

Messung des  
elektrischen Formfaktors des Neutrons  
bei  $Q^2 = 0.3$  und  $0.6 \text{ (GeV}/c)^2$

Dissertation

zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

von  
Michael Seimetz  
geboren in Trier

Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
Juli 2003

Tag der mündlichen Prüfung: 29. September 2003

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2. Der elektrische Formfaktors des Neutrons</b>	<b>5</b>
2.1 Das Neutron: ein Teilchen mit „Form“	5
2.2 Experimenteller Kenntnisstand von $G_{E,n}$	7
2.3 $G_{E,n}$ im Rahmen von Nukleonmodellen	12
2.4 Messung von $G_{E,n}$ in $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$	15
2.4.1 Elastische Elektronstreuung am freien Nukleon	15
2.4.2 Messung der Neutronpolarisation	18
2.4.3 Drehung des Polarisationsvektors im Magnetfeld	21
2.5 Einfluss der Kernbindung	23
2.5.1 Rekonstruktion der Reaktionskinematik	23
2.5.2 Kinematische Auswirkungen auf die Polarisation	24
2.5.3 Endzustandswechselwirkung	27
<b>3. Aufbau des Experiments <math>D(\vec{e}, e'\vec{n})p</math></b>	<b>30</b>
3.1 Polarisierter Strahl	30
3.2 Kryotarget	32
3.3 Spektrometer A	33
3.4 Neutronpolarimeter	35
3.4.1 Szintillatorwände	35
3.4.2 Kalibration der Szintillatorwände	37
3.4.3 Spindrehmagnet	42
3.5 Datenerfassung und Trigger	48
3.6 Datennahme	49
<b>4. Datenanalyse</b>	<b>51</b>
4.1 Ereignisrekonstruktion in COLA++	51
4.2 Neutronidentifikation	53
4.3 Extraktion des Neutronformfaktors	55
4.4 Korrektur der Kernbindung	61
4.4.1 Anfangsbewegung des Neutrons	61
4.4.2 Endzustandswechselwirkung	63
4.5 Untersuchung von $nn$ - und $np$ -Ereignissen	67
4.6 Maximierung des statistischen Gütefaktors	70
4.7 Verbleibender Protonuntergrund	75
4.8 Ergebnisse und systematische Fehler	78
4.9 Diskussion der Ergebnisse	83
4.10 Ausblick	85
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>86</b>
<b>A. Zeittafel zur Datennahme</b>	<b>87</b>

<b>B. Triggerelektronik</b> . . . . .	<b>88</b>
<b>Literaturverzeichnis</b> . . . . .	<b>89</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b> . . . . .	<b>93</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b> . . . . .	<b>95</b>
<b>Danksagung</b> . . . . .	<b>97</b>
<b>Lebenslauf</b> . . . . .	<b>99</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Das Wort „Neutron“ wurde im Jahre 1920 von E. Rutherford geprägt. Er postulierte die Existenz dieses elektrisch neutralen Kernbausteins, als feststand, dass die Atomkerne sich aufgrund ihres Verhältnisses von Ladung zu Masse nicht allein als Verbund von Protonen beschreiben ließen. Sein Modell wurde allerdings erst 1932 allgemein akzeptiert, als J. Chadwick das vorhergesagte Elementarteilchen beim Beschuss von  ${}^9\text{Be}$  mit  $\alpha$ -Teilchen erstmals nachwies und W. Heisenberg es als Isospinpartner des Protons verstand. Der Hauptgrund für die vergleichsweise späte Entdeckung war der Umstand, dass das elektrisch ungeladene Neutron nicht so leicht zu detektieren ist wie Elektron und Proton, die bereits viel früher durch die Spuren, die sie auf Fotoplatten, auf Zinksulfidschirmen oder in Nebelkammern hinterließen, „sichtbar“ gemacht werden konnten.

Die gleiche Eigenschaft, die den Nachweis des Neutrons erschwert, nämlich das Fehlen einer ionisierenden Wirkung auf Materie, macht es interessant für eine Vielzahl von Anwendungen. Beispiele dafür sind die Erforschung von Kristallgeometrien mittels Bragg-Reflexion, die Prüfung von Werkteilen auf Mikrorisse (Materialtomographie), die Strukturanalyse von Proteinen in wässrigen Lösungen (d.h. unter *in vivo*-Bedingungen) bis hin zum Nachweis von Quantengravitationseffekten auf kleinen Längenskalen. Außerdem ist das Neutron eine ideale Sonde zur Induktion von Kernreaktionen bei niedrigen Energien, da es – im Gegensatz zum Proton – keine Coulomb-Barriere überwinden muss, um in den Zielkern einzudringen. Das Spektrum der Möglichkeiten, die darauf aufbauend in Wissenschaft und Technik erschlossen wurden, reicht von der kernphysikalischen Grundlagenforschung bis zur Krebstherapie.

Es gibt allerdings eine Reihe von Hinweisen dafür, dass das Neutron ein zusammengesetztes Teilchen ist. Dazu zählt das experimentell bestimmte anomale magnetische Moment (L.W. Alvarez und F. Bloch, 1940). Der nichtmagnetische Anteil der Elektron-Neutron-Streulänge (E. Melkonian et al., 1959) deutet zudem darauf hin, dass die innere Struktur des Neutrons mit einer lokal von Null verschiedenen elektrischen Ladungsdichte einhergeht. Das Verständnis dieser Struktur hat sich als große Herausforderung erwiesen, da das Neutron nicht in Bausteine zerlegt werden kann, die einfacher sind als es selbst. Seine elementaren Konstituenten, die Quarks, lassen sich nicht voneinander separieren, und die Gleichungen der Quantenchromodynamik, die ihre Wechselwirkung beschreiben, können bei Energien in der Größenordnung der Nukleonmasse weder analytisch noch störungstheoretisch gelöst werden.

Der elektrische Formfaktor des Neutrons,  $G_{E,n}$ , bietet eine Möglichkeit, die Verteilung der Ladungsdichte phänomenologisch über eine Fourier-Transformation zu parametrisieren. Er ist eine Funktion des Viererimpulsübertrags  $Q^2$ , der in der elastischen Streuung an einem punktförmigen Fermion über die elektromagnetische Wechselwirkung ausgetauscht wird. Inhalt der vorliegenden Arbeit ist eine Absolutmessung dieses Formfaktors bei  $Q^2 = 0.3$  und  $0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$ . Die von  $G_{E,n}$  abhängige Observable ist in diesem Experiment eine Komponente der Rückstoßpolarisation der Neutronen, die in der Streureaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  in quasielastischer Kinematik freigesetzt werden.

In Kapitel 2 werden die theoretischen und experimentellen Grundlagen detailliert erläutert.<sup>1</sup> Dazu zählen sowohl allgemeine Bemerkungen über Formfaktoren und Nukleonmodelle, die quantitative Vorhersagen zu  $G_{E,n}$  machen, als auch die prinzipielle Funktionsweise des hier durchgeführten Doppelpolarisationsexperiments.

