingungen (siehe Tabelle 8.2) ergeben. Die beiden parallelen und die beiden senkrechten Asymmetrien stimmen im Rahmen der statistischen Fehler jeweils überein. Im zweiten Bild von links ist die Anzahl der Ereignisse mit diesen Bedingungen dargestellt, im zweiten Bild von rechts die Abschätzung für den relativen Anteil D_p der Ereignisse, der von Protonenuntergrund herkommt. Im rechten Bild ist das Verhältnis der Asymmetrien bei senkrechter (gemittelt) und bei paralleler (gemittelt) Polarisationsorientierung gezeigt, aus dem G_E^n/G_M^n über (3.18) bestimmt werden kann.

Bezeichnung	Verwendete Schnitte
Neutron 1	Ansprechen eines Veto-Bars Zeitsignal koinzident oder früher ²
Neutron 2	Ansprechen eines Veto-Bars oder eines E-Bars vor der gefundenen Spur Veto-Bar: Zeitsignal koinzident E-Bar: Zeitsignal koinzident, falls nicht vorhanden: $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$
Neutron 3	Ansprechen eines E-Bars E-Bar: Zeitsignal koinzident, falls nicht vorhanden: $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$
Neutron 4	Ansprechen eines Veto-Bars oder eines E-Bars wie <i>Neutron 2</i> , jedoch wurden alle Bars überprüft, nicht nur vor der Spur
Neutron 5	Ansprechen eines Veto-Bars oder eines E-Bars Veto-Bar: Zeitsignal koinzident E-Bar: $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$
Neutron 6	Ansprechen eines Veto-Bars oder eines E-Bars vor der gefundenen Spur Veto-Bar: Zeitsignal koinzident oder $\text{ADC}_{\text{korrigiert}} > 150$ E-Bar: Zeitsignal koinzident, falls nicht vorhanden: $\langle \text{ADC} \rangle_g > 150$

Tabelle 8.2.: Verschiedene Vetobedingungen, die verwendet wurden, um geladene Teilchen zu unterdrücken. Die großen Szintillatoren der vordersten Lage werden als E-Bars bezeichnet.

8.4.1. Ereignisweise Analyse

Für jede der vier Polarisationsrichtungen wurde in Abschnitt 8.4 ein Schätzwert für die zugrundeliegende Asymmetrie A bezüglich der Helizität dadurch bestimmt, dass für die Gesamtzahl von N Ereignissen die Asymmetrie bezüglich der Anzahl Ereignisse bei positiver und negativer Helizität gebildet wurde,

$$A \sim A_{\text{exp}} = \frac{N^+ - N^-}{N}, \quad \text{mit } N = N^+ + N^-. \quad (8.16)$$

Die erwartete Anzahl von Ereignissen bei positiver beziehungsweise negativer Helizität hängt von der zugrundeliegenden (physikalischen) Asymmetrie A ab,³

$$N^+(A) = \frac{1}{2}(1 + A) \cdot N, \quad (8.17)$$

$$N^-(A) = \frac{1}{2}(1 - A) \cdot N. \quad (8.18)$$

³Voraussetzung ist, dass die integrierten Luminositäten für beide Helizitäten gleich sind.

Die Wahrscheinlichkeit p dafür, dass ein aus der Gesamtmenge willkürlich herausgegriffenes Ereignis bei einer positiven beziehungsweise negativen Elektronhelizität ($h = +1$ beziehungsweise $h = -1$) stattfand, ist damit

$$p(h,A) = \frac{1}{2}(1+A) \quad \text{für } h = +1, \quad (8.19)$$

$$p(h,A) = \frac{1}{2}(1-A) \quad \text{für } h = -1. \quad (8.20)$$

$$(8.21)$$

Ein Schätzer für die Asymmetrie A lässt sich nun aus der Menge der Ereignisse dadurch bestimmen, dass das Produkt aller Einzelwahrscheinlichkeiten

$$p(A) = \prod_i p_i(h_i, A) \quad (8.22)$$

in Abhängigkeit von A maximiert wird. In anderen Worten: Es wird die Asymmetrie A bestimmt, welche die vorliegende Helizitätsverteilung der Ereignisse am besten beschreibt. Ein solches Verfahren wird als *Maximum-Likelihood-Methode* bezeichnet.

Aus numerischen Gründen bietet es sich an, anstatt der Likelihoodfunktion L (hier: $p(A)$) deren Logarithmus $\ln L$ zu maximieren beziehungsweise deren negativen Logarithmus zu minimieren, da der Logarithmus des Produkts der Einzelwahrscheinlichkeiten dann in eine Summe zerlegt werden kann. Der Logarithmus ist eine streng monoton wachsende Funktion, das Maximum der Likelihoodfunktion ist damit ebenfalls das Maximum der logarithmierten Likelihoodfunktion.

Die Helizitätsasymmetrie selber ist für den hier vorliegenden Fall der quasielastischen Elektronstreuung am polarisierten Neutron für jede der vier Polarisationsorientierungen (θ_j^* , $j = 1,2,3,4$) in einer ersten Näherung eine Funktion von $g \equiv G_E^n/G_M^n$, wenn die ereignisweise Variation der kinematischen Variablen vernachlässigt wird. Die gemessene Asymmetrie kann desweiteren durch Untergrundbeiträge verfälscht oder durch von 100% abweichende Polarisierungen des Elektrons und des Targets vermindert werden (zusammengefasst als Faktor V_j), so dass sich für die vier Asymmetrien

$$A_{\theta_j^*}(V_j, g) = -\frac{ag \sin(\theta_j^*) + b \cos(\theta_j^*)}{cg^2 + d} \cdot V_j \quad (8.23)$$

mit den kinematischen Faktoren a , b , c und d ergibt, vergleiche (3.12). Unter der Annahme ($V_j = V \forall j$) lassen sich nun V und g durch die Maximierung der Likelihoodfunktion bestimmen, wobei alle vier Asymmetrien gleichermaßen in den Fit einbezogen werden.

Qualitativ betrachtet passt der Fit den Wert für V an die parallelen Asymmetrien an, welche praktisch unabhängig von g sind. Die senkrechten Asymmetrien hängen gleichermaßen von V und g ab, so dass g „daraufhin“ durch diese bestimmt wird. Die Anpassung von V mittels der parallelen Asymmetrien ist also praktisch das Analogon zu der „Normierung“ der senkrechten Asymmetrien durch die parallelen Asymmetrien in

der integralen Analyse, in der ebenfalls Absolutwerte der Polarisationen sowie unpolarisierte Untergrundbeiträge herausfallen. Für eine Messung, bei der nur die senkrechten Asymmetrien gemessen wurden, lassen sich g und V nicht unabhängig voneinander bestimmen. Um V festzulegen, müssen die Polarisationen dann absolut bestimmt werden, ebenso wie der Anteil von Untergrundereignissen, selbst wenn dieser unabhängig von der Helizität des Elektrons ist.

Der Maximum-Likelihood-Fit ergab mit den oben erwähnten Näherungen

$$G_{\text{E}}^{\text{n}}/G_{\text{M}}^{\text{n}(1)} = -0.138 \pm 0.033, \quad (8.24)$$

wobei der Fehler über die Inverse der Kovarianzmatrix abgeschätzt wurde (siehe zum Beispiel [N⁺10]).

Das Ergebnis ist identisch zu $G_{\text{E}}^{\text{n}}/G_{\text{M}}^{\text{n}(0)}$ bis auf relative Abweichungen von 5 ppm für den Wert und 220 ppm für den Fehler.

Zunächst scheint damit nichts gewonnen zu sein. Der wesentliche Vorteil besteht allerdings darin, dass nun in der ereignisweisen Analyse für jedes Ereignis die rekonstruierten kinematischen Größen, die derzeit vorliegenden Polarisationsgrade und dergleichen in einfacher Weise berücksichtigt werden können.

In einem nächsten Schritt wurde somit die Näherung aufgegeben, die Polarisationen des Elektronstrahls und des Neutrons seien konstant. Dazu wurde in (8.23) V ersetzt durch $V \cdot P_{\text{e}} \cdot P_{3\text{He}} \cdot \frac{P_{\text{n}}}{P_{3\text{He}}} \cdot D_{\text{N}_2}$ mit der jeweils vorliegenden Elektronpolarisation nach Abschnitt 6.1, der Heliumpolarisation nach Abschnitt 6.2, der mittleren relativen Neutronpolarisation nach (8.4) und der Abschätzung der effektiven Minderung der Neutronpolarisation durch die Beigabe von Stickstoff zu dem Helium ($D_{\text{N}_2} \approx 0.99$). Da letztere beide Konstanten sind, hat deren konkreter Zahlenwert keinen Einfluss auf die Bestimmung von g durch den Fit, nur der Wert für V ändert sich entsprechend. Die eingesetzten Werte der Elektron- und Heliumpolarisation beruhen auf fehlerbehafteten Messungen, der Einfluss dieser Fehler auf den Fit wird in Abschnitt 8.4.8 untersucht.

Ergebnis war

$$G_{\text{E}}^{\text{n}}/G_{\text{M}}^{\text{n}(2)} = -0.142 \pm 0.032. \quad (8.25)$$

Sowohl das Vorzeichen als auch der Betrag der Änderung zu dem Ergebnis ohne Berücksichtigung der Polarisationen birgt keine tiefsinnigen Informationen. Beides resultiert lediglich aus der zeitlichen Abfolge der Messungen. Messungen direkt nach einem Zellwechsel fanden bei einer höheren Heliumpolarisation statt als Messungen kurz vor dem Auswechseln der Zelle, da die Polarisation in der Zwischenzeit durch die verschiedenen Relaxationsprozesse um bis zu 50% gesunken sein konnte. Um die daraus resultierende Korrektur im Vorfeld verhältnismäßig klein zu halten, wurde die Reihenfolge der Messungen bei verschiedenen Targetwinkeln basierend auf den bislang gemittelten Polarisationsprodukten im Verlauf der Strahlzeit angepasst.

In einem weiteren Schritt wurden die kinematischen Größen berücksichtigt, die in die jeweils erwarteten Asymmetrien eingehen:

$$A(V,g) = -\frac{ag \sin(\theta^*) \cos(\phi^*) + b \cos(\theta^*)}{cg^2 + d} \cdot V \cdot P_e \cdot P_{3\text{He}} \cdot \frac{P_n}{P_{3\text{He}}} \cdot D_{\text{N}_2}, \quad (8.26)$$

a, b, c, d : Funktionen von θ_e, τ ,

$$G_{\text{E}}^n/G_{\text{M}}^n{}^{(3)} = -0.138 \pm 0.032. \quad (8.27)$$

Das Vorzeichen und die Größe der Änderung nach Berücksichtigung der kinematischen Größen hängt davon ab, welche effektiven Werte zuvor dafür verwendet wurden. In diesem Fall wurden bislang die Mittelwerte über alle Ereignisse der kinematischen Größen des Elektrons verwendet, für die Winkel zwischen Impulsübertrag und Polarisationsorientierung wurde $\theta^* = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ sowie $\phi^* = 0^\circ$ angenommen.

Bei diesen Variablen handelt es sich um rekonstruierte Größen, die allein aus dem Elektronarm bestimmt werden. Als solche sind sie auch beeinträchtigt durch die Auflösung des Spektrometers. Zudem können sie durch Energieverlust, Vielfachstreuung und dergleichen beeinflusst werden. Diese Einflüsse werden in Abschnitt 8.4.6 behandelt.

Für die Bestimmung der Winkel θ^* und ϕ^* zwischen dem Impulsübertrag, der aus dem Elektronarm bestimmt wird, und der Richtung der Targetpolarisation wurde angenommen, dass letztere exakt in die jeweils gewünschte Richtung orientiert war. Der Fehler, der durch die endliche Justierbarkeit zustande kommt, wird in Abschnitt 8.4.7 abgeschätzt.

Das Verhältnis der Formfaktoren ist selbst eine Funktion von Q^2 . Der relative Verlauf des Formfaktorverhältnisses für den gemessenen Q^2 -Bereich könnte im Prinzip durch eine Parametrisierung berücksichtigt werden. Darauf wird jedoch verzichtet, für die gesamte Analyse wird angenommen, $G_{\text{E}}^n/G_{\text{M}}^n$ sei konstant über den untersuchten Q^2 -Bereich (vergleiche Abbildung 9.2), $G_{\text{E}}^n/G_{\text{M}}^n$ wird also über diesen Bereich gemittelt.

Die extrahierten Werte für $G_{\text{E}}^n/G_{\text{M}}^n$ aus der integralen Analyse mit den Näherungen aus Abschnitt 8.4 sind in Abbildung 8.11 zusammen mit den Werten aus der hier diskutierten ereignisweisen Analyse gezeigt. Der Einfluss der bislang diskutierten Anpassungen der Likelihood-Funktion ist daraus ersichtlich, ebenso wie der weiterer Anpassungen, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden. Eine Übersicht ist in Tabelle 8.3 gegeben.

Der bestimmte Wert für V sollte im Rahmen seiner Genauigkeit mit eins verträglich sein, da er ein Maß dafür darstellt, wie gut die gemessenen parallelen Asymmetrien, welche kaum von $G_{\text{E}}^n/G_{\text{M}}^n$ abhängen, mit den erwarteten Asymmetrien übereinstimmen. Eine signifikante Abweichung wäre ein Hinweis darauf, dass zum Beispiel die Kalibration der Polarisierungen falsch sein könnte, eine falsche Annahme für die Nukleonpolarisationen relativ zu der Heliumpolarisation zu Grunde liegen könnte, der Untergrund oder die zufälligen Koinzidenzen falsch modelliert ist oder auch relevante physikalische Beiträge höherer Ordnungen (wie der Zwei-Photon-Austausch) oder weitere Quellen falscher Asymmetrien nicht berücksichtigt wurden.

Schritt	Abschn.	Art	zusätzlich berücksichtigte Einflüsse
0	8.4	Integral	Verwendung der exp. Asymmetrien ohne jegliche Korrekturen
1	8.4.1	ML-Fit	Verwendung der exp. Asymmetrien ohne jegliche Korrekturen
2	8.4.1	ML-Fit	Berücksichtigung der Elektron- und Neutronpolarisation
3	8.4.1	ML-Fit	Berücksichtigung kinematischer Variablen
4	8.4.2	ML-Fit	Berücksichtigung helizitätsabhängiger Protonuntergrund
5	8.4.3	ML-Fit	Berücksichtigung zufällige Koinzidenzen
6	8.4.4	ML-Fit	Berücksichtigung Luminositätsschwankungen

Tabelle 8.3.: Verschiedene Analyseschritte zur Bestimmung von G_E^n/G_M^n . Die einzelnen Analyseschritte werden in dem jeweils angegebenen Abschnitt beschrieben.

8.4.2. Einfluss des Protonuntergrunds

Durch den Protonuntergrund erwartet man generell nur einen kleinen Effekt auf die Bestimmung von G_E^n/G_M^n . Dies liegt daran, dass die Asymmetrien der Protonen wegen der geringen Polarisation der Protonen sehr klein sind (siehe Abbildung 8.12 für einen Vergleich mit den Neutronasymmetrien). Die gemessenen parallelen und senkrechten Asymmetrien der Neutronen werden dann im Wesentlichen durch den gleichen Faktor reduziert, der in dem Verhältnis herausfällt. Dennoch soll der Einfluss hier abgeschätzt werden.

Die Asymmetrien der fehlidentifizierten Protonen lassen sich über die Asymmetrien der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ abschätzen. Analog zu den Asymmetrien der Neutronen können diese im Rahmen der Stoßnäherung durch

$$A(\theta^*, \phi^*) = -P_e P_{3\text{He}} \frac{P_p}{P_{3\text{He}}} \frac{a \left(\frac{G_E^p}{G_M^p} \right) \sin(\theta^*) \cos(\phi^*) + b \cos(\theta^*)}{c \left(\frac{G_E^p}{G_M^p} \right)^2 + d} \quad (8.28)$$

beschrieben werden. Dabei sind die Formfaktoren der Protonen mit hoher Präzision bekannt. Die mittlere Polarisation der Protonen relativ zu der Polarisation des Heliumtargets $\frac{P_p}{P_{3\text{He}}}$ wurde aus den gemessenen Asymmetrien der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)$ bestimmt. Dazu wurde ebenfalls ein Maximum-Likelihood-Fit unter Berücksichtigung der Strahl- und Heliumpolarisation verwendet, in diesem Fall allerdings mit dem bekannten Verhältnis der Formfaktoren (nach [Kel04]) dafür aber dem Fitparameter $\frac{P_p}{P_{3\text{He}}}$.

Aufgrund der engen Korrelation zwischen q^\perp und dem Fermiimpuls des Protons erwartet man eine starke Variation der Polarisation mit q^\perp . In Abbildung 8.13 ist daher die extrahierte relative Polarisation als Funktion von q^\perp dargestellt. Die Daten wurden dazu in mehrere q^\perp -Bins unterteilt, und die relative Polarisation für jeden dieser Bins

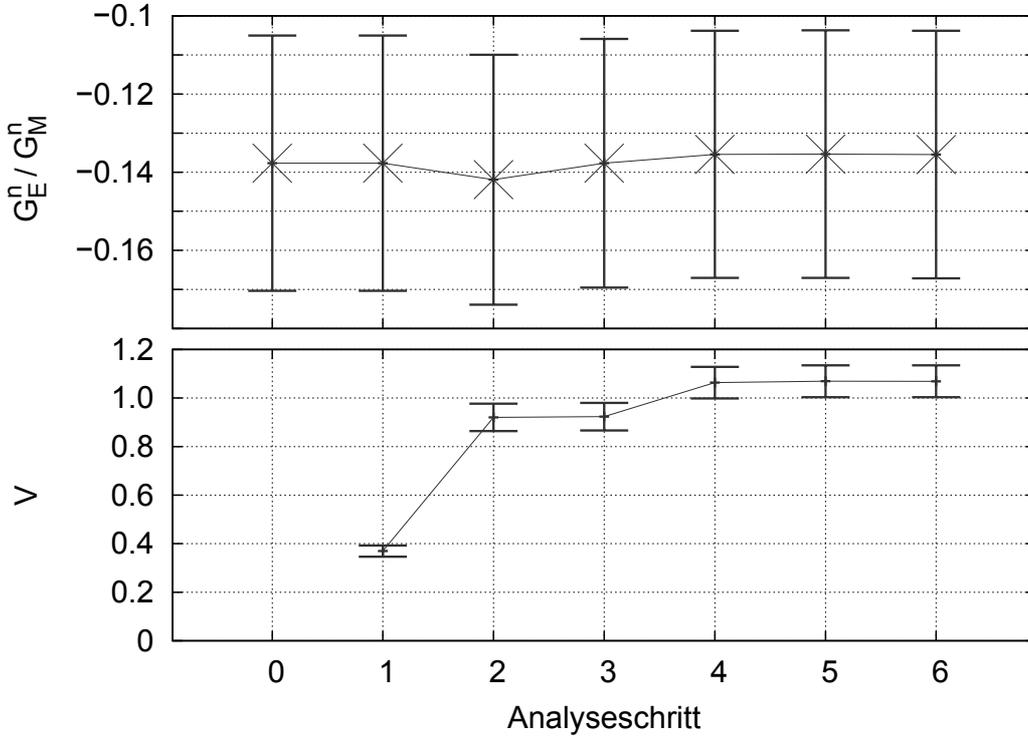


Abbildung 8.11.: Einfluss der unterschiedlichen Analyseschritte. In dem oberen Bild ist das Formfaktorverhältnis gezeigt, in dem unteren der Fitparameter V mitsamt Fehler, dessen Abweichung von eins ein Maß dafür ist, wie gut die parallelen Asymmetrien mit den Erwartungen für diese übereinstimmen.

wurde mit dem Maximum-Likelihood-Fit unter Berücksichtigung aller vier Targetspinnorientierungen bestimmt.