Die Messung des Neutronformfaktors in der quasifreien Streuung polarisierter Elektronen erfordert erheblichen technischen Aufwand. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zu diesem Zweck an der Drei-Spektrometer-Anlage des Mainzer Mikrotrons (MAMI) ein Neutronpolarimeter aufgebaut und mit einem der Magnetspektrometer koinzident betrieben. Kapitel 3 ist der Beschreibung dieser Apparatur und ihrer experimentellen Genauigkeit gewidmet.

In Kapitel 4 wird schließlich die Analyse der Messdaten vorgestellt. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Separation „guter“ Neutronstreuereignisse vom dominanten elektromagnetischen Untergrund. Mit Hilfe von theoretischen Modellrechnungen wird der Einfluss der Kernbindung im Deuteron-Anfangszustand auf die Polarisationsobservablen korrigiert. Die Abschätzung der verbleibenden systematischen Fehler beruht zum Teil auf dedizierten Kontrollmessungen. Auf diese Weise werden zwei Messwerte für  $G_{E,n}$  extrahiert. Ihre Bedeutung wird abschließend im Vergleich mit früheren Ergebnissen und im Zusammenhang mit anderen elastischen Formfaktoren diskutiert.

---

<sup>1</sup>Hinweis: In den Abschnitten 2.1, 2.4.2 und 2.4.3 wurden einzelne Sätze oder Absätze aus der Diplomarbeit des Autors [68] ohne gesonderte Kennzeichnung wörtlich übernommen.

# Kapitel 2

## Der elektrische Formfaktors des Neutrons

### 2.1 Das Neutron: ein Teilchen mit „Form“

Im Jahre 1911 veröffentlichte E. Rutherford sein Modell vom Aufbau der Atome. Wie von H. Geiger und E. Marsden in der Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an einer Goldfolie bestätigt wurde, bestehen diese lange Zeit für unteilbar gehaltenen Grundbausteine der Materie aus einer negativ geladenen Hülle und einem positiv geladenen Kern, wobei letzterer fast die gesamte Atommasse auf sich vereint. Mit der sukzessiven Entdeckung des Elektrons (Thomson, 1897), des Protons (Rutherford, 1919) und des Neutrons (Chadwick, 1932) schien es, als habe man die wirklich „elementaren“ Konstituenten der Materie gefunden.

Nach der Etablierung der Diracschen relativistischen Quantenmechanik lag es nahe, Elektron, Proton und Neutron als Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen zu beschreiben. Für das magnetische Moment wurde daher der Wert

$$\mu = \frac{g}{2} \cdot \frac{Q}{M} \cdot \frac{\hbar}{2} \quad (2.1)$$

erwartet, wobei  $Q = Ze$  die Ladung und  $M$  die Masse der Teilchen, und  $g = 2$  durch die Theorie bestimmt ist<sup>1</sup>. Gemessen [1] wurden hingegen

$$\mu_p = \frac{g_p}{2} \cdot \mu_K = +2.792847337 \cdot \mu_K, \quad \mu_n = \frac{g_n}{2} \cdot \mu_K = -1.9130427 \cdot \mu_K \quad (2.2)$$

in Einheiten des Kernmagnetons  $\mu_K = e\hbar/2M_p$ , mit einer Genauigkeit in der Größenordnung  $< 10^{-6}$ . Proton und Neutron können damit keine punktförmigen Dirac-Teilchen sein wie das Elektron. Vielmehr setzen sie sich aus Konstituenten zusammen, deren Gesamtladung derjenigen des jeweiligen Nukleons entspricht.

Schon 1959 wurden erste Versuche unternommen, die Ladungsverteilung des Neutrons zu quantifizieren [2]. Eine Möglichkeit dazu bietet der mittlere quadratische Ladungsradius  $\langle r_n^2 \rangle := 4\pi \int r^2 dr r^2 \rho(r)$ , der indirekt über die Streulänge thermischer Neutronen an Hüllenelektronen von Atomen gemessen werden kann. Die neuesten Werte [3],

$$\langle r_n^2 \rangle = -0.1148(23) \text{ fm}^2 \quad \text{bzw.} \quad \langle r_n^2 \rangle = -0.1243(28) \text{ fm}^2, \quad (2.3)$$

---

<sup>1</sup>Abweichungen von  $g=2$  in der Größenordnung  $10^{-3}$ , die man für Elektron und Myon gemessen hat, versteht man im Rahmen der Quantenelektrodynamik durch Korrekturen höherer Ordnung.

die aus dem gleichen Experiment stammen, aber an zwei unterschiedlichen Targetatomen bestimmt wurden, weichen um mehr als eine Standardabweichung voneinander ab, was die großen systematischen Schwierigkeiten dieser Methode verdeutlicht. Das negative Vorzeichen deutet auf ein positives Ladungszentrum hin, das von einer negativ geladenen Hülle umgeben ist, so dass die nach außen sichtbare Gesamtladung gerade verschwindet. Foldy [4] hat darauf hingewiesen, dass in einer einfachen  $Q^2$ -Entwicklung das statische magnetische Moment den weitaus größten Anteil an  $\langle r_n^2 \rangle$  verursacht. Die Bedeutung dieses sogenannten Foldy-Terms wird auch heute noch kontrovers diskutiert. In Konstituentenquarkmodellen [5, 6] hebt er sich gegen relativistische Korrekturen weg, so dass die Interpretation des Ladungsradius als zweites Moment der Ladungsdichteverteilung gerechtfertigt ist. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen Bawin und Coon [7] durch Betrachtung eines freien Neutrons in einem äußeren elektrischen Feld. Mithilfe der Chiralen Störungstheorie wurde sogar gezeigt, dass die näherungsweise Übereinstimmung des Foldy-Terms mit  $\langle r_n^2 \rangle$  rein zufällig ist, da der Ladungsradius aufgrund der dynamischen Symmetriebrechung weit stärker von den Quarkmassen abhängt als das magnetische Moment [8].

Die Wirkung eines äußeren Feldes auf das Nukleon zeigt sich durch die sogenannten elektromagnetischen Polarisierbarkeiten  $\alpha_e$  und  $\beta_m$ . In einem klassisch motivierten Bild kann man sie als Verschiebung bzw. Neuorientierung der Ladungen und Magnetisierungen der Konstituenten des Nukleons im Feld eines reellen Photons verstehen. Mithilfe der Comptonstreuung an Proton und Neutron [9, 10] wurden  $\alpha_e$  und  $\beta_m$  präzise gemessen. Sie liegen in der Größenordnung  $10^{-3} \text{ fm}^3$ , was auf ein sehr „starres“ Nukleon hinweist. Eine Erweiterung zu virtuellen Photonen in der A1-Kollaboration [11] soll in den nächsten Jahren eine erste Messung der sogenannten Verallgemeinerten Polarisierbarkeiten ermöglichen.

Die bisher diskutierten Experimente stützen qualitativ das Bild von einem aus geladenen Teilchen zusammengesetzten Nukleon. Einen „quantitativen“ Zugang zu den inneren Ladungsverteilungen von Proton und Neutron erhält man durch die elastische Streuung von Elektronen. Diese sind punktförmig und wechselwirken elektromagnetisch mit den Targetteilchen, was durch den Austausch eines einzelnen virtuellen Photons (Bornsche Näherung) beschrieben wird. Die Winkelverteilung einer Reaktion, in der masselose Elektronen an einem punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Target gestreut werden, ist (im Laborsystem) der aus der QED bekannte Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \frac{E'_e}{E_e} \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\vartheta_e}{2}}{4E_e^2 \sin^4 \frac{\vartheta_e}{2}} . \quad (2.4)$$

Der Term  $E'_e/E_e$  rührt von der endlichen Masse des Stoßpartners und dem damit verbundenen Rückstoß her. Das Elektron wechselwirkt als Dirac-Teilchen dabei sowohl über seine Ladung als auch sein magnetisches Moment (Gordon-Zerlegung des elektromagnetischen Stromes). Geht man zu einem ausgedehnten Spin- $\frac{1}{2}$ -Targetteilchen über, so bleibt die Struktur des Nukleonstroms erhalten und wird lediglich

durch zwei Faktoren modifiziert, die vom Viererimpuls  $Q^2 = \vec{q}^2 - \omega^2$  des virtuellen Photons abhängen:

$$\bar{N}\Gamma_\mu N = \bar{N}[\gamma_\mu F_1(Q^2) + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_n}\kappa F_2(Q^2)]N. \quad (2.5)$$

Der Dirac-Formfaktor  $F_1(Q^2)$  parametrisiert die Abweichung von Ladung und normalem magnetischem Moment von denen eines Punktteilchens. Der Pauli-Formfaktor  $F_2(Q^2)$  berücksichtigt darüber hinaus den Einfluss des anomalen magnetischen Moments  $\kappa$ . Anschaulich leichter verständlich sind die Sachs-Formfaktoren, die als Linearkombinationen von  $F_1$  und  $F_2$  definiert sind:

$$\begin{aligned} G_E(Q^2) &= F_1(Q^2) - \tau\kappa F_2(Q^2) \\ G_M(Q^2) &= F_1(Q^2) + \kappa F_2(Q^2) \end{aligned} \quad (2.6)$$

mit  $\tau = Q^2/4M^2$ . Im Breit-System (das Bezugssystem, in dem der Energieübertrag der  $e$ - $N$ -Streuung verschwindet) wurden sie als dreidimensionale Fouriertransformierte der Verteilungen von Ladung und magnetischem Moment des Nukleons interpretiert [61]. Im statischen Grenzfall streben  $G_E$  und  $G_M$  gegen die Gesamtladung und das gesamte magnetische Moment des Teilchens,

$$\begin{aligned} G_{E,p}(Q^2 \rightarrow 0) &= 1 & G_{M,p}(Q^2 \rightarrow 0) &= 2.79 \\ G_{E,n}(Q^2 \rightarrow 0) &= 0 & G_{M,n}(Q^2 \rightarrow 0) &= -1.91. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von Elektronen an ausgedehnten Targetteilchen ist unmittelbar von diesen Formfaktoren abhängig. Nach Rosenbluth führt die Ladungsverteilung im Nukleon zu einer Modifizierung des Mott-Wirkungsquerschnitts (2.4) in der Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot \frac{E'_e}{E_e} \cdot \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2}\right). \quad (2.8)$$

Der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt war der Ausgangspunkt für einen beträchtlichen Teil aller Experimente, die eine Messung der Nukleonformfaktoren zum Ziel hatten. In Abschnitt 2.2 wird der experimentelle Wissensstand bezüglich  $G_{E,n}$  zusammengefasst. Auf die Interpretation der Formfaktoren im Kontext von Nukleonmodellen wird in Abschnitt 2.3 eingegangen.

## 2.2 Experimenteller Kenntnisstand von $G_{E,n}$

Im raumartigen Impulsübertragungsbereich ( $Q^2 > 0$ ) liegt es nahe, zur Messung der elektromagnetischen Formfaktoren die Streuung von Elektronen an Targetnukleonen oder -kernen zu verwenden. Damit steht eine punktförmige Sonde zur Verfügung, die nicht stark wechselwirkt, so dass die Streureaktion in guter Näherung als rein

elektromagnetisch betrachtet werden kann. Alle hier beschriebenen Experimente beruhen auf dieser Methode.

Bei Streuexperimenten am Neutron besteht die grundsätzliche Schwierigkeit, dass es kein freies Neutrontarget gibt. Man greift daher in der Regel auf leichte Kerne (D,  $^3\text{He}$ ) zurück, da dort systematische Fehler aufgrund von Bindungseffekten durch Modellrechnungen korrigiert werden können. In Abschnitt 2.5 werden die für die vorliegende Arbeit relevanten Aspekte der Kernbindung im Deuteron im Detail dargelegt.

Aus der Rosenbluthformel läßt sich eine prinzipielle Möglichkeit dafür ableiten, sowohl den elektrischen als auch den magnetischen Formfaktor von Proton oder Neutron in einem einzigen Experiment zu bestimmen. Dazu misst man in einer elastischen Elektronstreuung die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts (2.8), wobei der Viererimpulsübertrag konstant gehalten wird. Trägt man  $\sigma/\sigma_{Mott} \cdot E_e/E_e'$  als Funktion von  $\tan^2 \vartheta_e/2$  auf, so erhält man eine Gerade mit Steigung  $2\tau G_M^2$  und Achsenabschnitt  $(G_E^2 + \tau G_M^2)/(1 + \tau)$ . Etabliert von Hofstadter [12], wurde diese sogenannte Rosenbluth-Separation jahrzehntelang zur Untersuchung der Formfaktoren verwendet. Ein wichtiges Ergebnis dieser Experimente ist das Skalierungsgesetz

$$G_{E,p}(Q^2) = \frac{G_{M,p}(Q^2)}{\mu_p} = \frac{G_{M,n}(Q^2)}{\mu_n} = G_D(Q^2) \quad (2.9)$$

mit dem Dipolformfaktor

$$G_D = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71(\text{GeV}/c)^2}\right)^{-2}, \quad (2.10)$$

das über einen weiten Impulsübertragungsbereich in guter Näherung gilt. Allerdings werden die systematischen Fehler für den elektrischen Formfaktor sehr groß, wenn  $G_E^2 \ll \tau G_M^2$ . Beim Proton ist dies erst ab einigen  $(\text{GeV}/c)^2$  der Fall. Für das Neutron ist der Unterschied der Formfaktoren bereits bei niedrigen  $Q^2$  größer, so dass alle Ergebnisse für  $G_{E,n}$ , die auf der Rosenbluth-Separation beruhen, mit Null verträglich sind [13, 14, 15, 16, 17, 18].