Die mittlere Polarisation der Protonen für den Bereich $0 < q^\perp < 150 \text{ MeV}/c$, auf den in der Analyse geschnitten wurde (Abschnitt 8.2), ist in Abbildung 8.15 für die unterschiedlichen Protonidentifikationskriterien aus Tabelle 8.1 gezeigt. In der Analyse wurde für die mittlere Protonpolarisation im Folgenden der Mittelwert der verschiedenen Ergebnisse für die unterschiedlichen Kriterien verwendet, der Fehler wurde konservativ gewählt, so dass sämtliche Einzelergebnisse mitsamt ihrer Fehler enthalten sind:

$$\frac{P_p}{P_{\text{He}}} = -0.038 \pm 0.027. \quad (8.29)$$

Die daraus resultierende Korrektur auf den extrahierten Wert für G_E^n/G_M^n kann durch einen Vergleich der gemessenen Neutronasymmetrien und den nach (8.28) bestimmten

θ^*	Asymmetrie
0°	0.0170 ± 0.0095
90°	0.0066 ± 0.0047
180°	-0.0093 ± 0.0094
270°	-0.0070 ± 0.0047

Tabelle 8.4.: Gemessene experimentelle Asymmetrien für ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e' p)$.

Protonasymmetrien unter Berücksichtigung der mittleren Elektron- und Targetpolarisation abgeschätzt werden, siehe Abbildung 8.15.

Der Beitrag der Protonen wurde im Folgenden allerdings direkt in die Likelihood-Funktion einbezogen, indem in der Asymmetrie der als Neutronen nachgewiesenen Teilchen berücksichtigt wurde, dass dies nicht nur Neutronen, sondern zu einem relativen Anteil $D_p = \frac{a_p}{a_p + a_n}$ auch Protonen waren. Dieser Anteil wurde bereits in Abschnitt 8.3 abgeschätzt. Dazu wurde in der Wahrscheinlichkeitsdichte die Asymmetrie der Neutronen A_n ersetzt durch $a_n \cdot A_n + a_p \cdot A_p$ mit der Asymmetrie der Protonen nach (8.28). Die kinematischen Variablen wurden dabei berücksichtigt, für die Polarisation der Protonen wurde der Mittelwert aus (8.29) verwendet. Für die gefundenen Werte der Protonpolarisation und von D_p inklusive deren Unsicherheit ergab sich dadurch eine relative Änderung von $\Delta g/|g| = -0.016 \pm 0.012$.

Alternativ können im Fall einer integralen Analyse die gemessenen Neutronasymmetrien direkt durch die gemessenen Protonasymmetrien korrigiert werden (unter Berücksichtigung der mittleren Polarisationen des Strahls und des Targets, die voneinander abweichen können). Die gemessenen Asymmetrien der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e' p)$ sind für die vier relativen Targetspinwinkel in Tabelle 8.4 für *Proton 1* angegeben.

Obwohl der Anteil an missidentifizierten Protonen nicht unerheblich ist, ist die Korrektur aufgrund der verwendeten Messmethode, in der sowohl die senkrechten als auch die parallelen Asymmetrien gemessen wurden, vergleichsweise klein. Falls nur die senkrechten Asymmetrien gemessen worden wären (wie dies in den Messungen bei hohem Q^2 am JLab [R⁺10] der Fall war), wäre die resultierende Korrektur zu G_E^n/G_M^n aufgrund des Protonuntergrunds in diesem Fall von der Größenordnung $\mathcal{O}(10\%)$.

8.4.3. Zufällige Koinzidenzen

Analog zu der Behandlung der Protonen wurde in die Asymmetrien der Likelihoodfunktion ein Term hinzugefügt, der den zufälligen Untergrund mitsamt Helizitätsasymmetrie berücksichtigt.

$$a_n \cdot A_n + a_p \cdot A_p \rightarrow a_n \cdot A_n + a_p \cdot A_p + a_{ZK} \cdot A_{ZK}, \quad (8.30)$$

$$\text{mit } a_n + a_p + a_{ZK} = 1. \quad (8.31)$$

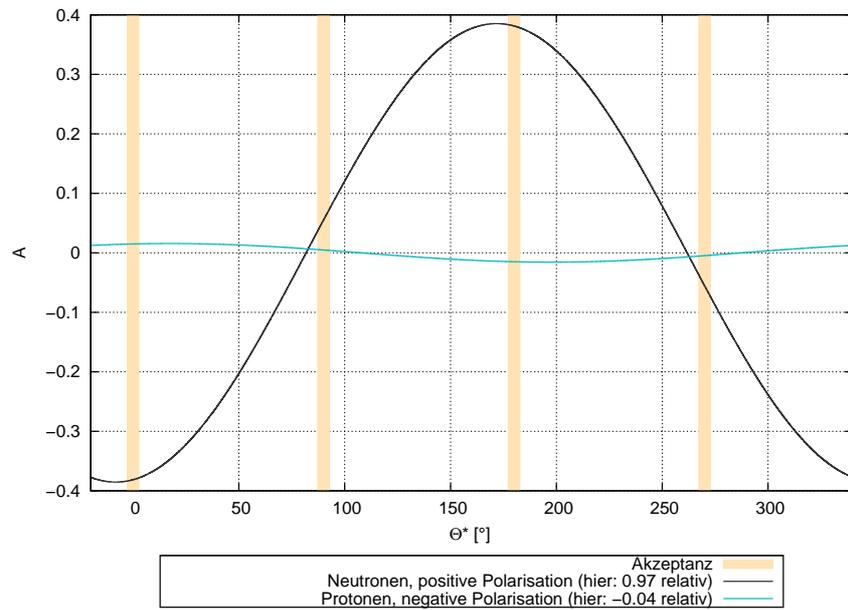


Abbildung 8.12.: Erwartete Asymmetrien von Protonen und Neutronen unter Berücksichtigung der mittleren Elektron- und Nukleonpolarisation. Für die Formfaktoren wurde im Fall der Protonen die Parametrisierung nach [Kel04] verwendet, für G_M^n die Dipolparametrisierung und für G_E^n der Wert 0.025.

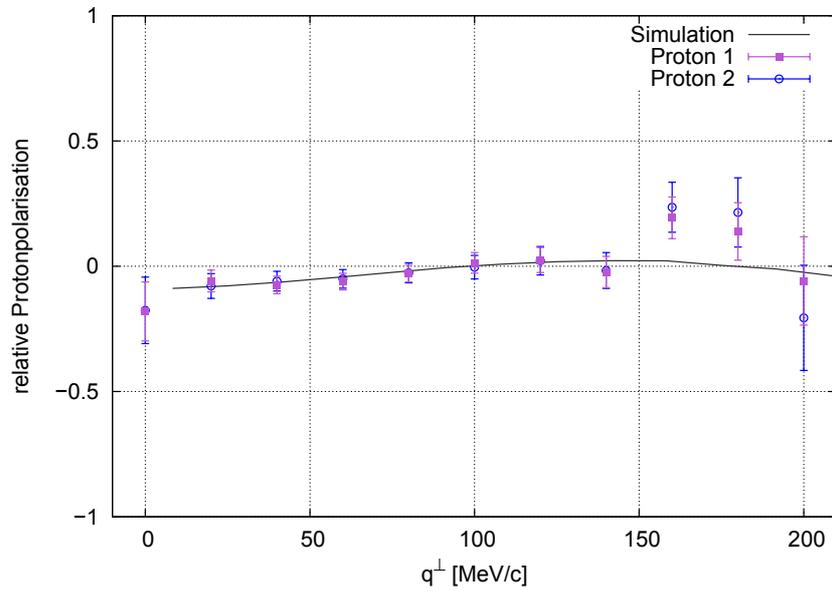


Abbildung 8.13.: Rekonstruierte Protonpolarisation als Funktion von q^\perp für zwei Protonidentifikationskriterien (siehe Tabelle 8.1) sowie aus der Simulation, in der die Fermiimpulsabhängigkeit der Polarisation nach Abbildung 3.4 berücksichtigt wurde.

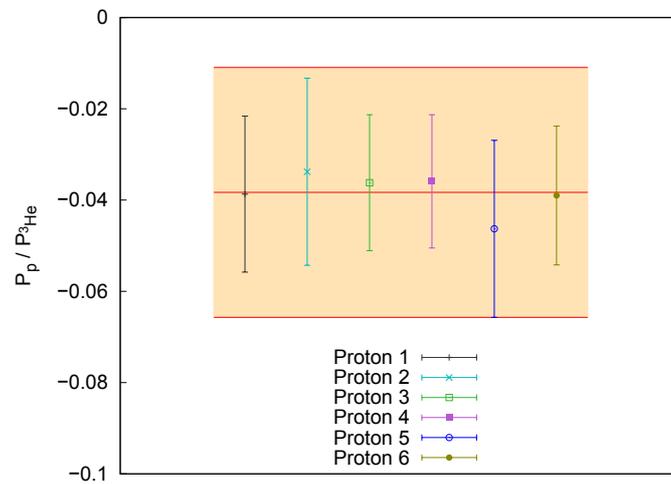


Abbildung 8.14.: Die aus der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e' p)$ mittels eines Likelihood-Fits bestimmte mittlere relative Protonpolarisation unter Verwendung verschiedener Protonidentifikationskriterien (siehe Tabelle 8.1).

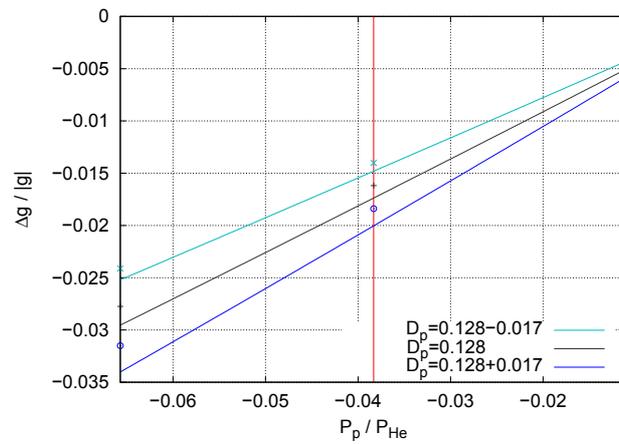


Abbildung 8.15.: Korrektur von $g = G_E^n / G_M^n$ aufgrund des Protonuntergrunds in Abhängigkeit von der mittleren relativen Protonpolarisation P_p / P_{He} und des relativen Anteils fehlidentifizierter Protonen D_p . Der Bereich der Abszisse entspricht der gefundenen Protonpolarisation (rote Linie) inklusive deren Fehler, für D_p wurde der nach Abschnitt 8.3 bestimmte Wert sowie dieser zu- beziehungsweise abzüglich seiner Unsicherheit verwendet. Die durchgezogenen Linien entsprechen einer Abschätzung unter Verwendung der mittleren Asymmetrien, im Vergleich dazu sind die Ergebnisse des Likelihood-Fits für verschiedene Parameter und den tatsächlich gefundenen Wert für G_E^n / G_M^n als Punkte gezeigt.

Der relative Anteil a_{ZK} und seine assoziierte Helizitätsasymmetrie wurde für jede der vier Targetpolarisationsstellungen separat aus den Seitenbändern des Koinzidenzzeitpeaks abgeschätzt (siehe Abschnitt 7.23). Durch den geringen Anteil der zufälligen Koinzidenzen ($\frac{a_{\text{ZK}}}{a_{\text{p}}+a_{\text{n}}+a_{\text{ZK}}} \approx 0.7\%$ für jede der vier Polarisationsstellungen) war der Einfluss auf $G_{\text{E}}^{\text{n}}/G_{\text{M}}^{\text{n}}$ marginal.

8.4.4. Helizitätsabhängige Luminosität

Die Bestimmung einer physikalischen Helizitätsasymmetrie über die Anzahl der Ereignisse N^+ und N^- nach

$$A_{\text{ideal}} = \frac{N_{\text{ideal}}^+ - N_{\text{ideal}}^-}{N_{\text{ideal}}^+ + N_{\text{ideal}}^-} \quad (8.32)$$

ist nur in dem Spezialfall richtig, wenn die integrierten Luminositäten

$$L^{+/-} = \int dt \mathcal{L}^{+/-}(t) \propto \int dt I^{+/-}(t) P_{3\text{He}}(t) \quad (8.33)$$

$$\propto \int dt I^{+/-}(t) \quad \text{falls } P_{3\text{He}}(t) \text{ konstant} \quad (8.34)$$

für beide Helizitätseinstellungen $+/-$ gleich sind. $\mathcal{L}(t)$ ist hierbei die Luminosität, die mit der Zeit variieren kann, $I(t)$ ist der Strahlstrom, $P_{3\text{He}}(t)$ der Druck des Heliumtargets, von dem die Dichte der Targets abhängt.

Wird bei einer der beiden Einstellungen beispielsweise länger oder bei verändertem Strahlstrom gemessen, beeinflusst dies auch die nach (8.32) bestimmte Asymmetrie.

Um diesen Einfluss von vornherein gering zu halten, wurden die Messungen bei verschiedenen Helizitätseinstellungen nicht etwa in separaten Runs durchgeführt, sondern die Helizität wurde während der einzelnen Runs mit einer Frequenz von 1 Hz geändert. Um systematische Korrelationen weiter zu unterdrücken, wurde genau genommen die Helizität jeweils innerhalb eines zweisekündigen Zeitfensters nach einer Sekunde umgekehrt, und die Helizität, mit der jeder dieser Zweisekundenblocks startete, wurde quasizufällig festgelegt.

Die Messzeit für beide Helizitätseinstellungen ist damit per se etwa gleich. Desweiteren ist dadurch sichergestellt, dass der Targetdruck $P_{3\text{He}}(t)$ und damit die Targetdichte gleich sind für beide Helizitätseinstellungen während des jeweiligen Runs (ebenso wie die Elektron- und die Heliumpolarisation).

Gibt es eine konstante systematische Korrelation zwischen dem Strahlstrom und der angelegten Helizität, so ist deren Einfluss weiterhin begrenzt durch die hier verwendete Messmethode: Parallele und antiparallele Asymmetrie (Targetwinkel 0° und 180°) haben ein unterschiedliches Vorzeichen, die durch unterschiedlichen Strahlstrom bezüglich der Helizität hervorgerufene falsche Asymmetrie hat hingegen in beiden Fällen das gleiche Vorzeichen, so dass sich der Effekt kompensiert. Gleiches gilt für die beiden senkrechten Asymmetrien.

Die aufgrund unterschiedlicher integrierter Luminositäten erwartete Änderung einer Asymmetrie A_{ideal} zu A_{Mess} kann für kleine Luminositätsschwankungen auf eine einfache Form gebracht werden:

$$A_{\text{Mess}} = \frac{N_{\text{ideal}}^+ L^+ - N_{\text{ideal}}^- L^-}{N_{\text{ideal}}^+ L^+ + N_{\text{ideal}}^- L^-} \quad (8.35)$$

$$= \frac{N_{\text{ideal}}^+ - N_{\text{ideal}}^- (1 + \epsilon)}{N_{\text{ideal}}^+ + N_{\text{ideal}}^- (1 + \epsilon)} \quad \text{mit } \epsilon = \frac{L^-}{L^+} - 1 \quad (8.36)$$

$$\approx A_{\text{Mess}}(\epsilon = 0) + \left. \frac{dA_{\text{Mess}}}{d\epsilon} \right|_{\epsilon=0} \cdot \epsilon \quad \text{für } |\epsilon| \ll 1 \quad (8.37)$$

$$= A_{\text{ideal}} + \left(-\frac{1}{2} \right) (1^2 - A_{\text{ideal}}^2) \cdot \epsilon \quad (8.38)$$

$$\approx A_{\text{ideal}} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{L^-}{L^+} \right) \quad \text{falls } A_{\text{ideal}}^2 \ll 1 \quad (8.39)$$

Für den Spezialfall $A_{\text{ideal}} = 0$ ergibt dies gerade die Luminositätsasymmetrie selbst, $A_{\text{Mess}} = \frac{L^+ - L^-}{2L^+} \approx \frac{L^+ - L^-}{L^+ + L^-}$.

Um diese Änderung der Asymmetrie zu berücksichtigen, wurde in der Asymmetrie der Likelihoodfunktion der Term $\frac{1}{2} \left(1 - \frac{L^-}{L^+} \right) \cdot (1 - A^2)$ ergänzt. Für A wurde die erwartete Asymmetrie unter Berücksichtigung der Neutronen, Protonen und des zufälligen Untergrunds eingesetzt, da bei den parallelen Asymmetrien $A \approx \frac{1}{3}$ ist. Deshalb bedingt die Näherung $A^2 \ll 1$ einen etwa 10-prozentigen Fehler der Korrektur.

Das Verhältnis des integrierten Strahlstroms wurde für jeden Run einzeln bestimmt, siehe Abbildung 8.16. Dazu wurde ein Zähler verwendet, der das Signal einer Förstersonde, welches proportional zu dem Strahlstrom ist, für beide Helizitätseinstellungen separat integrierte. In der Abbildung erkennt man für einige Runs große Abweichungen von 1. Dies waren sehr kurze Runs, zum Beispiel aufgrund des Absturzes eines Kontrollrechners, der automatischen Sicherheitsabschaltung der Hochspannung einer Drahtkammer bei zu hohem fließendem Strom, wegen eines anstehenden Targetwechsels und dergleichen, für die es ansonsten keinen Grund gab von der Analyse ausgeschlossen zu werden. Bei einer der Helizitätseinstellungen kann durch den Zufallsgenerator bis zu zwei Sekunden länger gemessen worden sein als bei der anderen; bei einem einminütigen Run (der Run mit $L^-/L^+ \approx 1.05$ war zum Beispiel gerade eine knappe Minute lang) kann dadurch ein Verhältnis von maximal $31/29 = 1.069$ oder minimal $29/31 = 0.935$ zustande kommen. Zwei Mal kam es längerfristig zu systematischen Verschiebungen des Luminositätsverhältnisses aufgrund des Strahlstroms. In der Nacht vom 10. auf den 11. Juli gab es Probleme mit der Kathode der Elektronenquelle, welche sich auf die Strahlstromstabilisierung auswirkten. Am 13. Juli wurde aufgrund der stark abgefallenen Quantenausbeute des Kristalls der Laser der polarisierten Quelle an seinem Limit betrieben, als Konsequenz funktionierte nur die langsame Strahlstabilisierung, die schnelle Regu-

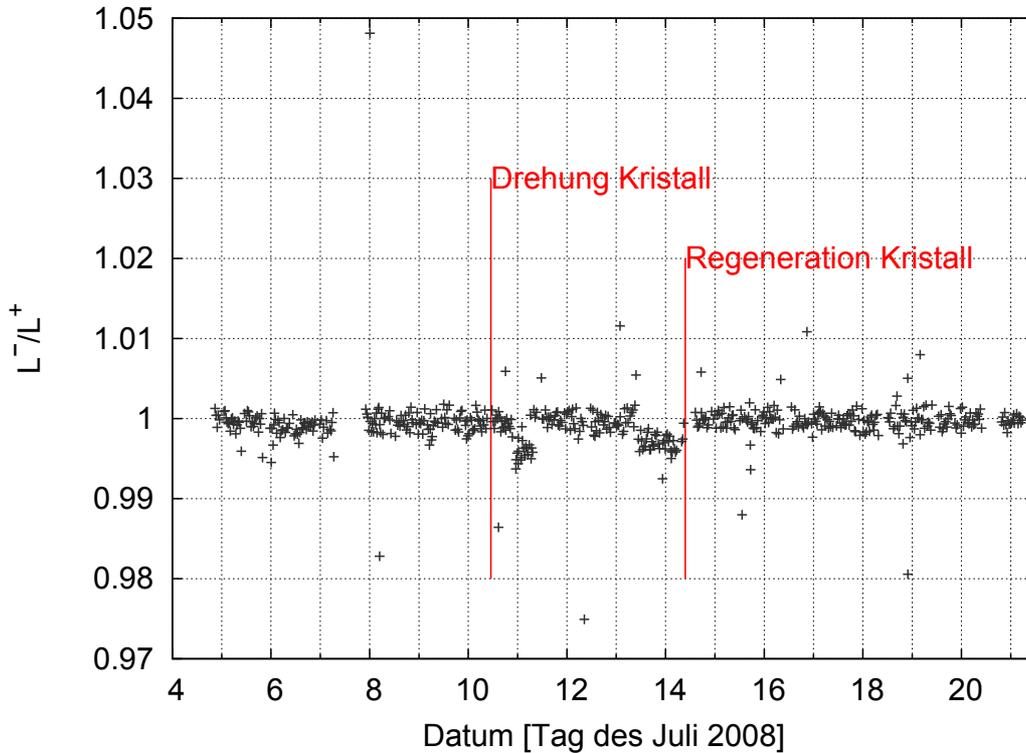


Abbildung 8.16.: Verhältnis der integrierten Luminositäten der beiden unterschiedlichen Helizitätsstellungen über den Zeitraum der Strahlzeit.

lierung führte jeweils zu einem Ausfall des Strahls und wurde daher nicht verwendet. Wegen $L^-/L^+ \approx 1$ ist die Korrektur auf G_E^n/G_M^n klein, siehe Abbildung 8.11.

8.4.5. Einfluss von Ereignissen der Pionelektroproduktion

Um den Anteil der Pionereignisse gering zu halten, wurden verschiedene Schnitte angewendet, siehe Abschnitt 8.2. Die Variation des extrahierten Werts mit der oberen Schnittgrenze für W ist in Abbildung 8.17 gezeigt, als Schnittgrenze wurde $W_{\max} = 1030 \text{ MeV}/c^2$ verwendet.

Da nach der Simulation die Pionereignisse nicht vollständig unterdrückt werden, wurde die damit einhergehende Unsicherheit bei der Bestimmung von G_E^n/G_M^n abgeschätzt.

Unter Berücksichtigung der mittleren Elektron- und Targetpolarisation sowie der relativen Nukleonpolarisation, aber mit unbestimmten physikalischen Asymmetrien ($-100 \dots 100\%$) für die unterschiedlichen Targetpolarisationsrichtungen ergibt sich als obere Abschätzung mit dem erwarteten Anteil an Pionereignissen nach Abschnitt 8.2 ein maximaler relativer Einfluss von $\Delta g/g = 4.8\%$.

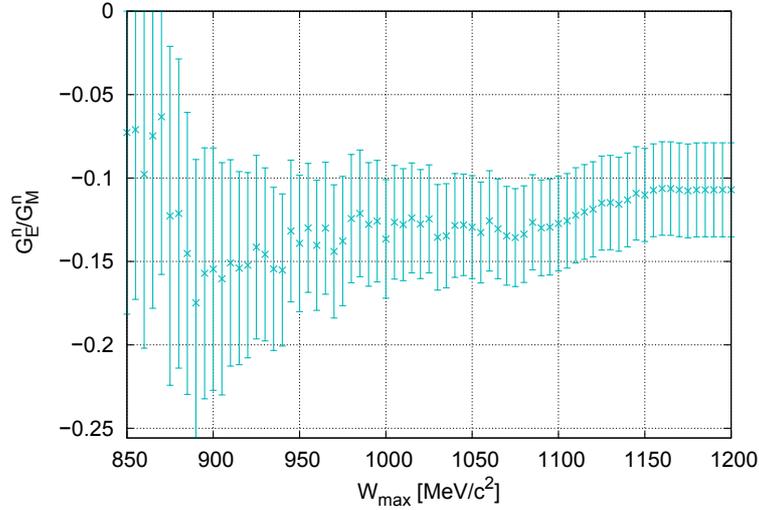


Abbildung 8.17.: Extrahierter Wert für G_E^n/G_M^n in Abhängigkeit des maximal zugelassenen W . Nach Simulation ist die erwartete Anzahl von Pionelektroproduktionsereignissen der Kanäle ${}^3\text{He}(e, \text{en})\pi^0\text{pn}$ und ${}^3\text{He}(e, \text{en})\pi^+\text{pp}$ oberhalb $W \simeq 1100 \text{ MeV}/c^2$ von der gleichen Größe wie die Anzahl für quasielastische Streuung am Neutron, siehe Abbildung 8.3.

8.4.6. Einfluss von Bremsstrahlung, Detektorauflösung und Fermiimpuls

In dem Maximum-Likelihood-Fit wurden kinematische Größen von Elektron und Neutron verwendet. Diese können jedoch falsch rekonstruiert werden, da es zum Beispiel zu einem Energieverlust des ein- oder auslaufenden Elektrons durch interne und externe Bremsstrahlung kommen kann, ebenso kann Vielfachstreuung auftreten. In der Analyse wurde auf den wahrscheinlichsten Energieverlust des Elektrons durch Ionisation in der durchlaufenen Materie korrigiert.

Für die einzelnen Ereignisse ergeben sich aber Abweichungen. Auch durch die Detektorauflösungen kommt es zu Fehlern in der Rekonstruktion der kinematischen Variablen.

Um den Einfluss auf die Bestimmung von G_E^n/G_M^n aus dem ML-Fit zu bestimmen, wurden mit Hilfe einer Simulation Pseudodaten generiert. Die unterschiedlichen Zählraten bezüglich der Helizität wurden dazu aus den Asymmetrien nach (3.12) bestimmt.

Zunächst wurden in der Simulation keine Energieverluste und Detektorauflösungen berücksichtigt; für unterschiedliche Werte von G_E^n/G_M^n wurde verifiziert, dass der Fit den jeweiligen Wert für G_E^n/G_M^n korrekt bestimmte. Dabei wurde das Verhältnis der Messdauer bei senkrechten und parallelen Asymmetrien berücksichtigt (dieses betrug ungefähr 4 : 1, da bei den senkrechten Asymmetrien, welche kleiner sind, länger gemessen wurde als bei den parallelen), ebenso die mittlere Polarisation des Elektronstrahls und des

Targets (wobei die Wahl der Polarisationsgrade keinen Einfluss hatte). Die von der jeweiligen Kinematik abhängenden Wirkungsquerschnitte der einzelnen Ereignisse wurden durch eine Gewichtung in der Likelihood-Summe berücksichtigt.

Daraufhin wurden Energieverluste, Vielfachstreuung und die Detektoraufösungen für die Generation der Pseudodaten verwendet, für die interne Bremsstrahlung wurde eine Näherung nach [MT69] verwendet. Die Asymmetrien wurden aus der tatsächlich am Vertex vorliegenden Kinematik bestimmt,⁴ für den Fit hingegen wurden die *detektierten* kinematischen Variablen unter Berücksichtigung der Detektoraufösung verwendet, welche wie in der Analyse echter Daten auf die wahrscheinlichsten Energieverluste korrigiert wurden. Resultat war, dass der Wert für G_E^n/G_M^n etwa 3.6% größer rekonstruiert wurde (abhängig von G_E^n/G_M^n selbst).

Zuletzt wurde die Auswirkung des Fermiimpulses getestet, dessen Richtung und Betrag in der Simulation bekannt sind.

Für die eingehenden Asymmetrien wurde dazu die kovariante Form (3.20) verwendet. Da die Einflüsse von Energieverlusten, Auflösungen und Fermiimpuls nicht unabhängig voneinander sind, wurden sie zusammen behandelt. Die mittleren rekonstruierten Asymmetrien waren in diesem Fall leicht verschieden zu dem Fall ohne Berücksichtigung des Fermiimpulses ($\approx 1\%$), wobei das Asymmetrieverhältnis etwa gleich blieb. Die daraus resultierende Korrektur auf den mit dem Maximum-Likelihood-Fit extrahierten Wert wurde zu

$$\Delta g/|g| = (-3.6 \pm 1.2)\% \quad (8.40)$$

bestimmt, wobei die Unsicherheit der Korrektur abgeschätzt wurde durch ihre Variation über den Bereich der Unsicherheit des gemessenen G_E^n/G_M^n .

8.4.7. Genauigkeit der Polarisationsorientierung des Targets

In der Analyse wurde angenommen, die Targetpolarisation sei jeweils perfekt in die gewünschte Richtung ausgerichtet gewesen. Die Winkel θ^* und ϕ^* zwischen dem jeweiligen Impulsübertrag und der Polarisationsorientierung, welche in die Asymmetrien eingehen, wurden unter dieser Annahme bestimmt.

Die gewünschten Winkel der Targetpolarisationsausrichtung konnten tatsächlich mit einer Genauigkeit von 0.3° angesteuert werden [K⁺09].

Durch die Variation der Targetpolarisationsrichtungen in der Analyse ergab sich daraus ein Fehler von 3.8%. In einer groben Abschätzung über die Mischung der Asymme-

⁴Mit dem Programm MASCARAD [AAM01], welches Zwei-Photon-Beiträge berücksichtigt, wurde unter Vernachlässigung des Fermiimpulses abgeschätzt, dass der Einfluss auf die Einzelasymmetrien durchaus in der Ordnung von fünf Prozent liegen kann (wobei dieses Ergebnis stark abhängig war von der Detektorakzeptanz, da von der Impulsakzeptanz die maximale Energie abgestrahlter Photonen abhängt), der Einfluss auf das Verhältnis der Asymmetrien betrug hingegen $< 1\%$. Da es sich im Fall des Protons gezeigt hat, dass der Zwei-Photon-Austausch bislang nicht hinreichend verstanden wurde (siehe beispielsweise [M⁺11a]), wurden radiative Prozesse über die Bornsche Näherung hinaus nicht berücksichtigt.

trien konnte dieser bestätigt werden, nach

$$A(\theta^*, \phi^*) \propto A_I \cdot \sin(\theta^*) + A_S \cdot \cos(\theta^*) \quad (8.41)$$

mit den mittleren Winkeln $\phi^* = 0$ und θ^* jeweils 0° , 90° , 180° und 270° und einer Variation lediglich des Winkels θ^* um $\pm 0.3^\circ$ ergab sich ein relativer Fehler für G_E^n/G_M^n von 3.5 %.

8.4.8. Fehler der Polarisationsmessungen

Für den jeweils vorliegenden Polarisationsgrad der Elektronen wurden in der Analyse die Messwerte der Møller-Messungen verwendet. Deren systematische Unsicherheiten sind im Wesentlichen dominiert durch die Unsicherheiten konstanter Faktoren (wie beispielsweise die Analysierstärke oder die Sättigungsmagnetisierung der Eisenfolie, siehe [Bar01]). Dadurch ist lediglich die Absolutkalibration der Polarisation betroffen, nicht aber sind es die relativen Polarisierungen verschiedener Messungen zueinander. Infolgedessen sind diese vernachlässigbar, weil eine möglicherweise falsche Kalibration in dem Maximum-Likelihood-Fit durch den Fitparameter V kompensiert wird, siehe Abschnitt 8.4.1. Die statistischen Schwankungen der Møller-Messungen können sich hingegen auf den extrahierten Wert für G_E^n/G_M^n auswirken. Näherungsweise kann angenommen werden, dass sich diese über die zahlreichen Møller-Messungen herausmitteln; um den Fehler durch die statistischen Schwankungen dennoch abzuschätzen, wurden die Daten mehrfach ausgewertet, wobei die einzelnen Polarisationsmessungen der statistischen Unsicherheit entsprechend nach einer Normalverteilung verwürfelt wurden. Für die Analyse wurden dann die linear interpolierten Werte der verwürfelten Møller-Messungen verwendet, siehe Abbildung 8.18 links. In Abbildung 8.18 rechts sind die jeweils gefundenen Werte für G_E^n/G_M^n histogrammiert dargestellt, und zwar als relative Abweichung zu dem Ergebnis der Analyse, bei der die Messwerte der Møller-Messungen nicht verwürfelt wurden. Aus der Variation von G_E^n/G_M^n wurde der relative Fehler aufgrund der statistischen Schwankungen der Einzelmessungen für die Bestimmung von G_E^n/G_M^n zu 0.2 % abgeschätzt.

In dem Fall der Targetpolarisationsmessungen ist die Situation eine etwas andere. Der aktuelle Polarisationsgrad des Targets wurde nicht durch einzelne Messungen bestimmt, sondern der Verlauf der Polarisation wurde über einen Fit unter Berücksichtigung der Messungen und der Beiträge der einzelnen Relaxationszeiten bestimmt.

Die statistischen Schwankungen der Einzelmessungen innerhalb einer Messperiode werden daher vernachlässigt. Dem entgegen sind aber die Absolutwerte der AFP-Messungen mit Unsicherheiten belegt, die zwar für eine einzelne Messperiode gleich sind, von Messperiode zu Messperiode aber unterschiedlich sein können. So kann unter anderem die jeweilige Positionierung der Targetzelle in der Targetbox von Zelleinbau zu Zelleinbau variieren, wodurch der Abstand des Zellmittelpunkts vom Magnetfeldsensor innerhalb jeder Messperiode bei jeder AFP-Messung gleich ist, aber anders als in anderen Messperioden, und die jeweilige Targetdichte wird aus einer fehlerbehafteten Druckmessung

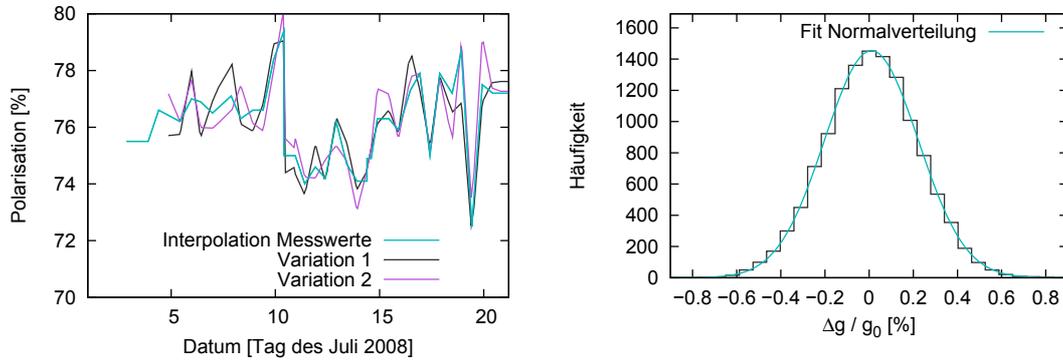


Abbildung 8.18.: Einfluss der Fehler der Møller-Messungen. **Links:** Gezeigt ist die lineare Interpolation der Møller-Messungen, die für die Analyse verwendet wurde. Für eine Abschätzung des Einflusses der statistischen Fluktuationen wurden die einzelnen Ergebnisse der Møller-Messungen verwürfelt, und die Analyse wurde mit den interpolierten Werten dieser veränderten Werte durchgeführt. Zwei solcher Variationen sind hier gezeigt. **Rechts:** Die jeweilige Abweichung des erhaltenen Werts für $g = G_E^n / G_M^n$ nach der Variation der Polarisationsmessungen relativ zu dem Wert g_0 ohne Variation ist histogrammiert dargestellt.

beim jeweiligen Befüllen der Zelle bestimmt. Analog zum Vorgehen bei der Elektronpolarisation wurden daher die Absolutkalibrationen der einzelnen Messperioden verwürfelt. Dabei wurde für die Streuung eine Normalverteilung angenommen. Für eine Unsicherheit der jeweiligen Absolutkalibration von 3% wurde daraus eine Unsicherheit von 0.8% auf die Bestimmung von G_E^n / G_M^n abgeschätzt.

9. Ergebnis und Ausblick

Das Ergebnis für G_E^n/G_M^n aus der im vorigen Kapitel diskutierten Datenanalyse wird zusammengefasst, unter Berücksichtigung des magnetischen Formfaktors G_M^n wird daraus G_E^n berechnet. Die Arbeit endet mit einem Ausblick.

9.1. Ergebnis der Datenanalyse

Mit dem in Kapitel 4 beschriebenen Aufbau wurden Zählraten der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)$ in quasielastischer Kinematik bei einem mittleren Q^2 von $1.58 (\text{GeV}/c)^2$ untersucht, welche als Näherung für die Reaktion $\vec{n}(\vec{e}, e'n)$ diene. In jener Reaktion kann G_E^n/G_M^n aus Strahlhelizitätsasymmetrien bestimmt werden, siehe Kapitel 3. Für dieses Experiment liegen derzeit noch keine theoretischen Korrekturen bezüglich Endzustandswechselwirkungen und Mesonaustauschströmen vor, welche bei der Streuung am *gebundenen* Neutron auftreten; auf die entsprechenden Rechnungen wird noch gewartet. Für diese Effekte erwartet man allerdings nur einen kleinen Einfluss auf die Bestimmung von G_E^n/G_M^n , siehe Abschnitt 3.3.3.

In Kapitel 8 wurde G_E^n/G_M^n mittels eines Maximum-Likelihood-Fits an die Daten bestimmt. Die dort diskutierten systematischen Unsicherheiten sind in Tabelle 9.1 zusammengefasst. Der Gesamtfehler wurde aus der quadratischen Addition der einzelnen Beiträge bestimmt.