Die ersten Experimente, die zeigten, dass  $G_{E,n}$  bei endlichen Viererimpulsüberträgen verschieden von Null ist, beruhten auf der elastischen Elektron-Deuteron-Streuung. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion hat die Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot \left[A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2}\right] \quad (2.11)$$

mit

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3}\eta(1 + \eta)G_M^2(Q^2) \quad (2.12)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3}\eta(1 + \eta)G_M^2(Q^2) \quad (2.13)$$

und  $\eta = Q^2/4M_D^2$ . Der Deuteron-Ladungsformfaktor  $G_C$ , der Quadrupolformfaktor  $G_Q$  und der magnetische Formfaktor  $G_M$  hängen ihrerseits von den isoskalaren Formfaktoren

$$G_E^s = \frac{1}{2}(G_{E,p} + G_{E,n}), \quad G_M^s = \frac{1}{2}(G_{M,p} + G_{M,n}) \quad (2.14)$$

ab, da die Streuung an den beiden Nukleonen kohärent ist. Dies führt zu einem Interferenzterm  $G_{E,p} \cdot G_{E,n}$  im Wirkungsquerschnitt, mit dem das kleine  $G_{E,n}$  durch das dominante  $G_{E,p}$  „verstärkt“ wird. Somit lässt sich  $G_{E,n}$  aus der Deuteron-Strukturfunktion  $A(Q^2)$  extrahieren. Galster [19] beschreibt die Daten mit der Parametrisierung

$$G_{E,n}(Q^2) = -\frac{\mu_n \tau}{1 + p\tau} G_D(Q^2) \quad (2.15)$$

mit  $p = 5.6$ . Platchkov [20] schlägt eine Anpassung mit zwei Parametern vor,

$$G_{E,n}(Q^2) = -\frac{a\mu_n \tau}{1 + b\tau} G_D(Q^2). \quad (2.16)$$

Diese Fitfunktionen sind nicht theoretisch motiviert. Vielmehr wird (2.15) in [15] als „ad hoc analytic form“ eingeführt, um das (zu erwartende) asymptotische Verhalten bei  $Q^2 = 0$  und  $Q^2 \rightarrow \infty$  sicherzustellen. Mit dem zusätzlichen Parameter  $a$  in (2.16) kann zudem die Steigung von  $G_{E,n}$  bei  $Q^2 = 0$  so gewählt werden, dass sie mit den Ergebnissen für den Ladungsradius  $\langle r_n^2 \rangle$  des Neutrons übereinstimmt.

Der Schwachpunkt der hier verwendeten Methode liegt in der Modellabhängigkeit der Extraktion von  $G_{E,n}$  aus der Deuteron-Strukturfunktion. Die Absolutwerte des Neutronformfaktors variieren je nach Wahl der Deuteronwellenfunktion um  $\pm 50\%$  (Abbildung 2.1).

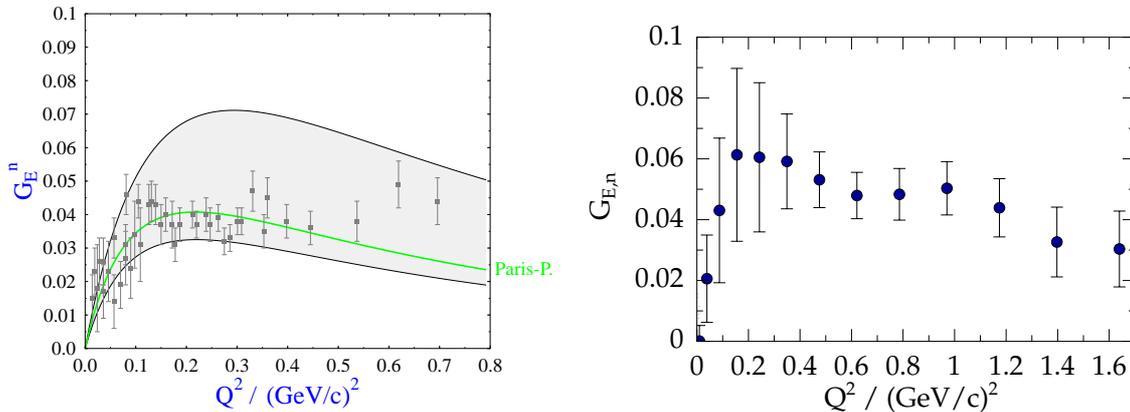


Abbildung 2.1: Ergebnisse für  $G_{E,n}$  aus elastischer  $e$ - $d$ -Streuung. Links: [20]; das schattierte Band deutet den Modellfehler an (Abb.: [21]).

Rechts: Analyse von Schiavilla und Sick [23].

Muzafarov und Troitsky [22] verwenden ebenfalls elastische  $e$ - $D$ -Daten, um  $G_{E,n}$  zu extrahieren. Qualitativ erhalten sie einen ähnlichen  $Q^2$ -Verlauf wie Platchkov,

finden aber zum Teil deutlich größere Absolutwerte für den Formfaktor, wobei die Gesamtfehler ihrer Datenpunkte allerdings sehr groß sind. Tomasi-Gustafsson und Rekaló [24] dagegen geben für die einzelnen Datenpunkte sehr kleine Fehler an. Dafür hängen ihre Ergebnisse im Bereich  $0.5 \text{ (GeV/c)}^2 \leq Q^2 \leq 3.5 \text{ (GeV/c)}^2$  überraschend stark von der verwendeten Parametrisierung für  $G_{E,p}$  ab. Nur der Vollständigkeit halber erwähnt sei außerdem die Arbeit von Krutov und Troitsky [25]. Die  $G_{E,n}$ -Werte, die sie aus dem Ladungsformfaktor  $G_C$  des Deuterons im Bereich  $Q^2 < 1.8 \text{ (GeV/c)}^2$  extrahieren, haben relative Fehler in der Größenordnung 100%.

Die einzigen Autoren, die elastische  $e$ -D-Daten analysieren und akzeptable Fehler für den daraus gewonnenen Neutron-Formfaktor angeben, sind Schiavilla und Sick [23]. Ihre Ergebnisse, die auf dem Quadrupolformfaktor des Deuterons beruhen, sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Fehler beinhalten sowohl die experimentellen Unsicherheiten in  $G_Q$  als auch einen Modellfehler, der aus einem Vergleich mehrerer Rechnungen mit unterschiedlichen Nukleon-Nukleon-Potentialen gewonnen wurde.