Fehlerquelle	relative Unsicherheit
Protonuntergrund	1.2 %
Fermiimpuls, Detektoraufösungen, Energieverlust	1.2 %
Pionereignisse	4.8 %
Genauigkeit Polarisationsorientierung	3.8 %
Elektronpolarisation	0.2 %
Heliumpolarisation	0.8 %
Quadratische Summe	6.4 %

Tabelle 9.1.: Zusammenfassung der systematischen Fehler

Als Ergebnis des Maximum-Likelihood-Fits unter Berücksichtigung der diskutierten Korrekturen und Unsicherheiten resultieren die folgenden Werte inklusive statistischer (stat) und systematischer (sys) Unsicherheit:

$$G_E^n/G_M^n = -0.131 \pm 0.031_{\text{stat}} \pm 0.008_{\text{sys}} \quad (9.1)$$

$$\mu_n G_E^n/G_M^n = 0.250 \pm 0.058_{\text{stat}} \pm 0.016_{\text{sys}} \quad (9.2)$$

$$G_E^n = 0.0244 \pm 0.0057_{\text{stat}} \pm 0.0016_{\text{sys}} \quad G_M^n : \text{nach [L}^+09] \quad (9.3)$$

$$G_E^n = 0.0240 \pm 0.0056_{\text{stat}} \pm 0.0016_{\text{sys}} \quad G_M^n : \text{Dipol} \quad (9.4)$$

G_E^n/G_M^n ist dabei das gemessene Verhältnis des elektrischen zum magnetischen Formfaktor, μ_n ist das magnetische Moment des Neutrons. G_E^n ist der Wert für den elektrischen Formfaktor, wenn für G_M^n der magnetische Formfaktor aus einer linearen Interpolation der Ergebnisse aus [L⁺09] verwendet wird, beziehungsweise wenn für G_M^n der Dipolwert (mit einem systematischen Fehler von 2%, der Abweichung zwischen der Dipolparametrisierung und den Daten nach [L⁺09] in diesem Q^2 -Bereich entsprechend) eingesetzt wird.

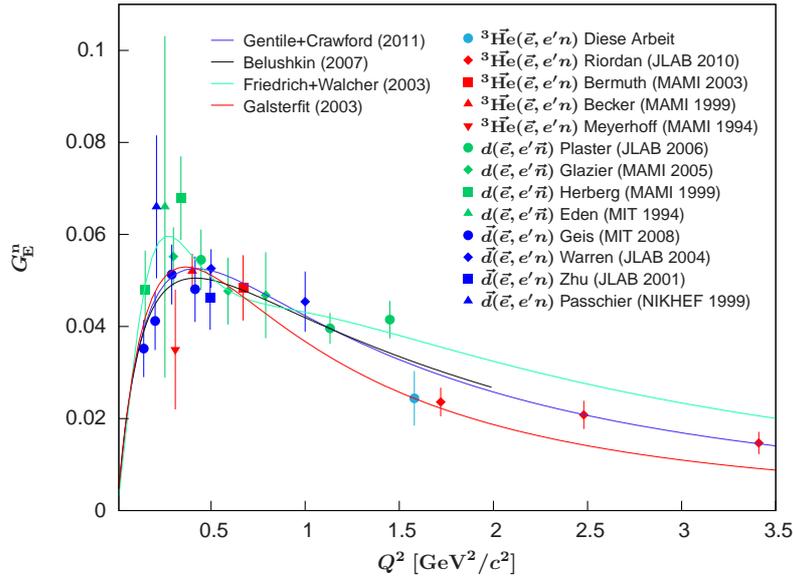


Abbildung 9.1.: Das Ergebnis für G_E^n dieser Arbeit nach (9.3) im Vergleich mit anderen G_E^n -Messungen aus Doppelpolarisationsexperimenten. Die Fehlerbalken entsprechen den quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehlern. Referenzen siehe Abbildung 2.3.

In Abbildung 9.1 ist das Ergebnis nach (9.3) zusammen mit anderen Messungen aus Doppelpolarisationsexperimenten gezeigt. Der Datenpunkt befindet sich in guter Übereinstimmung mit der Messung aus [R⁺10] bei $Q^2 = 1.72 \text{ (GeV/c)}^2$, in der ebenfalls die

Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ vermessen wurde. Dahingegen besteht eine signifikante Diskrepanz zu dem Ergebnis aus [P⁺06] bei $Q^2 = 1.45 \text{ (GeV/c)}^2$, welches aus einer Messung in der Reaktion ${}^2\text{H}(\vec{e}, e'\vec{n}){}^1\text{H}$ bestimmt wurde. Zu beachten ist, dass in all diesen Arbeiten das Verhältnis G_E^n/G_M^n bestimmt wurde, für die Bestimmung von G_E^n wurden unterschiedliche Daten oder Parametrisierungen für G_M^n verwendet. Die direkten Messergebnisse für G_E^n/G_M^n einiger¹ Messungen sind in Abbildung 9.2 gezeigt.

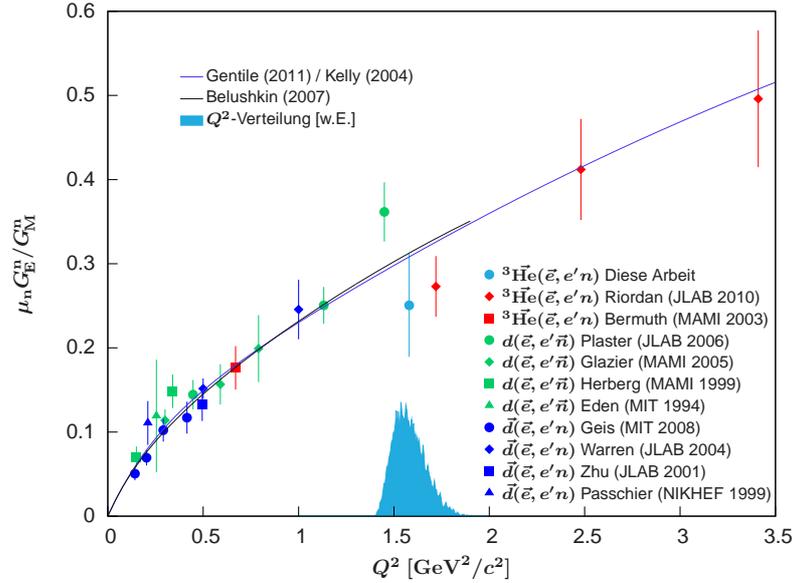


Abbildung 9.2.: Das Ergebnis für $\mu_n G_E^n/G_M^n$ dieser Arbeit im Vergleich mit den anderen Messungen aus Doppelpolarisationsexperimenten. Die Fehlerbalken entsprechen den quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehlern. Referenzen siehe Abbildung 2.3. Zusätzlich ist die Q^2 -Verteilung der Daten dieser Arbeit histogrammiert dargestellt; es ist $\langle Q^2 \rangle = 1.58 \text{ (GeV/c)}^2$, $\Delta Q^2 = 0.08 \text{ (GeV/c)}^2$ (RMS).

9.2. Ausblick

Auch in der nahegelegenen Zukunft wird eine Verbesserung der Datenlage des elektrischen Neutron-Formfaktors angestrebt.

So sollen am Jefferson-Lab nach einem derzeit stattfindenden Energie-Upgrade des Elektronstrahls auf bis zu 12 GeV Messungen von G_E^n/G_M^n in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ pp über die Bestimmung der Helizitätsasymmetrie in transversaler Geometrie bei $Q^2 = 5.0, 6.8$ und 10.2 (GeV/c)^2 durchgeführt werden [W⁺09].

¹ G_E^n/G_M^n ist nicht in allen Veröffentlichungen angegeben beziehungsweise mit der zur Verfügung gestellten Information zu rekonstruieren, siehe zusammenfassend [GC11].

An MAMI können komplementär dazu im Bereich $0.2 (\text{GeV}/c)^2 \leq Q^2 \leq 1.5 (\text{GeV}/c)^2$ weiterhin signifikante Beiträge geleistet werden. Sowohl der magnetische Formfaktor G_M^n als auch das Formfaktorverhältnis G_E^n/G_M^n und damit ebenfalls G_E^n sollen systematisch vermessen werden, wobei eine Reduktion der statistischen wie der systematischen Unsicherheiten von je einem Faktor zwei angestrebt ist [DV⁺11]. Für G_E^n ergäbe sich damit praktisch erstmals eine Messreihe bei Verwendung eines einzigen Messaufbaus über diesen großen Q^2 -Bereich. Um dies zu ermöglichen, wird momentan an der Entwicklung eines stark segmentierten Neutronendetektors gearbeitet (siehe beispielsweise [Roh11], [Sch11]). Die hohe Segmentierung soll dabei eine hohe Ratenbelastbarkeit sowie eine hohe Auflösung ermöglichen. Messungen von G_E^n/G_M^n sowohl an polarisiertem ^3He in der Art, wie dies in der hier vorgestellten Arbeit der Fall war, als auch in der Reaktion $d(\vec{e}, e'\vec{n})$, bei der die Rückstoßpolarisation der Neutronen bestimmt wird, könnten zur Messung von G_E^n/G_M^n realisiert werden.

Für die Messung an polarisiertem ^3He könnte ein kompakter Heliumpolarisator zum Einsatz kommen, welcher momentan konstruiert wird [M⁺11b]; im Gegensatz zu dem in der hier vorgestellten Arbeit verwendeten Polarisator könnte dieser aufgrund seines kompakten Designs direkt am Experimentierort aufgebaut und verwendet werden.

Untersuchungen von Mediummodifikationen, welche Einfluss auf die Bestimmung von G_E^n/G_M^n aus der Analyse experimenteller Daten haben könnten, sollen an MAMI sowie am Jefferson-Lab (siehe etwa [R⁺09]) durchgeführt werden, und Beiträge über die Bornsche Ein-Photon-Austauschnäherung hinaus sollen in elastischer Lepton-Nukleon-Streuung innerhalb der OLYMPUS-Kollaboration [OLY08] bestimmt werden.

A. Anhang

A.1. Verbesserungsmöglichkeiten

Im Folgenden werden insbesondere im Hinblick auf künftige, ähnliche Messungen Verbesserungsmöglichkeiten skizziert.

A.1.1. Messung an weiteren Targets

Um den relativen Anteil an Neutronen, die zu Protonen konvertieren, zu bestimmen (vergleiche Abschnitt 8.3) ist es nötig, zusätzlich zu den Messungen am ^3He - und dem Wasserstofftarget noch an einem weiteren Target mit anderem Proton-zu-Neutron-Verhältnis (beispielsweise an einem Stickstoff- oder einem ^4He -Target) zu messen. Zudem kann eine große Statistik nützlich sein, um Effekte wie die Missidentifikation von Protonen als Neutronen eingehender zu studieren, zum Beispiel in Abhängigkeit von den Detektorkoordinaten. Am Wasserstofftarget wurden verwendbare Daten lediglich einige Stunden lang genommen, mit der vorhandenen Statistik ($\mathcal{O}(100)$ missidentifizierte Protonen) waren solche Untersuchungen kaum möglich.

A.1.2. Magnet zwischen Target und Neutrontektor

Um den Anteil an geladenen Teilchen wie etwa Protonen im Neutrontektor drastisch zu reduzieren, könnte bei Messung an ^3He ein Dipolmagnet zwischen dem Target und dem Neutrontektor installiert werden, welcher die geladenen Teilchen – nicht aber die Neutronen – gebührend ablenkt, damit sie den Neutrontektor verfehlen. Voraussetzung ist hinreichend Platz (auch für eine massive Kollimation vor dem Magneten); das Streufeld dieses Magneten dürfte vor allem nicht das Magnetfeld im Inneren der Targetbox beeinflussen.

A.1.3. Bestimmung der Elektronhelizität mit Hilfe des Møller-Polarimeters

In dieser Arbeit wurde die am Experiment vorliegende Elektronhelizität relativ zur angeforderten Helizität über die Vorzeichen der parallelen Asymmetrien festgelegt. Stehen solche Referenzasymmetrien mit bekanntem Vorzeichen nicht zur Verfügung, so muss für eine Bestimmung des Vorzeichens von Helizitätsasymmetrien das absolute Vorzeichen der Elektronhelizität auf anderem Weg festgelegt werden. Im Grunde kann dies über Spinpräzessionsrechnungen geschehen, allerdings ist dies selbst bei hinreichend genauen Rechnungen (für MAMI-B-Energien beispielsweise) nur dann möglich, wenn sämtliche

relevanten, relativen Vorzeichen wie etwa die Polaritäten angelegter Spannungen (an die Pockelszelle, den Wienfilter, . . .) oder die vorliegenden Logikpegel bekannt sind (und insbesondere nicht durch Unbedachtheit geändert werden). Dies ist somit nicht praktikabel. Über das Vorzeichen der Asymmetrie, die mit dem Møller-Polarimeter gemessen wird, kann die Elektronhelizität unabhängig von allen Vorgängen im Beschleuniger bestimmt werden (eine Halbwellenplatte kann beispielsweise in den Laserstrahl hineingefahren oder herausgefahren werden, dies ändert das Vorzeichen der Zirkularpolarisation nach der Pockelszelle und damit das Vorzeichen der Elektronhelizität). Der Wirkungsquerschnitt und damit auch die Zählrate sind bei gleicher Orientierung der Spins von Strahlelektron und Targetelektron geringer. Somit muss die Targetspinorientierung bekannt sein, damit aus der gemessenen Asymmetrie das absolute Vorzeichen der Elektronhelizität bestimmt werden kann. Dazu ist angedacht, die Magnetfeldorientierung des Targetmagneten¹ und damit die Targetspinorientierung zu bestimmen. Letztlich muss noch das relative Vorzeichen zwischen dem logischen Helizitätssignal, welches in die Møller-Messung eingeht, und jenen Helizitätssignalen, die in den Datenstrom der verwendeten Detektoren einfließen, bestimmt werden (im Dezember 2011 waren in einer Strahlzeit die Vorzeichen der Polarimetermessung und des verwendeten Spektrometers gerade umgekehrt; durch eine Vertauschung entsprechender Kabel kann dies – auch unwissentlich – geändert werden). Dazu muss die regelmäßige Änderung des Helizitätslogikpegels gestoppt werden, entweder durch ein Abziehen des Signalkabels an dem Quasi-Zufallsgenerator im A1-Messraum oder direkt durch die Anforderung einer fixen Elektronhelizität beim MAMI-Operateur (auch hier kann es theoretisch zu einer relativen Vorzeichen-Diskrepanz kommen). Daraufhin müssen lediglich für kurze Zeit Daten mit dem Møller-Polarimeter und den verwendeten Detektoren genommen werden, ein Abgleich des jeweils vorliegenden Helizitätssignals führt dann zu dem relativen Vorzeichen.

A.1.4. Helizitätsabhängige Totzeit der Datenerfassung

Die Totzeit der Datenerfassung (in der G_E^m -Strahlzeit betrug sie etwa 4 – 5%) wird momentan nur über die verschiedenen Elektronhelizitäten gemittelt registriert. Sind in einem Experiment die Triggerraten für die beiden Helizitätseinstellungen stark unterschiedlich (dies war, soweit sich dies überprüfen ließ, im diskutierten Experiment nicht der Fall), ergibt sich für die Helizität mit der höheren Rate auch eine höhere Totzeit und damit im Normalfall für den Betrag der gemessenen Asymmetrie eine Reduktion im Vergleich zu einer totzeitfreien Messung. Dies kann beispielsweise geschehen, wenn der helizitätsunabhängige Untergrund auf Triggerebene stark unterdrückt würde (etwa durch Einbeziehung des Čerenkov-Detektorsignals im Trigger) bei gleichzeitig hoher

¹Auch der Zusammenhang zwischen der Polarität des Stroms und der Magnetfeldorientierung ist nicht mit Sicherheit bekannt; über einen Schalter lässt sich die Polarität ändern. Dieser Schalter sollte daher für die Zukunft fixiert werden, oder seine Einstellung sollte routinemäßig vor einer Strahlzeit, in der die Elektronhelizität relevant ist, in die vorhandene Check-Liste mit aufgenommen und eingetragen werden.

Rate der helizitätsabhängigen Ereignisse.

Analog zur Registrierung des helizitätsabhängigen Strahlstroms über die separate Integration des Signals einer Förstersonde bei den beiden Helizitätsstellungen könnte dies überwacht werden. Dazu müsste das logische Signal, welches die Bereitschaft der Datenerfassung anzeigt und ohnehin zur Bestimmung der (helizitätsgemittelten) Totzeit verwendet wird, für die unterschiedlichen Helizitätsstellungen separat aufintegriert werden. Voraussetzung für die einfache Umsetzung sind lediglich freie Plätze in einem Zähler (bei der Elektronik jedes Spektrometers/Detektors, das/der überwacht werden soll), der Programmieraufwand zur Bestimmung der helizitätsabhängigen Totzeiten wäre moderat.

Bei einem Rückstoßexperiment mit unpolarisiertem Target ließe sich aufgrund der Paritätserhaltung der elektromagnetischen Wechselwirkung das Vorhandensein einer solchen falschen Asymmetrie auch über die Singlerate des Elektronarms überprüfen.

A.1.5. Asymmetrie des Pionproduktionsuntergrunds

Im Prinzip können die erwarteten Asymmetrien der Pionproduktionsereignisse für den Fall der Produktion am freien Nukleon, zum Beispiel direkt aus dem Modell MAID, näherungsweise als Grundlage einer Korrektur bezüglich der Pionereignisse an den extrahierten G_E^n/G_M^n -Wert berücksichtigt werden. Allerdings sollte dann auf eine möglichst gute Vergleichbarkeit zwischen Messung und Simulation Wert gelegt werden; Pionproduktionsereignisse finden sich vorwiegend am Rand der Winkel- und Impulsakzeptanz des Spektrometers, für die sich allerdings, sofern der große Kollimator des Spektrometers verwendet wird, keine ideale Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ergibt. Durch eine Korrelation beispielsweise zwischen dem Pionproduktionswinkel und der zu erwartenden Asymmetrie muss zudem berücksichtigt werden, dass ein Pion oder eines seiner Zerfallsprodukte in der Reaktion ${}^3\text{He}(e',en)\pi$ ebenfalls im Neutronendetektor nachgewiesen werden und damit ein Veto-Signal auslösen kann – auch mit einer Korrelation zum Pionproduktionswinkel und damit zu der erwarteten Asymmetrie.

Eine Einbindung der erwarteten Asymmetrien direkt in den Maximum-Likelihood-Fit ist schwierig zu realisieren, wohingegen der Einfluss analog zur Abschätzung der Detektoraufösungen, des Fermiimpulses usw. auf Grundlage der Simulation relativ einfach untersucht werden kann. Die erzeugten Pseudodaten der quasielastischen Ereignisse müssten dann lediglich um die Ereignisse aus der Pionproduktion ergänzt werden; ein Vergleich des in die Simulation hereingesteckten Formfaktorverhältnisses mit dem, welches der Fit zurückliefert, ermöglicht die gewünschte Abschätzung.

In der hier vorliegenden Arbeit wurde auf eine Berücksichtigung der erwarteten Asymmetrien für Pionproduktionsereignisse verzichtet; es wurde lediglich eine maximale Abschätzung vorgenommen, indem die Pionereignis-Asymmetrien für die einzelnen Targetpolarisationsorientierungen minimal (-100%) beziehungsweise maximal ($+100\%$) gewählt wurden, und der Fall, dass in der Reaktion ${}^3\text{He}(e',en)\pi$ das Pion zusätzlich ein Signal in einer der Veto-Lagen des Detektors hinterlassen und somit zu einem Aus-

schluss des Ereignisses durch die Datenselektion führen konnte, wurde vernachlässigt. Der daraus resultierende, relative systematische Fehler ist entsprechend vergleichsweise groß; er ist durch die geringe Variation des extrahierten G_E^n/G_M^n -Werts bei einer Änderung der oberen Schnittgrenze für W abgesichert (vergleiche Abbildung 8.17), da man bereits bei einer geringfügigen Vergrößerung von W_{\max} einen deutlich größeren Pionereignisanteil erwartet (Abbildung 8.3) – eine signifikante Änderung des G_E^n/G_M^n -Werts bleibt allerdings für $W \leq 1100$ (MeV/c²) aus.

A.1.6. Berücksichtigung der Q^2 -Abhängigkeit des Formfaktorverhältnisses

In der Analyse wurde eine Q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren vernachlässigt, für die Extraktion von $g = G_E^n/G_M^n$ wurde also über den vermessenen Q^2 -Bereich gemittelt. Ein Modell für den Q^2 -Verlauf lässt sich bei Bedarf einfach in den Maximum-Likelihood-Fit einfügen, indem g beispielsweise um den Mittelwert von Q^2 parametrisiert wird und dieses $g(Q^2) = g(\langle Q^2 \rangle) \cdot f(Q^2)$ in der Likelihood-Funktion verwendet wird, um für jedes Ereignis auf $g(\langle Q^2 \rangle)$ zu projizieren und dieses zu optimieren. Dies kann insbesondere dann interessant sein, wenn ein Fit über einen weiten Q^2 -Bereich (zum Beispiel bei einer Einbeziehung mehrerer eventuell überlappender Datenpunkte, siehe Abschnitt 9.2) mit einer individuellen Parametrisierung durchgeführt werden soll.

A.1.7. Verbesserte Selektion quasielastischer Ereignisse bei höherer relativer Zeitauflösung

Für den geplanten neuen Neutronendetektor lässt sich zwar keine relevant bessere absolute Zeitauflösung erwarten (die Koinzidenzzeit zwischen zwei Spektrometern liegt ebenfalls im Bereich von einer Nanosekunde, vergleichbar also mit der in diesem Experiment erzielten Zeitauflösung), jedoch ist eine etwa vier Mal größere aktive Detektorfläche als bei dem zuletzt verwendeten Detektor geplant [DV⁺11]. Um einen ähnlich großen Raumwinkel abzudecken, kann der Detektor somit in doppelter Entfernung zum Target aufgebaut werden, womit sich die relative Flugzeitauflösung halbiert. Zudem verbessert sich die relative Flugzeitauflösung bei kleinerem Impuls der herausgeschlagenen Neutronen deutlich (vergleiche Abbildung A.4). Damit wird gegebenenfalls eine hinreichend genaue Bestimmung des Nukleonimpulses über die Flugzeit möglich. Diese Information kann für eine verbesserte Selektion quasielastischer Ereignisse (über einen Schnitt auf q^\perp und W hinaus) genutzt werden, siehe beispielsweise [P⁺06],[R⁺10].

A.1.8. Referenzspektren

Um zu vermeiden, dass fehlende Daten (zum Beispiel durch den Absturz eines Frontendrechners in der Spektrometerhalle) erst nach unnötig langer Zeit bemerkt wurden, wurde während der zweiten G_E^n -Strahlzeit im Sommer 2008 zusätzlich zu den übrigen Aufgaben von dem jeweiligen Schichtpersonal erbeten, die Durchsicht der Spektren jedes einzelnen Runs durch ein Häkchen in vorgefertigten Listen zu bestätigen, ein vollständiger

Satz von Referenzspektren stand zum Vergleich zur Verfügung. Über die Angemessenheit kann man unterschiedlicher Meinung sein, in dieser Strahlzeit wurden jedenfalls gute Erfahrungen gemacht.

A.1.9. Vermeidung verdrehter Kabel

Bei dem Aufbau eines komplexen Messgeräts wie dem Neutronendetektor können – wie demonstriert wurde – unbeabsichtigte Fehler in der Verkabelung auftreten. Um diese Fehlerquelle zu minimieren, können beispielsweise konsequent Flachbandkabel mit einem Vorsprung an einer Seite genutzt werden, welche dann nur in einer Richtung aufgesteckt werden können, auch wenn dies eine gewisse Einschränkung bei der Wahl der Kabel bedeutet. Ansonsten hilft zumindest eine deutlich erkennbare Beschriftung sowohl an den Kabeln als auch an den Modulen, bei Flachbandkabeln zusätzlich eine (zum Beispiel farbliche) Markierung an den beiden Rändern des Steckers und des Moduls.

Eine weitgehende Überprüfung des Triggers kann durch Abschalten aller Hochspannungen bis auf diejenige des zu überprüfenden Detektorteils stattfinden. Kosmische Teilchen reichen dafür vollkommen, allerdings kann der Zeitaufwand – abhängig von der Anzahl der Einzelkanäle – sehr groß sein, da nicht nur die Rate der kosmischen Teilchen begrenzt ist, sondern der Zeitaufwand für die stabile Hochspannungsänderung hinzu kommt. Ein solcher Test kann aber ohne allzu großen Aufwand automatisiert werden. Wenn die Strahlzeitvorbereitung dies zulässt, kann eine Überprüfung einige Tage vor Beginn des Experiments durchgeführt werden.

In dem konkreten Fall dieses Neutronendetektors hätte somit überprüft werden können,

- ob der Trigger für jeden einzelnen Bar anspricht (dies wäre nicht der Fall gewesen),
- ob der Trigger eines einzelnen Bars nur anspricht, wenn beide Photomultiplier mit Hochspannung versorgt sind (dies wäre nicht der Fall gewesen),
- ob die entsprechenden ADC- und TDC-Kanäle Einträge gehabt hätten (dies wäre der Fall gewesen, allerdings wäre dabei nicht aufgefallen, dass die TDC-Kanäle der dritten Szintillatorlage vertauscht waren).

A.2. Anpassung des Møller-Polarimeters an die Strahlenergie von MAMI-C

Die Ablenkung der Elektronen in dem Dipolmagneten hängt sowohl von deren Impuls als auch von der Feldstärke des Magneten ab. Für die bisherige Position der Bleiglasdetektoren muss ein Strom von etwa 360 A (nahe an dem maximal zulässigen Strom) durch den Dipolmagneten fließen, damit die Detektoren bei einer Strahlenergie von 855 MeV (Maximalenergie MAMI-B) mittig getroffen werden für $\theta_{SP} = 90^\circ$; bei geringeren Strahlenergien wird der Strom entsprechend reduziert. Dergleichen müsste der Strom und damit

die Magnetfeldstärke für die mit MAMI-C erreichbare Energie erhöht werden, was jedoch nicht möglich ist. Daher musste die Position der Bleiglasdetektoren bei Messungen mit hohen Strahlenergien verändert werden, die Anpassung erfolgte auf Grundlage einer Simulation mit einer modifizierten Version des Programms `gigatrack` [Bar96]: Anstatt eines Ablenkungswinkels im Dipolmagneten von 25.9° bei einer Strahlenergie von 855 MeV und einem Dipolstrom von 360 A ergibt sich für 1508 MeV ein Winkel von 14.5° . Bei höherer Strahlenergie ist zudem der Laborstreuungswinkel für symmetrische Streuung geringer, weshalb die Entfernung zum Target entlang der Trajektorie bei symmetrischer Streuung derart vergrößert wurde, dass die Trefferhöhe mit der bei einer Strahlenergie von 855 MeV übereinstimmte. Aufgrund dieser Anpassungen ergab sich aus der Simulation mit $a_{zz} = -0.7688$ eine nur geringfügige Abweichung von der Analysierstärke $a_{zz} = -0.7712$ bei 855 MeV.

Da die neue Detektorposition nicht auf der existierenden Grundplatte realisiert werden konnte, wurde eine größere Aluminiumplatte angefertigt, zudem mussten innerhalb des Dipols einige Stützen der Polschuhe versetzt werden, die im Weg der neuen Trajektorien lagen, und das Vakuum-Austrittsfenster musste für die neuen Winkel angepasst werden; aus Sicherheitsgründen wurden die Kaptonfenster am Dipolaustritt durch dünne Aluminiumfenster ersetzt.

Mögliche Abweichungen der Detektorausrichtung von der Sollposition aufgrund einer Ungenauigkeit des Aufbaus konnten über die Optimierung des Dipolstroms reguliert werden, welcher aber nahe an dem Simulations-Designwert von 360 A lag, vergleiche Abbildung 6.1 rechts.

A.3. Korrekturfaktor Møller-Polarimeter

Bei der Inbetriebnahme des Møller-Polarimeters wurde der Einfluss der Detektorakzeptanz auf die gemessenen Asymmetrien untersucht [Str00]. Dazu wurden zu den normalen Messungen mit den beiden Bleiglasdetektoren zusätzliche Vergleichsmessungen gemacht, bei denen die Akzeptanz eingeschränkt wurde, indem eine Koinzidenz der Bleiglassignale zu denen von schmalen Szintillatordetektoren gefordert wurde, die vertikal oder horizontal vor den Bleigläsern positioniert wurden. In Abbildung A.1 sind die Messwerte der Asymmetrien (normiert auf die Asymmetrien der Bleiglasmessungen) gezeigt. Bei einer Einschränkung der Akzeptanz durch vertikal orientierte Szintillatoren (Nummer der Messung 3, 4 und 5) wurden höhere Asymmetrien gemessen, die aus der Simulation nicht erwartet wurden. Folgerung war, dass durch die große Akzeptanz der Bleigläser, die größer ist als die Magnetoptik, auch teilweise Møller-Elektronenpaare nachgewiesen wurden, die unter stärker von 90° abweichenden Schwerpunktsystem-Winkeln erzeugt wurden und nur durch Streuung an der Abschirmplatte des Dipols oder der Vakuumkammer nachgewiesen wurden, deren Anteil bei den eingeschränkten Akzeptanzen kleiner ist. Die höheren Asymmetrien bei einer Einschränkung der Akzeptanz durch horizontal angeordnete Szintillatoren (Nummer der Messung 10-17) wurde quantitativ so erwartet

(durch Effekte des Fermiimpulses, siehe [Bar96]).

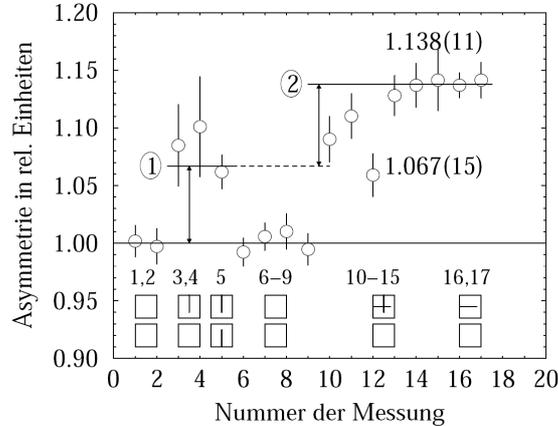


Abbildung A.1.: *Asymmetrien für verschiedene Akzeptanzen. Die kleinen Zeichnungen symbolisieren die verwendete Detektorkonfiguration. Bleiglasdetektoren sind durch das grosse Quadrat und die Szintillatorstreifen sind durch die vertikalen bzw. horizontalen Linien dargestellt. Die Werte sind offsetkorrigiert. Aus [Str00].*

Seither wurden die Møller-Messungen mit den Bleiglasdetektoren ohne Akzeptanzreduktion durchgeführt, als Resultat der oben beschriebenen Test-Messungen wurde allerdings ein relativer Korrekturfaktor von 1.067 ± 0.015 (was gerade dem mittleren Unterschied zwischen den Messungen mit eingeschränkter Akzeptanz und denen ohne entspricht) an die extrahierten Polarisierungen angefügt [Bar01].

Für die Anpassung des Polarimeters auf die neu verfügbare Strahlenergie von 1.5 GeV stellte sich somit die Frage, ob dieser Korrekturfaktor bei dieser Energie gleich groß wäre oder sich ändern würde. Zudem ist der systematische Fehler der Polarisationsmessung bezüglich dieses Korrekturfaktors durch die Statistik der verwendeten Messungen gegeben ($\Delta P/P = 1.5\%$) und dominiert die übrigen systematischen Fehler; mit einer höheren Statistik könnte der systematische Fehler damit deutlich verringert werden. Weiterhin wurde in dem Faktor nicht berücksichtigt, dass aufgrund der Akzeptanzeinschränkung eine Änderung der Analysierstärke erwartet wird ($+0.7\%$ nach Simulation, es werden also größere gemessene Asymmetrien erwartet), so dass der resultierende Korrekturfaktor etwas kleiner wäre als 1.067.

In zahlreichen Diskussionen wurde im Folgenden prinzipiell das Zustandekommen eines solchen Faktors in Frage gestellt, zumal in [Str00] auch von Problemen mit einem Wedler während der Testmessungen berichtet wurde, auf den die sichtbare Drift für die Messungen 10-17 in Abbildung A.1 zurückgeführt wurde. Daher wurde beschlossen, die Messungen bei 855 MeV-Strahlenergie mit eingeschränkter Akzeptanz zu wiederholen.

Diese Messungen fanden vom 18. Januar bis in den 21. Januar 2008 statt. In Abbildung A.2 sind die Ergebnisse für die Elektronpolarisation gezeigt. Als *Normal* sind Messungen mit den Bleiglasdetektoren allein bezeichnet, *Szint. oben* bezeichnet eine Messung mit

der Forderung nach einer Koinzidenz mit einem vertikal orientierten Szintillator vor dem oberen Bleiglasdetektor, *Szint. unten* und *Szint. oben und unten* entsprechend. Als Analysierstärke wurde für sämtliche Konfigurationen die aus der Simulation bestimmte Analysierstärke für die Bleiglasdetektoren ohne Akzeptanzeinschränkung verwendet. Ein Vergleich zu Abbildung A.1 ist damit direkt möglich, da die extrahierten Polarisierungen direkt proportional zu den gemessenen Asymmetrien sind (welche in Abbildung A.1 normiert dargestellt sind).

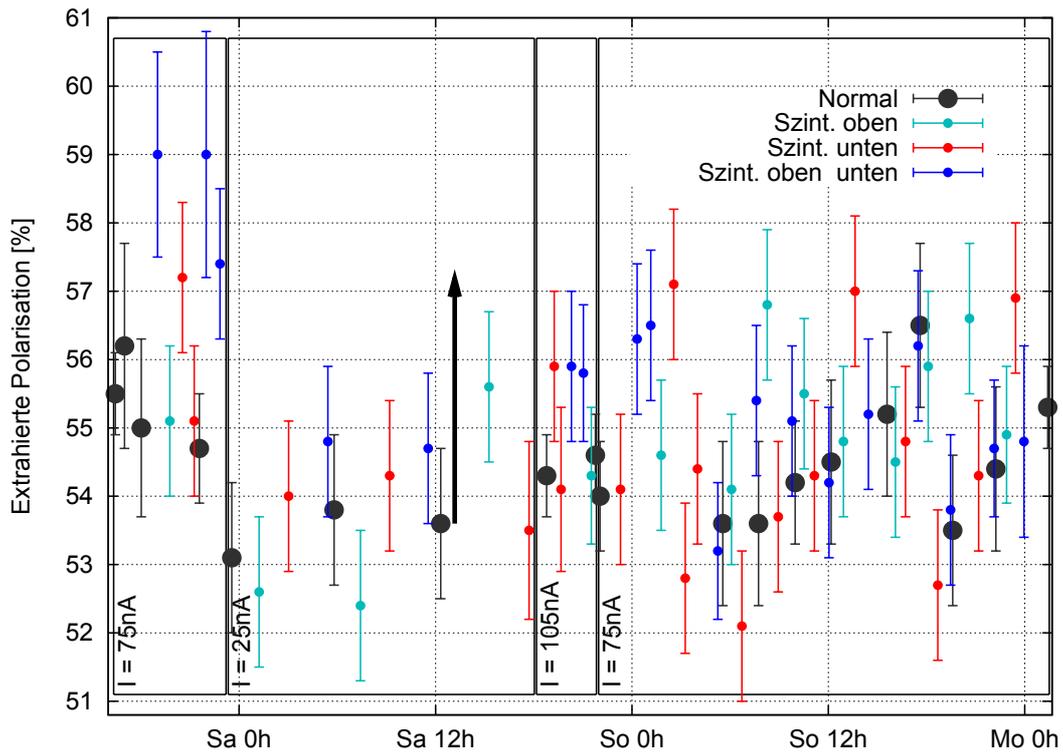


Abbildung A.2.: Möller-Messungen für verschiedene Akzeptanzen. Es wurde zunächst bei einem üblichen Strahlstrom von $I = 75 \text{ nA}$ gemessen, für einen Vergleich aber auch bei $I = 25 \text{ nA}$ und $I = 105 \text{ nA}$.

Die insgesamt geringe Polarisierung lag an dem verwendeten Kristall (für eine solche Testmessung sollte kein guter Kristall vergeudet werden).

Mit dem Pfeil ist die erwartete Änderung der Asymmetrien durch die Einschränkung der Akzeptanz dargestellt, die man nach den alten Testmessungen erwarten würde ($\Delta P_{\text{extrahiert}} = 6.7\%$). Außer einer Änderung des Strahlstroms und der Triggerlogik wurden während der gesamten Testmessung keine Änderungen an dem Aufbau vorgenommen.

In Tabelle A.1 sind die *mittleren* extrahierten Polarisierungen für die verschiedenen

Normal:	54.5 ± 0.2	(Normal *1.007 = 54.88)
Szint. oben:	54.7 ± 0.4	
Szint. unten:	54.6 ± 0.4	
Szint. oben und unten:	55.6 ± 0.4	

Tabelle A.1.: Extrahierte Polarisationen für verschiedene Akzeptanzen.

Akzeptanzen angegeben, die aus einem Fit auf konstante Polarisation ($P(t) = \text{konst}$) bestimmt wurden (dies sind sicherlich anzweifelbare Kenngrößen in Anbetracht dessen, dass die Strahlstrompolarisation offensichtlich nicht konstant war über den Zeitraum der Messungen), eine Änderung der extrahierten Polarisationen um etwa 7% bei einer Einschränkung der Akzeptanz geht daraus nicht hervor.

Vereinzelt wurden im Verlauf der nächsten Strahlzeiten mit 1.5 GeV Strahlenergien zusätzlich zu den normalen Messungen solche mit verringerter Akzeptanz durchgeführt, allerdings wurden keine systematischen Unterschiede beobachtet.