Die Unsicherheiten der Experimente und Analysen, die auf elastischer Elektron-Deuteron-Streuung beruhen, liegen zu einem großen Teil in deren Abhängigkeit von Kernbindungseffekten und Annahmen über die Struktur des Deuterons. Außerdem setzen sie eine präzise Kenntnis der anderen Formfaktoren, insbesondere  $G_{E,p}$ , voraus. Im letzten Jahrzehnt wurde eine neue Messmethode entwickelt, die direkt auf den elektrischen Formfaktor empfindlich und zudem nahezu modellunabhängig ist. Das Prinzip dieser sogenannten Doppelpolarisationsexperimente wird in Abschnitt 2.4 im Detail ausgeführt. Hier sollen zunächst nur die bisher veröffentlichten Ergebnisse für  $G_{E,n}$  zusammengefasst werden. Sie sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

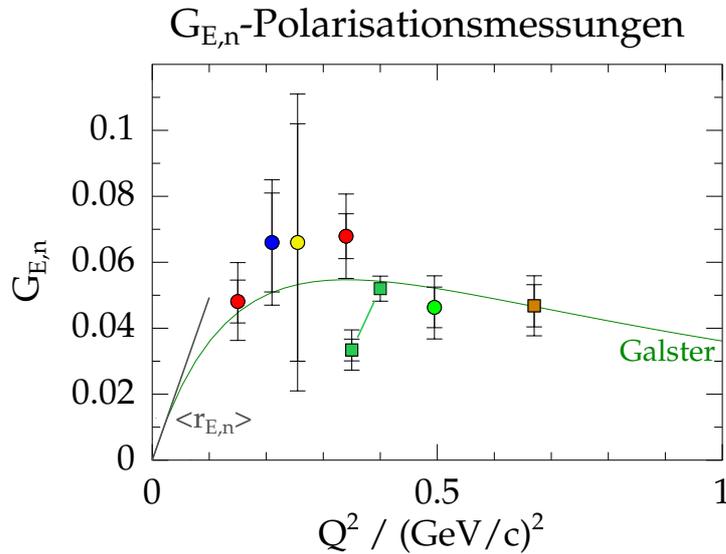


Abbildung 2.2: Publierte  $G_{E,n}$ -Messungen aus Doppelpolarisationsexperimenten.

● – [28]; ● – [30, 31]; ● – [32]; ● – [33]; ■ – [35, 37]; ■ – [36].

Die erste Messung des Neutronformfaktors anhand von Polarisationsobservablen wurden am MIT-Bates durchgeführt [28]<sup>2</sup>. Dort wurde zum ersten Mal ein Neutronpolarimeter [29] aufgebaut, um die Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  zu untersuchen. Der systematische Fehler war allerdings noch sehr groß, da man auf eine aufwendige und schwierige Kalibration der Analysierstärke des Polarimeters angewiesen war.

In zwei Rückstoßpolarisationsmessungen am MAMI [30, 31] konnte diese Unsicherheit umgangen werden. Bei Impulsüberträgen  $Q^2 = 0.15$  und  $0.35$   $(\text{GeV}/c)^2$  deuten sie auf einen wesentlich größeren Formfaktor hin, als zuvor bei Platchkov (unter Verwendung des Paris-Potentials, s. Abb. 2.1) angegeben wurde. Es handelte sich um die ersten wirklich präzisen und modellunabhängigen Messungen des elektrischen Neutronformfaktors. Die verwendete Methode, die auch der vorliegenden Arbeit zugrunde liegt, wird in Abschnitt 2.4 ausführlich erläutert.

In einem Doppelpolarisationsexperiment kann man alternativ zur Messung der Polarisation des Nukleons im Endzustand auch ein polarisiertes Target verwenden. Die Reaktion  $\vec{D}(\vec{e}, e'n)p$  wurde am NIKHEF [32] und TJNAF [33] untersucht, wobei jeweils ein Datenpunkt für  $G_{E,n}$  gewonnen wurde.

In allen Arbeiten am Deuteron (ausgenommen [28]) sind die Kernbindungseffekte nach Rechnungen von Arenhövel [34] korrigiert (siehe Abschnitt 2.5). Diese Korrekturen belaufen sich bei  $Q^2 = 0.15$   $(\text{GeV}/c)^2$  auf 65% des Absolutwertes [31]; bei größeren Impulsüberträgen nehmen sie rasch ab. Die Modellfehler sind jedoch deutlich kleiner als die statistischen Fehler, so dass die Ergebnisse praktisch als modellunabhängig gewertet werden können.

In zwei anderen Experimenten am MAMI wurde  ${}^3\vec{\text{He}}$  zur Messung von  $G_{E,n}$  verwendet. Da sich die Spins der Protonen gegenseitig absättigen, kann  ${}^3\vec{\text{He}}$  in guter Näherung als polarisiertes Neutrontarget angesehen werden. Zwei Datenpunkte [35, 36] wurden bei  $Q^2 = 0.35$  und  $0.67$   $(\text{GeV}/c)^2$  veröffentlicht. Der Einfluss der Endzustandswechselwirkung, die an  ${}^3\text{He}$  wesentlich stärker als am Deuteron sein sollte, wurde von Golak et al. [37] im Rahmen von Faddeev-Rechnungen untersucht, was zu einem korrigierten Wert bei  $Q^2 = 0.40$   $(\text{GeV}/c)^2$  führte. Die Autoren räumen allerdings ein, dass noch keine Mesonaustauschströme berücksichtigt wurden und dass relativistische Korrekturen bei diesem Impulsübertrag möglicherweise zu weiteren Verschiebungen des Resultats führen. Die von ihnen angegebenen Fehlerbalken entsprechen daher nicht der tatsächlichen Unsicherheit des Formfaktorwertes [38].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei  $G_{E,n}$ -Datenpunkte bei  $Q^2 = 0.3$  und  $0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  gewonnen, die das Bild von der Impulsabhängigkeit des Formfaktors ergänzen (siehe Kapitel 4). Aus dem gleichen Experiment stammt ein dritter Punkt bei  $Q^2 = 0.8$   $(\text{GeV}/c)^2$  [39]. Weitere Ergebnisse vom TJNAF, die sowohl polarisierte als auch unpolarisierte Deuteriumtargets verwenden und bis  $Q^2 =$

---

<sup>2</sup>Die in zwei früheren Arbeiten an  ${}^3\vec{\text{He}}$  extrahierten Werte haben mehr als hundertprozentige Fehler [26, 27] und werden daher im folgenden nicht näher diskutiert.

$2.4 \text{ (GeV}/c)^2$  reichen [40], sind in einem fortgeschrittenen Stadium der Analyse. Unser Wissen über den elektrischen Formfaktor des Neutrons wird damit wesentlich sicherer als noch vor 5 Jahren.

Bevor die Methode, die in der vorliegenden Arbeit zur Messung von  $G_{E,n}$  verwendet wurde, im Detail erläutert wird (Abschnitt 2.4), soll zunächst noch ein Überblick darüber gegeben werden, wie die elektromagnetischen Formfaktoren im Rahmen von Nukleonmodellen beschrieben werden und somit einen Beitrag zum Verständnis der Struktur der Materie leisten.

## 2.3 $G_{E,n}$ im Rahmen von Nukleonmodellen

In unserem heutigen Verständnis sind freie, stark wechselwirkende Teilchen (Hadronen) nicht wirklich elementar. Vielmehr setzen sie sich aus massiven Quarks zusammen, die von masselosen Gluonen als Feldquanten der starken Kraft aneinander gebunden werden. Im Prinzip wird diese Wechselwirkung durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Dabei handelt es sich um eine Eichtheorie, die den Quarks eine Farbladung zuordnet und voraussetzt, dass in der Natur nur farbneutrale Systeme beobachtet werden können.