Für die vorliegende Arbeit wurde daher kein solcher Korrekturfaktor verwendet. Es sei hier explizit nochmals erwähnt, dass die absolute Kalibration der Elektronpolarisation kaum Einfluss auf die Bestimmung von G_E^n/G_M^n hat. Die Neutronasymmetrien, die in die Likelihood-Funktion eingehen, haben den Fitparameter V , der an die parallelen Asymmetrien angepasst wird; eine falsche Polarisationskalibration wird somit in dieses V absorbiert, G_E^n/G_M^n bleibt davon unberührt. Für die Abschätzung des Protonuntergrunds wurde zunächst unter Berücksichtigung der jeweils bestimmten Elektronpolarisationen aus einem Likelihood-Fit die mittlere Polarisation der Protonen bestimmt, diese wurde daraufhin in der Likelihood-Funktion zur Bestimmung von G_E^n/G_M^n verwendet, ebenfalls wieder unter Berücksichtigung der jeweils vorliegenden Elektronpolarisationen. Ein zusätzlicher Faktor für die Absolutkalibration der Elektronpolarisation bewirkt nun lediglich, dass in dem Zwischenschritt die Polarisation der Protonen um diesen Faktor falsch bestimmt wird, bei der erneuten Verwendung der Protonpolarisation zur Bestimmung von G_E^n/G_M^n wird dies jedoch wieder völlig kompensiert (dies war mit ein Grund dafür, weshalb für die mittlere Polarisation der experimentell ermittelte Wert verwendet wurde und kein aus der Simulation bestimmter). Bei der Abschätzung des Einflusses durch den Untergrund von Pionproduktionsereignissen geht eine Korrektur der Polarisation näherungsweise linear in den systematischen Fehler ein, eine Fehlkalibration von beispielsweise $\pm 6.7\%$ relativ würde dann lediglich eine Änderung des systematischen Fehlers $\Delta g/|g| \rightarrow \Delta g/|g| \cdot (1 \pm 0.067)$ bedingen.

A.4. Alternative Messungen der Elektronpolarisation

Die Messungen mit dem Møller-Polarimeter können nicht zeitgleich zur Datennahme eines Experiments durchgeführt werden, die Polarisationsbestimmungen werden während

einer Strahlzeit typischerweise ein bis zwei Mal am Tag durchgeführt. Um die Polarisation auf kürzeren Zeitskalen zu überwachen, war die Installation eines Compton-Polarimeters vorgesehen [Fel08], welches strahlabwärts vom Target aufgebaut wurde und somit parallel zu der Datennahme betrieben werden konnte. Für diese Relativmessung waren die erreichten Analysierstärken jedoch zu gering ($\approx 10^{-5}$), um damit sinnvolle Polarisationsmessungen durchführen zu können. Der Einbau des Polarimeters war optional nach Bedarf gedacht, erwies sich allerdings als zeitaufwändig; vor allem der Ausbau nach Strahlbetrieb war problematisch, da die verwendeten Magnete des Polarimeters stark aufaktiviert wurden (langlebige Isotope mit Halbwertszeiten von etwa einem Jahr). Derzeit ist das Polarimeter ausgebaut, die Magnete müssten ausgetauscht werden um ein unnötiges Risiko zu vermeiden.

Zur Messung der Elektronpolarisation an der Quelle kann desweiteren ein bestehendes Mott-Polarimeter verwendet werden. Schwierigkeiten bei der Extraktion des absoluten Polarisationsgrads beruhen unter anderem darauf, dass die Strahlenergien mit 1 – 3.5 MeV gering sind und die jeweils verwendete Targetdicke dadurch Einfluss auf die gemessenen Asymmetrien hat. Bislang wurde ein Kalibrationsfaktor an die Messungen des A1-Møller-Polarimeters angepasst. Derzeit laufen Anstrengungen, die Kalibration des Mott-Polarimeters autonom vornehmen zu können [TAR11] und die verschiedenen Polarimeter der Arbeitsgruppen miteinander zu vergleichen beziehungsweise aufeinander abzugleichen. Nachteil der Mott-Messungen ist generell, dass die Polarisation in der Nähe der Quelle gemessen wird anstelle der tatsächlich anliegenden, longitudinalen Polarisation am Experimentierort. Zudem muss für eine Messung mit dem Mott-Polarimeter der Spinwinkel nach der Quelle mit Hilfe des Wienfilters auf $\pm 90^\circ$ eingestellt werden, was eine Strahloptimierung notwendig macht und somit zeitaufwändig ist. Für die hier diskutierte Analyse wurden keine Mott-Messungen verwendet.

Zusätzlich zu den Bleiglasdetektoren wurde für das A1-Møller-Polarimeter ein Hodoskop aufgebaut [Bar01],[JMn03]. Die Akzeptanz der Bleigläser wird dabei durch segmentierte Szintillationsdetektoren abgedeckt, womit durch entsprechende Koinzidenzen der einzelnen Kanäle eine Reduktion von Untergrundereignissen erreicht werden kann. Die Nutzung des Hodoskops hat sich bislang allerdings nicht als zuverlässig erwiesen: Durch die verhältnismäßig kleine Akzeptanz der einzelnen Kanäle und die Bildung der Koinzidenzen einzelner Detektoren miteinander ist dieses System sehr anfällig bezüglich Änderungen der Strahlage sowie der Einstellung des Dipol-Magnetfelds und wird daher nicht benutzt.

A.5. Formeln für die Asymmetrien

Die Asymmetrie A zweier Messgrößen N^+ und N^- ist

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad \text{mit } -100\% \leq A \leq +100\%. \quad (\text{A.1})$$

Mit $N = N^+ + N^-$ ergibt sich

$$N^\pm = \frac{1}{2}(1 \pm A) \cdot N \quad (\text{A.2})$$

Für die Kombination zweier Asymmetrien erhält man

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{N_1^+ - N_1^-}{N_1^+ + N_1^-}, \\ A_2 &= \frac{N_2^+ - N_2^-}{N_2^+ + N_2^-}, \\ A_{\text{tot}} &= \frac{N_1^+ + N_2^+ - N_1^- - N_2^-}{N_1^+ + N_2^+ + N_1^- + N_2^-}, \\ &= a_1 \cdot A_1 + a_2 \cdot A_2 \quad \text{mit } a_i = \frac{N_i^+ + N_i^-}{N_1^+ + N_1^- + N_2^+ + N_2^-}, \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$A_1 = \frac{1}{a_1} \cdot A_{\text{tot}} - \frac{a_2}{a_1} \cdot A_2. \quad (\text{A.4})$$

Sind N^+ und N^- unabhängige Messgrößen mit einem statistischen Fehler ΔN^+ und ΔN^- , so ergibt sich für den Fehler der Asymmetrie

$$\begin{aligned} \Delta A &= \sqrt{\left| \frac{\partial A}{\partial N^+} \cdot \Delta N^+ \right|^2 + \left| \frac{\partial A}{\partial N^-} \cdot \Delta N^- \right|^2} \\ &= \sqrt{\left| \frac{2N^-}{N^2} \cdot \Delta N^+ \right|^2 + \left| \frac{-2N^+}{N^2} \cdot \Delta N^- \right|^2}. \end{aligned}$$

Sind N^+ und N^- Zählgrößen von hinreichender Größe ($N^+, N^- \gg 1$), die einer Poissonverteilung folgen, so dass deren Fehler abgeschätzt werden können mit

$$\begin{aligned} \Delta N^+ &= \sqrt{N^+} \quad \text{und} \\ \Delta N^- &= \sqrt{N^-}, \end{aligned}$$

so ergibt sich

$$\Delta A = \sqrt{\frac{4N^+N^-}{N^3}} \quad (\text{A.5})$$

$$= \sqrt{\frac{1 - A^2}{N}}. \quad (\text{A.6})$$

Zu beachten ist, dass Gleichung (A.6) nur für eine unkorrigierte Asymmetrie A gilt; wird diese korrigiert (zum Beispiel durch von 1 abweichende Polarisierungen), so ist dies im Fehler zu berücksichtigen.

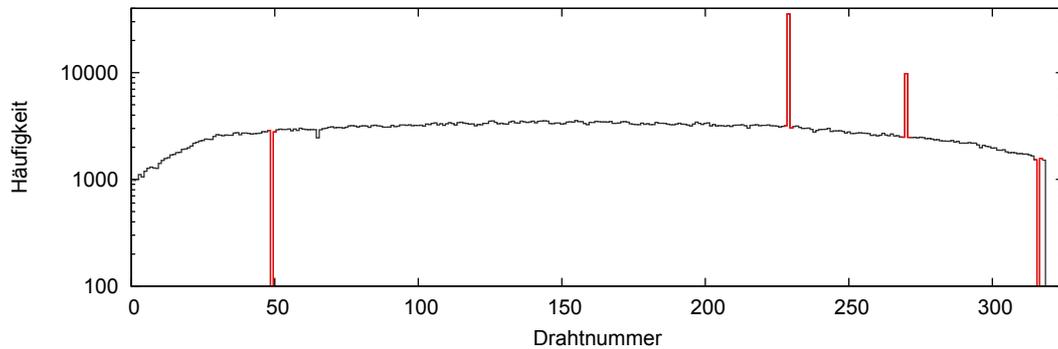


Abbildung A.3.: Häufigkeitsverteilung für das Ansprechen einzelner Drähte der Spurkammern von Spektrometer A. Die in rot markierten Drahtnummern wurden von der Analyse ausgenommen. Stickstoffdaten.

A.6. Defekte Drähte der VDCs

Einzelne Drähte der Spektrometer-Spurkammern können defekt sein. Sie können beispielsweise gerissen sein, der entsprechende Elektronikkanal kann defekt sein, oder es kann zu Übersprechen anderer Kanäle und damit einer erhöhten Zählrate eines Drahtes kommen. In Abbildung A.3 ist für die s1-Ebene die Häufigkeitsverteilung für das Ansprechen der einzelnen Drähte angegeben. Durch die Streuung an einem Stickstofftarget wurden die Drahtebenen voll ausgeleuchtet, zudem erwartet man einen glatten Verlauf der Häufigkeitsverteilung gegen die Drahtnummer. Drähte mit einer auffälligen Häufigkeit wurden von der Analyse ausgeschlossen, siehe Tabelle A.2.

Drahtebene	Defekte Drähte
x1	140, 224
s1	49, 229, 270, 316
x2	23, 70
s2	139, 295

Tabelle A.2.: Spektrometer A: Von der Analysesoftware ignorierte Drähte der vertikalen Driftkammern.

A.7. Flugzeitauflösung des Neutronendetektors

Der Impulsbetrag eines detektierten Nukleons lässt sich bei einem solchen Experimentieraufbau im Prinzip durch eine Flugzeitmessung bestimmen. Allerdings ist der Ab-

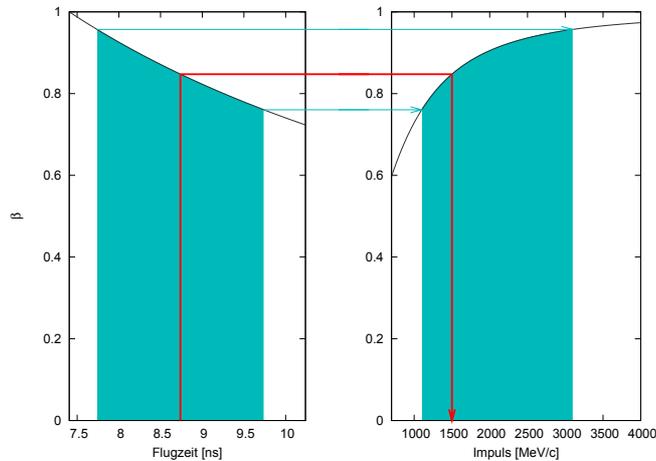


Abbildung A.4.: Illustration zum Impulsaufhebungsvermogen des Neutronendetektors durch Flugzeitmessung. Die Geschwindigkeit eines detektierten Teilchens relativ zur Lichtgeschwindigkeit, β , kann bei bekannter Fluglänge aus der Flugzeit bestimmt werden. Aus β lässt sich daraufhin der Impuls des Nukleons bestimmen. Bei einer Zeitaufblosung von etwa ± 1 ns für dieses Experiment (angedeutet durch das Fehlerband im linken Bild) ergibt sich ein sehr großer Fehler für den rekonstruierten Impuls des Nukleons (Fehlerband rechtes Bild). Die Zahlenwerte entsprechen einem Treffer eines Neutrons in der Mitte der ersten Szintillatorlage. Der mittlere Impuls der quasielastisch gestreuten Nukleonen beträgt etwa $1.5 \text{ GeV}/c$ für die Kinematik dieses Experiments.

stand des Neutronendetektors im Verhältnis zu der erreichbaren Flugzeitaufblosung² und der mittleren Geschwindigkeit der Nukleonen in diesem Experiment deutlich zu gering, wie in Abbildung A.4 verdeutlicht wird. Der Flugzeitunterschied zwischen den Neutronen und schnellen Pionen und Photonen ist ebenfalls zu gering, um eine Separation zu ermöglichen.

A.8. Verschiedene Messmethoden der Nukleon-Formfaktoren

Zur Messung der Nukleon-Formfaktoren wurden in verschiedenen Experimenten unterschiedliche Messmethoden verwendet. Zunächst standen nur Messungen ohne Polarisationsfreiheitsgrade zur Verfügung, später wurden durch die technische Realisierung pola-

²Die Auflösung der Flugzeit lässt sich anhand der Wasserstoffdaten bestimmen: In diesem Fall haben die Targetprotonen keinen Fermiimpuls, weshalb sich der Impuls der gestreuten Protonen vollständig durch die Elektronkinematik bestimmen lässt (der Einfluss radiativer Prozesse lässt sich durch einen Schnitt auf die rekonstruierte Masse des Protons minimieren). Für jeden getroffenen Bar kann man dann die aus der Elektronkinematik erwartete Flugzeit mit der gemessenen (bis auf einen Zeitoffset) vergleichen. Es ergibt sich für die überprüfbaren Bars eine Auflösung von $\sigma_{\text{ToF}} = 0.8 \text{ ns}$ bis 1 ns .

risierter Elektronenquellen, polarisierter Targets und Rückstoßpolarimeter Experimente möglich, bei denen Polarisationsobservablen genutzt werden konnten. Eine detaillierte Schilderung über den zeitlichen Verlauf von Nukleon-Formfaktormessungen findet sich in [PPV07]. Hilfreiche Erläuterungen und Zusammenfassungen zu den bis dahin vorhandenen Messungen von G_E^n in Doppelpolarisationsexperimenten sind in [P⁺06] zu finden.

Unter Verwendung der sogenannten Rosenbluthformel (2.24) lassen sich die Sachs-Formfaktoren aus gemessenen Wirkungsquerschnitten mittels der *Rosenbluthseparation* im Prinzip relativ einfach bestimmen. Dazu wird der Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung bei verschiedenen Streuwinkeln θ_e , aber festen Werten von Q^2 gemessen. Dies ist durch eine Änderung der Elektronstrahlenergie möglich. Stellt man Gleichung (2.24) um nach

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}} = \left(\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau}\right) + \left(2\tau \tan^2 \frac{\theta_e}{2}\right) G_M^2(Q^2) \quad (\text{A.7})$$

und trägt dieser Formel entsprechend den gemessenen Wirkungsquerschnitt dividiert durch den Mott-Wirkungsquerschnitt gegen $(2\tau \tan^2 \frac{\theta_e}{2})$ auf, so erhält man eine Gerade, aus deren Steigung man $G_M^2(Q^2)$ bestimmen kann und aus dem extrapolierten Achsenabschnitt $\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau}$ (und somit $G_E^2(Q^2)$). Diese Methode hat sich zur Bestimmung der Proton-Formfaktoren sehr bewährt; unter Verwendung von Wasserstofftargets lässt sich die elastische Elektron-Proton-Streuung hervorragend realisieren. Das Verhältnis der Protonformfaktoren G_E^p/G_M^p wurde darüber hinaus in Doppelpolarisationsexperimenten (siehe unten) der Reaktion $^1\text{H}(\vec{e}, e'\vec{p})$ gemessen. Dieses kann mit dem Verhältnis der Formfaktoren aus Rosenbluthseparationsmessungen verglichen und auf Konsistenz überprüft werden. Für $Q^2 \gtrsim 1 (\text{GeV}/c)^2$ wurden dabei große systematische Abweichungen festgestellt. Auf theoretischer Seite wurden Anstrengungen unternommen, den Ursprung dieser Diskrepanz zu ergründen. Diese Diskussion ist noch immer nicht abgeschlossen; was sich allerdings gezeigt hat ist, dass über die PWBA hinaus die Betrachtung des Austauschs von zwei virtuellen Photonen wichtig ist. Während Korrekturen für die extrahierten G_E^p/G_M^p -Werte aus den Doppelpolarisationsexperimenten klein zu sein scheinen, sind sie für den Fall der Formfaktoren aus der Rosenbluthseparation in der gleichen Größenordnung (und mit dem richtigen Vorzeichen) wie die vorliegende Diskrepanz.

Für den Fall, dass einer der beiden Formfaktoren deutlich größer ist als der andere, ist es schwierig letzteren zu bestimmen, da die Formfaktoren lediglich quadratisch in (2.24) vorkommen. Weiterhin dominiert G_M den Wirkungsquerschnitt bei großem Q^2 und damit großem τ , während G_E entsprechend bei kleinem Q^2 dominant beiträgt. Insbesondere im Fall des Neutrons ist es wegen $G_E^{n2} \ll G_M^{n2}$ in dem bislang vermessenen Q^2 -Bereich besonders schwierig, G_E^n mit dieser Methode zu bestimmen.

Die durchgeführten Messungen von G_M^n lassen sich für unpolarisierte Messungen in verschiedene Gruppen einteilen:

- Elastische Wirkungsquerschnittsmessungen in ed-Streuung, in denen die Deuteron-Formfaktoren bestimmt werden, welche wiederum mit den Nukleon-Formfaktoren

zusammenhängen und somit deren (modellabhängige) Bestimmung ermöglichen.

- Wirkungsquerschnittsmessungen in quasielastischer ed-Streuung, bei der durch Vergleich mit elastischer ep-Streuung auf den Neutronformfaktor rückgeschlossen wird. In der quasielastischen Streuung wird die Modellabhängigkeit deutlich reduziert, da das Photon direkt mit den Nukleonen wechselwirkt.
- Wirkungsquerschnittsmessungen in den Reaktionen $d(e,e'p)n$ und $d(e,e')pn$, wobei in dem Fall, dass kein koinzidentes Proton nachgewiesen wurde, davon ausgegangen wurde, dass es sich um ein Ereignis der quasielastischen Streuung am Neutron gehandelt habe.
- Wirkungsquerschnittsmessungen der Reaktionen $d(e,e'p)n$ und $d(e,e'n)p$, aus deren Verhältnis auf den magnetischen Formfaktor des Neutrons rückgeschlossen werden kann. Dabei geht die Genauigkeit des Protonwirkungsquerschnitts mitsamt Korrekturen zur Kernbindung ein, der elektrische Neutron-Formfaktor spielt aufgrund seiner geringen Größe nur eine untergeordnete Rolle. Durch eine simultane Messung der Wirkungsquerschnitte können verschiedene systematische Fehler vermieden werden, die Systematik wird dann von der Neutronnachweiswahrscheinlichkeit dominiert.