Anders als die Photonen, die als Überträger der elektromagnetischen Kraft nicht elektrisch geladen sind, tragen die Feldquanten der QCD selber Farbe, was zu einem Anwachsen der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bei kleinen Energien führt. Im Impulsübertragungsbereich  $Q^2 \simeq 1 \text{ (GeV}/c)^2$  sind die Quarks sehr fest aneinander gebunden (*confinement*), und eine störungstheoretische Entwicklung der QCD ist nicht möglich; erst bei großen Impulsüberträgen kann man die Quarks als quasifreie Teilchen ansehen. Bei Energieskalen in der Größenordnung der Nukleonmasse versucht man, die Hadronen im Rahmen von sogenannten effektiven Theorien zu beschreiben. Diesen liegen die tatsächlich beobachtbaren Freiheitsgrade (z.B. Pionen) zugrunde, die über effektive Kräfte wechselwirken, wobei die Symmetrien der QCD erhalten bleiben. Auf diese Weise kann man im nichtperturbativen Bereich Aussagen über den Aufbau des Nukleons machen.

Zur experimentellen Überprüfung dieser effektiven Theorien ist es erforderlich, Vorhersagen über messbare Parameter zu treffen. Dazu zählen die Massen und Anregungsstärken der Nukleonresonanzen, Polarisierbarkeiten, und in besonderem Maße auch die elektromagnetischen Formfaktoren. Im folgenden soll ein Überblick über aktuelle Nukleonmodelle gegeben werden, soweit sie direkte Aussagen über  $G_{E,n}$  machen. Dabei ist zu bemerken, dass in der Regel alle vier elektromagnetischen Formfaktoren von Proton und Neutron gleichzeitig berechnet werden, was den Wertebereich der freien Parameter einschränkt und die qualitative Beschreibung von  $G_{E,n}$  mitunter erschwert. In Abb. 2.3 werden einige Modellrechnungen mit den Daten aus Doppelpolarisationsexperimenten (offene Punkte und Quadrate) verglichen.

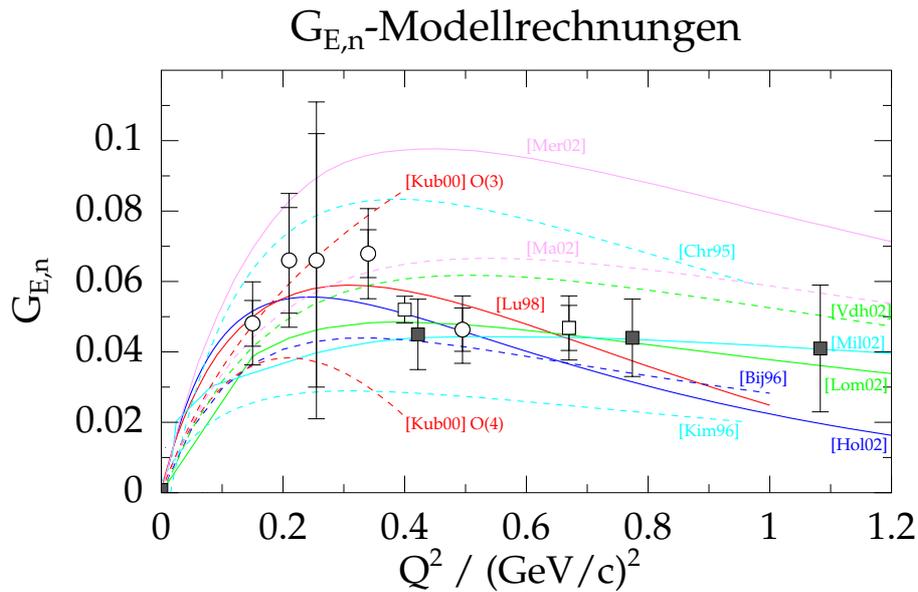


Abbildung 2.3: Der  $Q^2$ -Verlauf von  $G_{E,n}$  in Nukleonmodellen. Die Referenzen sind im Text erläutert. Die offenen Kreise und Quadrate sind Daten aus Doppelpolarisationsexperimenten (vgl. Abb. 2.2). Ergebnisse von Gitter-QCD-Rechnungen [59] sind als volle Quadrate dargestellt.

Ein wichtiger Ausgangspunkt vieler phänomenologischer Modelle sind die Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$ . Sie tragen die gleichen Quantenzahlen wie das Photon ( $J^P = 1^-$ ) und spielen daher (als virtuelle Zwischenzustände) eine herausragende Rolle bei der Photon-Nukleon-Wechselwirkung. Gari und Krümpelmann [41] zerlegen den elektromagnetischen Viererstrom  $J_\mu$ , der den elastischen Impulsübertrag auf ein Nukleon beschreibt, in Anteile  $J_\mu^\rho$ ,  $J_\mu^\omega$  und  $J_\mu^\phi$ , die jeweils mit eigenen Kopplungskonstanten versehen sind. Die elektromagnetischen Formfaktoren setzen sich dann aus den jeweiligen Meson-Nukleon-Formfaktoren und einem asymptotischen Term für  $Q^2 \rightarrow \infty$  zusammen. Dispersionsrelationen erlauben eine Ausdehnung des  $Q^2$ -Bereichs, über den interpoliert wird [42]. Die modernste Analyse dieser Art, die die jüngsten JLab-Daten zum elektrischen Formfaktor des Protons bis  $Q^2 = 5.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  [43, 44] einbezieht, stammt von Lomon [45]. Bei geeigneter Wahl der Kopplungsstärken der Vektormesonen erhält er quantitativ gute Anpassungen an alle vier Nukleonformfaktoren.

Zur Beschreibung von Nukleonresonanzen eignen sich Konstituentenquarkmodelle. Im Modell von Bijker [46] wechselwirken die Quarks, die eine effektive Masse  $m_q \simeq 0.33$  GeV tragen, über ein Oszillatorpotential. Wie auch in der Arbeit von Merten et al. [47] werden die Modellparameter aus dem Nukleonspektrum bestimmt. Die  $Q^2$ -Abhängigkeit kann auch quantitativ gut wiedergegeben werden, wenn man die drei Quarks nicht als unabhängig ansetzt, sondern zwei von ihnen zu einem Di-

quark koppelt, das in der Wechselwirkung mit dem Photon als „Zuschauer“ fungiert [48].

Gute Resultate können auch mit sogenannten *Cloudy Bag*-Modellen erzielt werden. In diesen sind die Quarks in einem sphärischen Raumbereich (*bag*) eingeschlossen, der von einer „Wolke“ pseudoskalarer Mesonen umgeben ist. Lu, Thomas und Williams [49] und Miller [50] leiten daraus Vorhersagen für die Nukleonformfaktoren ab, die den Verlauf der experimentellen Daten qualitativ reproduzieren. In [49] wird auf Einschleifenniveau auch gezeigt, wie die Pionwolke und der positive „Kern“ mit entgegengesetzten Vorzeichen zu  $G_{E,n}$  beitragen.