Für die Bestimmung von G_E^n wurden bis 1990 im Wesentlichen Daten aus elastischer (sowie quasielastischer) Elektron-Deuteron-Streuung verwendet; die Strukturfunktionen des Deuterons wurden dazu auf die Formfaktoren der Nukleonen zurückgeführt, wobei G_E^n zusammen mit G_E^p in einer Summe auftritt. Unter Verwendung einer spezifischen Parametrisierung der übrigen Formfaktoren wurde G_E^n für verschiedene Deuteron-Wellenfunktionen bestimmt. Dabei ist allerdings unter anderem eine starke Modellabhängigkeit bezüglich der verwendeten Deuteron-Wellenfunktion gegeben. Seit den 1990er Jahren basieren sämtliche Messungen von G_E^n auf Doppelpolarisationsmessungen in quasielastischer Nukleonstreuung.

Bei der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung gibt es insgesamt vier Polarisationsfreiheitsgrade (siehe [DR86] hier und im Folgenden):

1. Polarisation einlaufendes Elektron,
2. Polarisation gestreutes Elektron,
3. Polarisation einlaufendes Nukleon und
4. Polarisation gestreutes Nukleon.

Der Vorteil ist, dass bei Verwendung von Polarisationsfreiheitsgraden andere Strukturfunktionen und damit andere Kombinationen der Formfaktoren in den Wirkungsquerschnitten zugänglich werden können. Aus Asymmetrien des Wirkungsquerschnitts in

Abhängigkeit der Polarisationsfreiheitsgrade können diese in einem Experiment extrahiert werden.

Im Prinzip sind beliebige Kombinationen der vier Polarisationsfreiheitsgrade möglich, allerdings sind diese unter Umständen experimentell schwierig zu realisieren. Im Jahr 2007 wurde zum ersten Mal ein Dreifach-Polarisationsexperiment durchgeführt und ausgewertet [Wei11].

Für Messungen mit lediglich einem Polarisationsfreiheitsgrad lernt man auf der anderen Seite allerdings nicht viel Neues über die Struktur der Nukleonen. Für den Fall eines polarisierten, einlaufenden Elektrons ist der Wirkungsquerschnitt aufgrund von Paritätserhaltung der elektromagnetischen Wechselwirkung unabhängig von der Helizität des Elektrons, so dass sich die gleiche Situation ergibt wie bei einer völlig unpolarisierten Messung. Ebenso verhält es sich bei alleiniger Bestimmung der Polarisation des gestreuten Elektrons. Messungen mit einem polarisierten Target aber einem unpolarisierten Strahl haben letztlich ebenso den gleichen Informationsgehalt wie die unpolarisierten Messungen selbst [DR86].

Hingegen wurden Messungen mit polarisiertem Elektronenstrahl³ und polarisiertem Target oder der gemessenen Rückstoßpolarisation der Nukleonen als sehr vielversprechend angesehen und haben sich seit Anfang der 1990er Jahre tatsächlich sehr bewährt.

Bei Streuung eines polarisierten Elektrons mit Helizität h an einem unpolarisierten Nukleon ist die Rückstoßpolarisation \vec{P} des Nukleons über

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}}(\vec{P}) = \sigma_0(\vec{P}^{(0)} + h\vec{P}^{(h)}) \quad (\text{A.8})$$

(mit der helizitätsunabhängigen ($\vec{P}^{(0)}$) und der helizitätsabhängigen ($\vec{P}^{(h)}$) Rückstoßpolarisation) mit den Formfaktoren verbunden; in der Ein-Photon-Austauschnäherung und unter Vernachlässigung von Kernbindungseffekten ist $\vec{P}^{(0)} = 0$ und $\vec{P}^{(h)}$ liegt in der Streuebene:

$$P_t^{(h)} = P_e \cdot \frac{aG_E G_M}{cG_E^2 + dG_M^2} \quad (\text{A.9})$$

$$P_l^{(h)} = P_e \cdot \frac{-bG_M^2}{cG_E^2 + dG_M^2} \quad (\text{A.10})$$

P_l^h ist die von der Helizität abhängige Polarisationskomponente in Richtung der Impulsrichtung des emittierten Nukleons, $P_t^{(h)}$ die Komponente in der Streuebene und senkrecht zur Impulsrichtung. P_e ist die Elektronpolarisation und a, b, c sowie d sind kinematische Größen (diese sind analog zu denen in Gleichung (3.11) angegebenen).

Durch Messung der Rückstoßpolarisation beider Komponenten kann über das Verhältnis $P_t^{(h)}/P_l^{(h)} \propto G_E/G_M$ das Formfaktorverhältnis mit relativ kleinen systematischen

³Alternativ könnte auch der Spin der gestreuten Elektronen nachgewiesen werden, allerdings ist die technische Realisierung eines polarisierten Elektronenstrahls deutlich einfacher als die Messung der Polarisation eines hochrelativistischen Elektrons.

Fehlern bestimmt werden, da in dem Verhältnis unter anderem die Analysierstärke des verwendeten Polarimeters sowie die Elektronpolarisation herausfallen. Im Fall des Neutrons wird daraus üblicherweise unter Verwendung von G_M^n aus Messpunkten oder einer Parametrisierung der Wert für G_E^n bestimmt.

In [BW84] wurde gezeigt, dass die Asymmetrien bezüglich der Elektronhelizität in der inklusiven, quasielastischen, doppelpolarisierten Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e},e')$ sensitiv auf G_M^n und G_E^n sind. Sowohl G_M^n als auch G_E^n wurden mittels dieser Reaktionen gemessen; für die Bestimmung von G_E^n stellte sich allerdings heraus, dass eine genaue Extraktion sehr schwierig ist aufgrund des Protonbeitrags zu den Asymmetrien in der inklusiven Messung. Durch einen Nachweis des Neutrons in der semiexklusiven Reaktion ${}^3\vec{H}e(\vec{e},e'n)pp$ kann der Einfluss der Protonen deutlich reduziert werden.

Desweiteren wurde G_E^n aus Asymmetrien der Reaktion ${}^2\vec{H}(\vec{e},e'n)p$ mit einem vektorpolarisierten Deuteriumtarget bestimmt.

A.9. Test des Koinzidenz-Moduls Lecroy Model 4516

Um das Verhalten dieses Moduls zu testen (es wurde vermutet, dass die Generation des Koinzidenzsignals verhältnismäßig länger dauert, wenn die beiden zugeführten Signale etwa zur gleichen Zeit ankommen im Vergleich zu der Situation, dass eines der beiden Signale schon deutlich früher anlag, vergleiche Abschnitt 7.2.2), wurden diesem zwei logische Signale zugeführt. Die Verarbeitungszeit des Moduls wurde bei Umschalten der Logikpegel der beiden Signale in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz der beiden eingehenden Signale studiert.

Das sägezahnförmige Signal eines Funktionsgenerators wurde über einen Schwellendiskriminator diskriminiert und in einen Eingang des Logikmoduls geführt. Der zweite Eingang dieses Kanals wurde ebenfalls mit dem diskriminierten Signal des Funktionsgenerators belegt, wobei jedoch ein anderer Diskriminator benutzt wurde. Durch die Änderung der Schwelle eines der beiden Diskriminatoren ließ sich somit die Zeit zwischen der Generation der beiden Logiksignale ändern. Um einen direkten Vergleich zu den *TDC gegen TDC*-Spektren (vergleiche Abbildung 7.11) herzustellen, wurde das vom Koinzidenzmodul generierte *Und*-Signal als Triggersignal für ein Oszilloskop verwendet, die Zeiten der Primärsignale wurden mittels des Oszilloskops relativ dazu gemessen (dazu wurden weitere Signal-Ausgänge der beiden Diskriminatoren verwendet). Wie in Abbildung A.5 zu sehen ist, wurde ein analoges Verhalten zu den *TDC gegen TDC*-Spektren gefunden: Für eine lediglich kleine Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen der eingehenden Signale ist deren gemessene Zeit relativ zum Koinzidenzsignal verringert, verglichen mit dem Fall, in dem die zeitliche Verzögerung groß ist. Dies bedeutet, dass das Triggersignal des Moduls zeitlich verzögert ist.

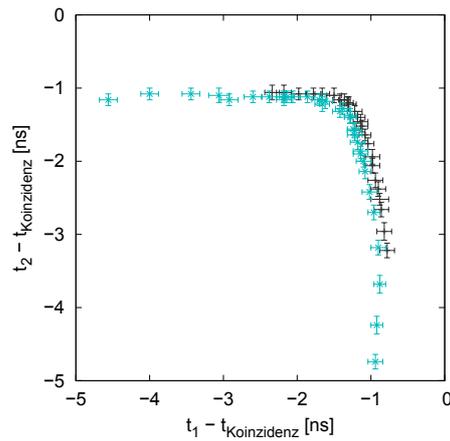


Abbildung A.5.: Test des Lecroy 4516 Logik-Moduls. Dem Modul wurden zwei logische Signale zugeführt, der zeitliche Abstand zwischen dem Eintreffen der beiden wurde variiert. Die Zeiten der beiden Signale (t_1 und t_2) wurden mit Hilfe eines Oszilloskops relativ zu der Zeit des vom Logikmodul generierten *Und*-Signals ($t_{\text{Koinzidenz}}$) gemessen (in der Abbildung sind zwei Messreihen gezeigt). Dies entspricht gerade der Situation bei einem Treffer im Neutronendetektor (falls man den Bar betrachtet, der den Start des TDC-Systems ausgelöst hat, also insbesondere bei einem Treffer in lediglich diesem Bar und sonst in keinem), bei dem das generierte *Und*-Signal der beiden PMT-Signale die TDC-Messung startet und die beiden zeitlich verzögerten PMT-Signale den jeweiligen TDC-Stopp auslösen. In diesem Fall war auffällig, dass anstelle eines naiv erwarteten scharfen Knicks eine abgerundete Kurvenform vorgefunden wurde. Dies wurde zurückgeführt auf das hier untersuchte zeitliche Verhalten des Koinzidenzmoduls.

Literaturverzeichnis

- [A⁺94] ANKLIN, H. [u. a.]: Precision measurement of the neutron magnetic form-factor. In: *Phys. Lett. B* 336 (1994), S. 313–318
- [A⁺97] AULENBACHER, K. [u. a.]: The MAMI source of polarized electrons. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 391 (1997), S. 498–506
- [A⁺98] ANKLIN, H. [u. a.]: Precise measurements of the neutron magnetic form-factor. In: *Phys. Lett. B* 428 (1998), S. 248–253
- [A⁺07] ANDERSON, B. [u. a.]: Extraction of the neutron magnetic form factor from quasielastic ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$ at $Q^2 = 0.1 - 0.6 (\text{GeV}/c)^2$. In: *Phys. Rev. C* 75 (2007), S. 034003
- [AAM01] AFANASEV, A. ; AKUSHEVICH, I. ; MERENKOV, N.: Model independent radiative corrections in processes of polarized electron-nucleon elastic scattering. In: *Phys. Rev. D* 64 (2001), S. 113009
- [Abr61] ABRAGAM, A.: *The Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford University Press, 1961
- [Aul11] AULENBACHER, K. *Private Mitteilung*. 2011
- [B⁺76] BRAUNSCHWEIG, W. [u. a.]: A large area time-of-flight system with a resolution of 0.5 ns fwhm. In: *Nucl. Instr. and Meth.* 134 (1976), S. 261–266
- [B⁺98] BLOMQVIST, K.I. [u. a.]: The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 403 (1998), S. 263–301
- [B⁺99] BECKER, J. [u. a.]: Determination of the neutron electric form factor from the reaction ${}^3\text{He}(e, e'n)$ at medium momentum transfer. In: *Eur. Phys. J. A* 6 (1999), S. 329–344
- [B2] *Homepage der B2 Kollaboration*. <http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/B2>
- [B⁺03] BERMUTH, J. [u. a.]: The neutron charge form factor and target analyzing powers from ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ scattering. In: *Phys. Lett. B* 564 (2003), S. 199–204
- [B⁺10] BERNAUER, J.C. [u. a.]: High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton. In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), S. 242001

- [Bar96] BARTSCH, P.: *Design eines Møllerpolarimeters für die 3-Spektrometeranlage*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 1996
- [Bar01] BARTSCH, P.: *Aufbau eines Møller-Polarimeters für die Drei-Spektrometer-Anlage und Messung der Helizitätsasymmetrie in der Reaktion $p(e,e'p)\pi_0$ im Bereich der Δ -Resonanz*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diss., 2001
- [BD98] BJORKEN, J.D. ; DRELL, S.D.: *Relativistische Quantenmechanik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1998
- [Bec97] BECKER, J.: *Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{En} in der Reaktion ${}^3\text{He}(\vec{e},e'n)$* , Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Fachbereich Physik, Diss., 1997
- [Ber01] BERMUTH, J.: *Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{en} in der Reaktion ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'n)$ bei einem Impulsübertrag $Q^2 = 0.67 \text{ (GeV/c)}^2$* , Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diss., 2001
- [Ber10] BERNAUER, J. C.: *Measurement of the elastic electron-proton cross section and separation of the electric and magnetic form factor in the Q^2 range from 0.004 to 1 $(\text{GeV/c})^2$* , Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diss., 2010
- [BGPR96] BOFFI, S. ; GIUSTI, C. ; PACATI, F.D. ; RADICI, M.: *Electromagnetic Response of Atomic Nuclei*. Oxford University Press, 1996
- [BHM07] BELUSHKIN, M.A. ; HAMMER, H.W. ; MEISSNER, U.G.: Dispersion analysis of the nucleon form factors including meson continua. In: *Phys. Rev. C* 75 (2007), S. 035202
- [BW84] BLANKLEIDER, B. ; WOLOSHYN, R.M.: Quasi-elastic scattering of polarized electrons on polarized ${}^3\text{He}$. In: *Phys. Rev. C* 29 (1984), S. 538–552
- [C+85] CIERJACKS, S. [u. a.]: A large-area position-sensitive time-of-flight counter for energetic neutrons and charged particles. In: *Nucl. Instr. and Meth.* 238 (1985), S. 354–364
- [C+09] CLOËT, I.C. [u. a.]: Neutron Properties in the Medium. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), S. 082301
- [D+01] DISTLER, M.O. [u. a.]: Data acquisition and analysis for the 3-spectrometer-setup at MAMI. In: *Proceedings of the 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences*, 2001

-
- [D⁺10] DEHN, M. [u. a.]: Various Improvements to Operate the 1.5 GeV HDSM at MAMI. In: *Proc. of the iPAC* (2010)
- [DF83] DE FOREST, T.: Off-Shell electron Nucleon Cross-Sections. The Impulse Approximation. In: *Nucl. Phys. A* 392 (1983), S. 232–248
- [DHKT99] DRECHSEL, D. ; HANSTEIN, O. ; KAMALOV, S.S. ; TIATOR, L: A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV. In: *Nucl. Phys. A* 645 (1999), S. 145–174
- [DHR⁺00] DISTLER, M.O. ; HEIL, W. ; ROHE, D. (Kontaktpersonen) [u. a.]. *The Structure of ³He*. MAMI-Proposal A1/2-00. 2000
- [DHR⁺05] DISTLER, M.O. ; HEIL, W. ; ROHE, D. (Kontaktpersonen) [u. a.]. *Electric form factor of the neutron at $Q^2 = 1.5 (\text{GeV}/c)^2$ using ³He*. MAMI-Proposal A1-1/05. 2005
- [Din04] DING, M.: *Entwicklung einer Fokalebene-Driftkammer für niederenergetische Pionen und experimentelle Bestimmung einer inversen Transfermatrix für das Short-Orbit-Spektrometer*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diss., 2004
- [Dis90] DISTLER, M. O.: *Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 1990
- [DR86] DONNELLY, T. W. ; RASKIN, A. S.: Considerations of Polarization in Inclusive Electron Scattering from Nuclei. In: *Annals Phys.* 169 (1986), S. 247–351
- [DV⁺11] DENIG, A. ; VANDERHAEGHEN, M. (Koordinatoren) [u. a.]. *The Low-Energy Frontier of the Standard Model*. Proposal for the establishment and funding of Collaborative Research Centre 1044. 2011
- [E⁺94] EDEN, T. [u. a.]: Electric form factor of the neutron from the ²H($\vec{e}, e'\vec{n}$)¹H reaction at $Q^2 = 0.255 (\text{GeV}/c)^2$. In: *Phys. Rev. C* 50 (1994), S. R1749
- [ESW60] ERNST, F.J. ; SACHS, R.G. ; WALI, K.C.: Electromagnetic Form Factors of the Nucleon. In: *Phys. Rev* 119 (1960), S. 1105–1114
- [F⁺90] FRIAR, J.L. [u. a.]: Neutron polarization in polarized ³He targets. In: *Phys. Rev. C* 42 (1990), S. 2310
- [Fel08] FELLENERGER, F.: *Aufbau eines Transmissions-Compton-Polarimeters*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 2008

- [Flo98] FLORIZONE, R.: *The Longitudinal and Transverse Response of the $(e, e'p)$ Reaction in Helium-3 and Helium-4 in the Quasielastic Region*, MIT-LNS, Diss., 1998
- [Fri95] FRIEDRICH, J.M.: *Akzeptanzmessungen an der 3-Spektrometer-Anlage*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 1995
- [FW03] FRIEDRICH, J. ; WALCHER, Th.: A coherent interpretation of the form factors of the nucleon in terms of a pion cloud and constituent quarks. In: *Eur. Phys. J. A* 17 (2003), S. 607–623
- [G⁺71] GALSTER, S. [u. a.]: Elastic electron-deuteron scattering and the electric neutron form factor at four-momentum transfers $5 \text{ fm}^{-2} < q^2 < 14 \text{ fm}^{-2}$. In: *Nucl. Phys. B* 32 (1971), S. 221–237
- [G⁺94] GAO, H. [u. a.]: Measurement of the neutron magnetic form factor from inclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^3He . In: *Phys. Rev. C* 50 (1994), S. R546–R549
- [G⁺01] GOLAK, J. [u. a.]: Extraction of electromagnetic neutron form factors through inclusive and exclusive polarized electron scattering on a polarized ^3He target. In: *Phys. Rev. C* 63 (2001), S. 034006
- [G⁺02] GOLAK, J. [u. a.]: Spin dependent momentum distributions of proton-deuteron clusters in ^3He from electron scattering on polarized ^3He : Theoretical predictions. In: *Phys. Rev. C* 65 (2002), S. 064004
- [G⁺05] GLAZIER, D.I. [u. a.]: Measurement of the electric form factor of the neutron at $Q^2 = 0.3 - 0.8 (\text{GeV}/c)^2$. In: *Eur. Phys. J. A* 24 (2005), S. 101–109
- [G⁺08] GEIS, E. [u. a.]: Charge Form Factor of the Neutron at Low Momentum Transfer from the $^2\vec{\text{H}}(\vec{e}, e'n)^1\text{H}$ Reaction. In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), S. 042501
- [GC11] GENTILE, T.R. ; CRAWFORD, C.B.: Neutron charge radius and the neutron electric form factor. In: *Phys. Rev. C* 83 (2011), S. 055203
- [GM64] GELL-MANN, M.: A schematic model of baryons and mesons. In: *Phys. Lett.* 8 (1964), S. 214–215
- [GNU] *GNU Make*. <http://www.gnu.org/s/make>
- [Gol10] GOLAK, J. *Private Mitteilung*. 2010
- [Gra08] GRABMAYR, P.: The structure of ^3He and the neutron electric form factor from polarization observables. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 61 (2008), S. 113–119