Das semibosonische Nambu-Jona-Lasinio-Modell enthält Quarks und Mesonen, die miteinander wechselwirken. Die chirale Symmetrie ist dabei gebrochen, die Pionen werden als Goldstone-Bosonen betrachtet. Ein großer Vorteil dieses Ansatzes ist die geringe Zahl der Parameter: In [51] und [52] sind lediglich die Quarkmassen  $m_u$ ,  $m_d$ ,  $m_s$  frei, wobei von zwei bzw. drei verschiedenen Quarkflavours ausgegangen wird. In Abb. 2.3 sind die Vorhersagen für  $G_{E,n}$  mit den Parametern  $m_{u,d} = 420$  MeV und  $m_s = 180$  MeV gezeigt. Das SU(2)-Modell überschätzt den Formfaktor deutlich, das SU(3)-Modell unterschätzt ihn.

Einen Ansatz, der ganz ohne Konstituentenquarks auskommt, verfolgt Holzwarth [53] in seinem chiralen Soliton-Modell. Er geht zunächst von einem Pionfeld aus und fügt in der Lagrangefunktion zwei Terme hinzu, die die Wechselwirkung der Pionen mit den Vektormesonen  $\rho$  und  $\omega$  beschreiben. Mit geeignet gewählten Parametern kann auf diese Weise der experimentelle Verlauf von  $G_{E,p}$ ,  $G_{M,p}$  und  $G_{E,n}$  gleichzeitig quantitativ gut wiedergegeben werden.

Die chirale Symmetrie der QCD und ihre spontane Brechung sind der Ausgangspunkt für die chirale Störungstheorie (*Chiral Perturbation Theory*, ChPT), die in den letzten Jahren zunehmend an Bedeutung gewonnen hat. Wie der Name bereits andeutet, ist es in diesem Modell möglich, die Lagrangefunktion störungstheoretisch zu entwickeln, was unter anderem systematische Fehlerabschätzungen erlaubt. Die Parameter der einzelnen Ordnungen sind zudem universell in dem Sinne, dass sie, wenn sie durch ein Experiment festgelegt sind, sichere Vorhersagen für andere Observablen erlauben. Bei kleinen Energien kann man auf diese Weise viele Messergebnisse im Rahmen der Chiralen Störungstheorie erklären. Im Falle der elektromagnetischen Nukleonformfaktoren ist das Verständnis aber noch sehr lückenhaft. Die Arbeit von Kubis und Meißner [54] zeigt gravierende Differenzen zwischen der dritten und vierten Ordnung der Störungsreihe (s. Abb. 2.3); es gibt keine Anzeichen für Konvergenz. In Mainz wird zur Zeit versucht, diese Situation mithilfe eines neuen Zählschemas zu verbessern [55, 56]. Da in dieser Arbeit aber bisher nur Einschleifen-Graphen berechnet und keine Vektormesonen berücksichtigt werden, sind ihre Ergebnisse noch nicht sehr aussagekräftig [57].

Die meisten der bisher genannten Theorien deuten darauf hin, dass die Pionwolke bzw. die Vektormesonen eine wichtige Voraussetzung zur Beschreibung des

elektrischen Formfaktors des Neutrons sind. Diese Teilchen werden zumeist explizit in die Modelle integriert. Einen konzeptionell völlig anderen Ansatz verfolgt Marc Vanderhaeghen in einer weiteren Mainzer Veröffentlichung [58]. Er geht von Verallgemeinerten Partonverteilungen (*Generalized Parton Distributions*, GPD) aus, die in den letzten Jahren zunehmend zur Beschreibung harter, exklusiver Elektronstreuungsprozesse herangezogen werden. In führender Ordnung (*twist-2*) gibt es für das Nukleon vier solcher Verteilungsfunktionen. Die Dirac- und Pauli-Formfaktoren  $F_1$  und  $F_2$  sind über Summenregeln mit den GPDs  $H$  und  $E$  verknüpft. Mit einem einfachen Regge-Ansatz können alle elastischen Nukleonformfaktoren über ein großes  $Q^2$ -Intervall näherungsweise quantitativ beschrieben werden.

Nicht unerwähnt bleiben sollen die Bemühungen, die Formfaktoren im Rahmen der Gitter-QCD zu berechnen. Diese hat zum Ziel, die QCD-Lagrangefunktion in einem begrenzten, diskretisierten Raumzeitbereich zu lösen, ohne den „Umweg“ über effektive Feldtheorien zu gehen. Die Ergebnisse werden sodann auf das Kontinuum extrapoliert. Erste Vorhersagen für  $G_{E,n}$  [59] sind als „Datenpunkte“ in Abb. 2.3 eingezeichnet (volle Quadrate). Die Autoren räumen jedoch ein, dass weitere Rechnungen nötig sind, um die systematischen Fehler der verwendeten Näherungsverfahren abzuschätzen und zu reduzieren. Mit steigenden Computerkapazitäten entwickelt sich dieses Forschungsgebiet rasant, so dass in den nächsten Jahren zuverlässigere Resultate zu erwarten sind.

Die Liste der in diesem Abschnitt vorgestellten Nukleonmodelle erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Sie wurden vielmehr unter dem Gesichtspunkt ausgewählt, dass sie direkte Aussagen über den elektrischen Formfaktor des Neutrons machen und dabei nicht völlig jenseits aller experimentellen Daten liegen sollten. Wie man in Abb. 2.3 erkennen kann, erlaubt die präzise Messung von  $G_{E,n}$  einen Test dieser Theorien.

## 2.4 Messung von $G_{E,n}$ in $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$

Das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Experiment zur Messung des elektrischen Neutronformfaktors beruht auf Polarisationsobservablen. In diesem Abschnitt soll die Methode erläutert werden, wobei das Neutron zunächst als quasifreies Teilchen behandelt wird, was die Reaktionskinematik in erster Näherung gut beschreibt. Die Auswirkungen der Kernbindung werden in Abschnitt 2.5 genauer untersucht.

### 2.4.1 Elastische Elektronstreuung am freien Nukleon

Das Elektron ist eine geeignete Sonde zur Untersuchung der Struktur des Nukleons, da die zugrundeliegende elektromagnetische Wechselwirkung theoretisch sehr gut

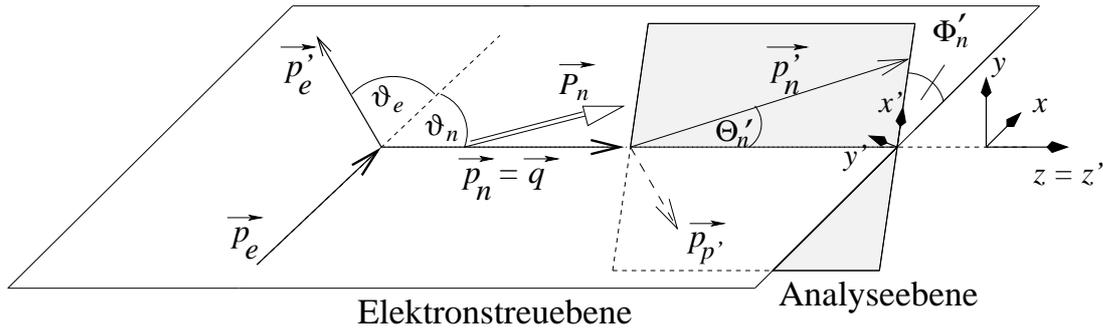


Abbildung 2.4: Die Elektron-Streuebene wird durch die Richtungen des einlaufenden und gestreuten Elektrons aufgespannt. Sie definiert das Koordinatensystem zur Beschreibung des Polarisationsübertrags auf das Nukleon, das im elastischen Fall in Richtung des Impulsübertrags  $\vec{q}$  ausläuft. (Abb. nach [65])