-
- [Gri09] GRIESSINGER, K.: *Polarisationsobservablen in der η -Elektroproduktion*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 2009
- [H⁺73] HANSON, K.M. [u. a.]: Large-Angle Quasielastic Electron-Deuteron Scattering. In: *Phys. Rev. D* 8 (1973), S. 753–778
- [H⁺76] HERMINGHAUS, H. [u. a.]: The Design of a Cascaded 800-MeV Normal Conducting CW Racetrack Microtron. In: *Nucl. Instrum. Meth.* 138 (1976), S. 1–12
- [H⁺83] HERMINGHAUS, H. [u. a.]: Status Report on the Normal Conducting CW Racetrack Microtron Cascade MAMI. In: *IEEE Transactions on Nucl. Science* NS-30 No. 4 (1983), S. 3274
- [H⁺99] HERBERG, C. [u. a.]: Determination of the neutron electric form factor in the $D(e,e'n)p$ reaction and the influence of nuclear binding. In: *Eur. Phys. J. A* 5 (1999), S. 131–135
- [HM55] HOFSTADTER, R. ; MCALLISTER, R.W.: Electron Scattering From The Proton. In: *Phys. Rev.* 98 (1955), S. 217–218
- [HMW63] HAND, L.N. ; MILLER, D.G. ; WILSON, R.: Electric and Magnetic Form Factors of the Nucleon. In: *Rev. Mod. Phys.* 35 (1963), S. 335
- [J⁺87] JANS, E. [u. a.]: The quasi-free ${}^3\text{He}(e,e'p)$ reaction. In: *Nucl. Phys. A* 475 (1987), S. 687–719
- [JMn03] JOVER MAÑAS, G.V.: *Simulation of Double Polarization Observable in Virtual Compton Scattering*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 2003
- [K⁺97] KOPECKY, S. [u. a.]: Neutron charge radius determined from the energy dependence of the neutron transmission of liquid ${}^{208}\text{Pb}$ and ${}^{209}\text{Bi}$. In: *Phys. Rev. C* 56 (1997), S. 2229–2237
- [K⁺02] KUBON, G. [u. a.]: Precise neutron magnetic form factors. In: *Phys. Lett. B* 524 (2002), S. 26–32
- [K⁺08] KAISER, K. H. [u. a.]: The 1.5-GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 593 (2008), S. 159–170
- [K⁺09] KRIMMER, J. [u. a.]: A highly polarized He-3 target for the electron beam at MAMI. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 611 (2009), S. 18–24
- [Kel04] KELLY, J.J.: Simple parametrization of nucleon form factors. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), S. 068202

- [Kor94] KORN, M.: *Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Drei-Spektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 1994
- [KPSV97] KIEVSKY, A. ; PACE, E. ; SALMÈ, G. ; VIVIANI, M.: Neutron electromagnetic form factors and inclusive scattering of polarized electrons by polarized ^3He and ^3H targets. In: *Phys. Rev. C* 56 (1997), S. 64–75
- [L⁺93] LUNG, A. [u. a.]: Measurements of the electric and magnetic form factors of the neutron from $Q^2 = 1.75$ to 4.00 (GeV/c)². In: *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993), S. 718–721
- [L⁺09] LACHNIET, J. [u. a.]: Precise Measurement of the Neutron Magnetic Form Factor G_M^n in the Few-GeV² Region. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), S. 192001
- [Lab] *LabVIEW*. <http://www.ni.com/labview>
- [Lau11] LAUTH, W. *Private Mitteilung*. 2011
- [Leo94] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994
- [Lev94] LEVCHUK, L.G.: The intra-atomic motion of bound electrons as a possible source of the systematic error in electron beam polarization measurements by means of a Möller polarimeter. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 345 (1994), S. 496–499
- [M⁺94] MEYERHOFF, M. [u. a.]: First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^3He . In: *Phys. Lett. B* 327 (1994), S. 201–207
- [M⁺07] MERKEL, H. [u. a.]: Recoil Polarization and Beam-Recoil Double Polarization Measurement of η Electroproduction on the Proton in the Region of the $S_{11}(1535)$ Resonance. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 132301
- [M⁺11a] MEZIANE, M. [u. a.]: Search for Effects Beyond the Born Approximation in Polarization Transfer Observables in $\vec{e}p$ Elastic Scattering. In: *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011), S. 132501
- [M⁺11b] MROZIK, C. [u. a.]: Construction of a compact ^3He polarizing facility. In: *JPCS* 294 (2011), S. 012007
- [Mer09] MERKEL, H. *Private Mitteilung*. 2009

-
- [MT69] MO, L.W. ; TSAI, Y.S.: Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and up Scattering. In: *Rev. Mod. Phys.* 41 (1969), S. 205
- [Mül11] MÜLLER, U. *Private Mitteilung*. 2011
- [N⁺10] NAKAMURA, K. [u. a.]: The Review of Particle Physics. In: *J. Phys. G* 37 (2010), S. 075021
- [OLY08] OLYMPUS COLLABORATION. *A Proposal to Definitively Determine the Contribution of Multiple Photon Exchange in Elastic Lepton-Nucleon Scattering*. Proposal for DESY PRC. 2008
- [P⁺90] PLATCHKOV, S. [u. a.]: The deuteron $A(Q^2)$ structure function and the neutron electric form factor. In: *Nucl. Phys. A* 510 (1990), S. 740–758
- [P⁺99] PASSCHIER, I. [u. a.]: Charge Form Factor of the Neutron from the Reaction ${}^2\vec{\text{H}}(\vec{e}, e'n)p$. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), S. 4988
- [P⁺06] PLASTER, B. [u. a.]: Measurements of the neutron electric to magnetic form factor ratio G_{En}/G_{Mn} via the ${}^2\text{H}(\vec{e}, e'\vec{n}){}^1\text{H}$ reaction to $Q^2 = 1.45 (\text{GeV}/c)^2$. In: *Phys. Rev. C* 73 (2006), S. 025205
- [PPV07] PERDRISAT, C.F. ; PUNJABI, V. ; VANDERHAEGHEN, M.: Nucleon electromagnetic form factors. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 59 (2007), S. 694–764
- [PRSZ09] POVH, B. ; RITH, K. ; SCHOLZ, C. ; ZETSCHKE, F.: *Teilchen und Kerne, 8. Auflage*. Springer-Verlag, 2009
- [R⁺82] ROCK, S. [u. a.]: Measurement of Elastic Electron-Neutron Cross Sections up to $Q^2 = 10 (\text{GeV}/c)^2$. In: *Phys. Rev. Lett.* 49 (1982), S. 1139–1142
- [R⁺09] RON, G. [u. a.]: Neutron Properties in the Nuclear Medium Studied by Polarization Measurements. In: *Letter of Intent to JLab PAC 35* (2009)
- [R⁺10] RIORDAN, S. [u. a.]: Measurements of the Electric Form Factor of the Neutron up to $Q^2 = 3.4 \text{ GeV}^2$ Using the Reaction ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'n)pp$. In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), S. 262302
- [Roh98] ROHE, D.: *Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{en} an ${}^3\vec{\text{He}}$ mit dem A1-Elektronspektrometer*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Fachbereich Physik, Diss., 1998
- [Roh11] ROHRBECK, M.: *Ein neues Konzept für einen stark segmentierten Neutronendetektor*, RheinAhrCampus Remagen, Masterarbeit, 2011
- [ROO] ROOT. <http://root.cern.ch>

- [Ros95] VAN ROSSUM, G.: Python reference manual / Centrum voor Wiskunde en Informatica. P. O. Box 4079, 1009 AB Amsterdam, The Netherlands, 1995. – Report CS-R9525
- [S⁺05] SCHIAVILLA, R. [u. a.]: Polarization Transfer in ${}^4\text{He}(\vec{e},e'\vec{p}){}^3\text{H}$: Is the Ratio G_{Ep}/G_{Mp} Modified in the Nuclear Medium? In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 072303
- [Sar01] SARGSIAN, M.: Selected Topics in High Energy Semi-Exclusive Electro-Nuclear Reactions. In: *Int. J. Mod. Phys. E* 10 (2001), S. 405–458
- [Sau95] SAUER, P.: *Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme der vertikalen Driftkammern der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron MAMI und Studium der Reaktion ${}^{12}\text{C}(e,e'p){}^{11}\text{B}$ für mittlere und hohe Nukleonimpulse im Kern*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 1995
- [Sch05] SCHMIEDESKAMP, J.: *Weiterentwicklung einer Produktionsanlage und der Speicherungs- bzw. Transportkonzepte für hochpolarisiertes ${}^3\text{He}$ – Anwendungen in Kernspintomographie und physikalischer Grundlagenforschung*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2005
- [Sch11] SCHOTH, M.: *Entwicklung eines stark segmentierten Neutronendetektors*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 2011
- [Sco07] SCOPETTA, S.: Neutron single spin asymmetries from semi-inclusive deep inelastic scattering off transversely polarized ${}^3\text{He}$. In: *Phys. Rev. D* 75 (2007), S. 054005
- [Sco10] SCOPETTA, S. *Private Mitteilung*. 2010
- [sh] *sh – shell, the standard command language interpreter*. <http://pubs.opengroup.org/onlinepubs/009695399/utilities/sh.html>
- [Ste98] STEIGERWALD, M.: *Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Fachbereich Physik, Diss., 1998
- [Str00] STRÄHLE, O.: *Aufbau und Inbetriebnahme des A1-Møllerpolarimeters*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 2000
- [TA06] TIOUKINE, V. ; AULENBACHER, K.: Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 568 (2006), S. 537–542
- [TAR11] TIOUKINE, V. ; AULENBACHER, K. ; RIEHN, E.: A Mott polarimeter operating at MeV electron beam energies. In: *Rev. Sci. Instrum.* 82 (2011), S. 033303

-
- [VW11] VANDERHAEGHEN, M. ; WALCHER, Th.: Long Range Structure of the Nucleon. In: *Nucl. Phys. News* 21:1 (2011), S. 14–22
- [W⁺04] WARREN, G. [u. a.]: Measurement of the Electric Form Factor of the Neutron at $Q^2 = 0.5$ and $1.0 \text{ GeV}^2/c^2$. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 042301
- [W⁺09] WOJTSEKHOWSKI, B. (Kontaktperson) [u. a.]. *Measurement of the Neutron Electromagnetic Form Factor Ratio G_E^n/G_M^n at High Q^2* . A New Proposal to Jefferson Lab PAC34. 2009
- [Wei03] WEIS, M.: *Elektroproduktion neutraler Pionen und Entwicklung eines Steuerungssystems für die Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2003
- [Wei11] WEINRIEFER, M.: *Untersuchung der Kernstruktur von ^3He mittels Polarisationsobservablen*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Institut für Kernphysik, Diss., 2011
- [Wer06] WERTHMÜLLER, D.: *Aufbau und Test eines Neutronendetektors*, Universität Basel, Projektarbeit Masterstudium Physik, 2006
- [WK] WILLIAMS, Th. ; KELLEY, C. *gnuplot*. <http://www.gnuplot.info>
- [Wol04] WOLF, M.: *Erzeugung höchster $^3\vec{\text{He}}$ Kernspinpolarisation durch metastabiles optisches Pumpen*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2004
- [WSS95] WIRINGA, R.B. ; STOKS, V.G.J. ; SCHIAVILLA, R.: Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking. In: *Phys. Rev. C* 51 (1995), S. 38–51
- [X⁺00] XU, W. [u. a.]: Transverse Asymmetry $A_{T'}$ from the Quasielastic $^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e')$ Process and the Neutron Magnetic Form Factor. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 2900–2904
- [X⁺03] XU, W. [u. a.]: Plane-wave impulse approximation extraction of the neutron magnetic form factor from quasielastic $^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e')$ at $Q^2 = 0.3$ to $0.6(\text{GeV}/c)^2$. In: *Phys. Rev. C* 67 (2003), S. 012201(R)
- [Z⁺01] ZHU, H. [u. a.]: Measurement of the Electric Form Factor of the Neutron through $\vec{d}(\vec{e}, e')n$ at $Q^2 = 0.5(\text{GeV}/c)^2$. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), S. 081801
- [Z⁺11] ZHAN, X. [u. a.]: High Precision Measurement of the Proton Elastic Form Factor Ratio $\mu_p G_E/G_M$ at low Q^2 . In: *arXiv:1102.0318v2 [nucl-ex]* (2011)
- [Zie04] ZIEMER, G.: *Elektronstreuung am ^3He -Kern*, Ruhr-Universität Bochum, Fakultät für Physik und Astronomie, Diss., 2004

Abbildungsverzeichnis

2.1. Kinematik im Laborsystem	6
2.2. G_M^n -Daten	11
2.3. G_E^n aus Doppelpolarisationsexperimenten	13
2.4. Ladungsverteilung des Neutrons	14
3.1. Messung von Helizitätsasymmetrien bei verschiedenen Polarisationswinkeln	16
3.2. Winkel der Polarisationsorientierung	17
3.3. Abhängigkeit der Asymmetrie vom Targetpolarisationswinkel	21
3.4. Relative Nukleonpolarisation als Funktion des Fermiimpulses	23
4.1. Schematische Darstellung des Experimentieraufbaus	28
4.2. Hallenplan MAMI	29
4.3. Aufbau der polarisierten Quelle	31
4.4. Linearbeschleuniger und Rennbahnmikrotrone	32
4.5. Schematische Aufsicht HDSM	33
4.6. Übersicht A1-Spektrometerhalle	34
4.7. Prinzip des metastabilen optischen Pumpens	37
4.8. Querschnitt einer Targetzelle	38
4.9. Beispiel einer AFP-Messung	41
4.10. Beispiel einer FID-Messung	43
4.11. Seitenansicht Spektrometer A	45
4.12. Detektoren Spektrometer A	46
4.13. Schematischer Aufbau der vertikalen Driftkammern	47
4.14. Schematische Ansicht einer Drahtebene	48
4.15. Aufbau des Neutronendetektors	50
4.16. Møller-Polarimeter	54
6.1. Møller-Polarimeter: longitudinale Polarisation gegen den eingestellten Winkel des Wienfilters; Zählrate gegen Dipolstrom	62
6.2. Zeitlicher Verlauf der Strahlpolarisation	64
6.3. Messung der Heliumpolarisation	66
6.4. Heliumpolarisation über den Verlauf der Strahlzeit	67
7.1. Čerenkov-Detektorsignal	70
7.2. Koinzidenzzeit	71

7.3.	Transformatrix: Rekonstruierte Masse gegen V_z	72
7.4.	Spektrometer A, Wasserstoffdaten: E' gegen θ_e	73
7.5.	Anpassung Spektrometer-Zentralimpuls	73
7.6.	Fehler der rekonstruierten Fokalebenekoordinaten	74
7.7.	Schnitt auf $\Theta_0, \Phi_0, \Delta p$ und y_0	76
7.8.	ADC und $\langle \text{ADC} \rangle_g$	79
7.9.	Elektronik Neutronendetektor	80
7.10.	TDC _{oben} gegen TDC _{unten} Bar 23	81
7.11.	Entstehung der charakteristischen TDC_{oben} gegen TDC_{unten} -Spektren des Neutronendetektors.	82
7.12.	TDC gegen TDC Bar 23	85
7.13.	Abstand des TDC-Werte-Paares eines Bars von der charakteristischen Kurve	86
7.14.	Identifizierung des Neutronendetektor-Triggerbars	87
7.15.	TDC _{oben} gegen TDC _{unten} Bar 43	88
7.16.	TDC _{oben} gegen TDC _{unten} Bar 51	89
7.17.	TDC _{oben} gegen TDC _{unten} Bar 51 mit Erläuterung	92
7.18.	TDC _{oben} gegen TDC _{unten} Bar 55	94
7.19.	Auswirkung des Fehlers in der Neutronendetektorverkabelung	94
7.20.	Flugzeit gegen TDC-Differenz	96
7.21.	TDC-Mittelwert gegen TDC Differenz	97
7.22.	Flugzeit nach Walk-Korrektur gegen Y	98
7.23.	Korrigierte Koinzidenzzeit: Schnitt und Untergrundbestimmung	99
7.24.	Idealisierte Signalform Photomultiplier	100
7.25.	Bestimmung Walkparameter	102
7.26.	Vertikale Trefferposition, Neutronendetektor gegen Spektrometer	103
7.27.	Vergleich der Höheninformationen zweier hintereinander liegender Bars. .	104
7.28.	Höheninformation des Bars 51	105
7.29.	Auffälligkeit Y Bar 24	106
7.30.	Y gegen TDC-Differenz	107
8.1.	Zusammenhang \vec{q} , \vec{p}_N und \vec{p}_{miss}	111
8.2.	q^\perp, p_{miss}	112
8.3.	Verteilung W für quasielastische und Pionproduktions-Ereignisse	114
8.4.	q^\perp gegen W	116
8.5.	θ gegen W	117
8.6.	Relative Anzahl Protonen und Neutronen	118
8.7.	Neutronendetektor Veto-Bars, ADCs und TDCs	119
8.8.	Neutronendetektor Geometrisches Mittel ADCs, Lage 1	120
8.9.	Relativer Anteil Protonuntergrund	123
8.10.	Einfluss unterschiedlicher Vetobedingungen	126
8.11.	Einfluss der unterschiedlichen Analyseschritte	132
8.12.	Vergleich Asymmetrien Proton, Neutron	134

8.13. Protonpolarisation gegen q^\perp	135
8.14. Relative Protonpolarisation	135
8.15. Korrektur aufgrund des Protonuntergrunds	136
8.16. Luminositätsverhältnis	139
8.17. Auswirkung des Schnitts auf W	140
8.18. Einfluss der Fehler der Møller-Messungen	143
9.1. G_E^n	146
9.2. G_E^n/G_M^n	147
A.1. Møller-Messungen für verschiedene Akzeptanzen, alte Messungen	155
A.2. Møller-Messungen für verschiedene Akzeptanzen, neue Messungen	156
A.3. Defekte Drähte der Spurkammern	160
A.4. Impulsaufklärungsvermögen des Neutronendetektors durch Flugzeitmessung	161
A.5. Test Lecroy 4516	166

Tabellenverzeichnis

4.1. Zentralkinematik	27
4.2. Eigenschaften von Spektrometer A	44
7.1. Neutronendetektor: Fehlerhafte Kanalbelegung eines Koinzidenzmoduls	90
8.1. Verschiedene Protonidentifikationskriterien	122
8.2. Verschiedene Vetobedingungen für geladene Teilchen	127
8.3. Verschiedene Analyseschritte zur Bestimmung von G_E^n/G_M^n	131
8.4. Gemessene Asymmetrien für ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'p)$	133
9.1. Zusammenfassung der systematischen Fehler	145
A.1. Møller-Polarimeter: extrahierte Polarisationen für verschiedene Akzeptanzen	157
A.2. Defekte Drähte der Spurkammern	160