verstanden ist. Der Wirkungsquerschnitt der Streureaktion ist durch das Absolutquadrat einer Amplitude  $\mathcal{M}$  gegeben,

$$\mathcal{M} = \sum_{s_N, s_e} \langle N' | J_\nu | N \rangle^* \langle N' | J_\mu | N \rangle \varepsilon^{\nu*} \varepsilon^\mu = e^2 T_{\mu\nu} L^{\mu\nu}, \quad (2.17)$$

wo

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu} &= \sum_{s_N} \langle N' | J_\nu | N \rangle^* \langle N' | J_\mu | N \rangle \quad \text{und} \\ L_{\mu\nu} &= \sum_{s_e} \varepsilon^{\nu*} \varepsilon^\mu \end{aligned} \quad (2.18)$$

der hadronische bzw. leptonische Tensor sind. Unter Ausnutzung der Lorentzbedingung

$$k_\mu L^{\mu\nu} = 0 = k_\nu L^{\mu\nu} \quad (2.19)$$

kann  $L^{\mu\nu}$  durch eine  $3 \times 3$ -Dichtematrix  $\rho$  ausgedrückt werden. Deren Matrixelemente lassen sich als Komponenten des Polarisationsvektors  $\vec{\varepsilon} = (\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)$  des virtuellen Photons interpretieren [60]. Im Falle eines longitudinal vollständig polarisierten Elektronenstrahls befindet sich das Photon in einem reinen Polarisationszustand

$$\vec{\varepsilon}_h = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{1 + \varepsilon}, i h \sqrt{1 - \varepsilon}, -\sqrt{2 \frac{Q^2}{|\vec{q}|^2}} \varepsilon \right) \quad (2.20)$$

mit der linearen Transversalpolarisation

$$\varepsilon = \left( 1 + 2 \frac{|\vec{q}|^2}{Q^2} \cdot \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2} \right)^{-1}. \quad (2.21)$$

Der leptonische Anteil der Reaktion ist damit bekannt. Der hadronische Strom  $J$  läßt sich im Breit-System auswerten. Schreibt man die Spinzustände  $s_i$  und  $s_f$  im Anfangs- bzw. Endzustand explizit aus, so gilt [61]

$$\begin{aligned}
\langle s_f, \frac{\vec{q}}{2} | J^0 | s_i, -\frac{\vec{q}}{2} \rangle &= 2eM_N \cdot [F_{1,N}(Q^2) - \tau F_{2,N}(Q^2)] \cdot \langle s_f | s_i \rangle \\
&= 2eM_N \cdot G_E(Q^2) \cdot \langle s_f | s_i \rangle \\
\langle s_f, \frac{\vec{q}}{2} | \vec{J} | s_i, -\frac{\vec{q}}{2} \rangle &= e \cdot [F_{1,N}(Q^2) + F_{2,N}(Q^2)] \cdot \langle s_f | \vec{q} \times \vec{\sigma} | s_i \rangle \\
&= e \cdot G_M(Q^2) \cdot \langle s_f | \vec{q} \times \vec{\sigma} | s_i \rangle
\end{aligned} \tag{2.22}$$

mit den elektromagnetischen Formfaktoren  $G_E$  und  $G_M$ . Sind Elektronstrahl und Nukleontarget unpolarisiert, so folgt durch Summation bzw. Mittelung über alle Spinzustände der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt 2.8. Im Falle der elastischen Streuung longitudinal polarisierter Elektronen am unpolarisierten Nukleon trägt darüber hinaus das auslaufende Targetteilchen die Polarisationskomponenten

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_N^x &= -hP_e \frac{\sqrt{\tau \cdot 2\varepsilon(1-\varepsilon)} G_E G_M}{\varepsilon G_E^2 + \tau G_M^2} \\
&= -hP_e \frac{2\sqrt{\tau(1+\tau)} \tan \frac{\vartheta_e}{2} G_E G_M}{G_E^2 + \tau G_M^2 (1 + 2(1+\tau) \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2})} \\
\mathcal{P}_N^y &= 0 \\
\mathcal{P}_N^z &= hP_e \frac{\tau \sqrt{(1-\varepsilon^2)} G_M^2}{\varepsilon G_E^2 + \tau G_M^2} \\
&= hP_e \frac{2\tau \sqrt{1+\tau + (1+\tau)^2 \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2}} \tan \frac{\vartheta_e}{2} G_M^2}{G_E^2 + \tau G_M^2 (1 + 2(1+\tau) \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2})}.
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Diese Gleichungen, die auf R.G. Arnold, C.E. Carlson und F. Gross [62] zurückgehen, beziehen sich auf das Laborsystem.  $\mathcal{P}_N^x$  und  $\mathcal{P}_N^z$  sind somit proportional zur Elektronstrahlpolarisation  $P_e$  und -helizität  $h$  sowie zu den Produkten  $G_E G_M$  und  $G_M^2$  der elektromagnetischen Formfaktoren. Eine Messung des Polarisationsverhältnisses

$$\frac{\mathcal{P}_n^x}{\mathcal{P}_n^z} = - \frac{1}{\sqrt{\tau + \tau(1+\tau) \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2}}} \cdot \frac{G_{E,n}}{G_{M,n}} \tag{2.24}$$

bietet somit eine Möglichkeit, den elektrischen Formfaktor des Neutrons zu bestimmen, da die Vorfaktoren durch die Reaktionskinematik determiniert sind und  $G_{M,n}(Q^2)$  bekannt ist (siehe Kapitel 4.3). Gl. (2.24) enthält lediglich einen in  $G_{E,n}$  linearen Term, d.h. der elektrische Formfaktor ist gegenüber dem magnetischen weniger stark unterdrückt als in (2.8), so dass die systematische Unsicherheit in einem Polarisationsexperiment wesentlich kleiner ist. Außerdem hat der Quotient (2.24)

den Vorteil, unabhängig vom Absolutwert der Strahlpolarisation und anderen Kalibrierfaktoren zu sein, die bei der Messung von  $\mathcal{P}_N^x$  und  $\mathcal{P}_N^z$  in gleicher Weise auftreten. Zur experimentellen Bestimmung von  $\mathcal{P}_N^x/\mathcal{P}_N^z$  wird ein Neutronpolarimeter benötigt, dessen prinzipielle Funktionsweise in den folgenden Unterabschnitten dargestellt wird.

## 2.4.2 Messung der Neutronpolarisation

Elementarteilchen werden über ihre Wechselwirkung mit Materie nachgewiesen. Geladene Partikeln hinterlassen in geeigneten Materialien eine Ionisationsspur, die mehr oder weniger direkt „sichtbar“ gemacht werden kann. Hochenergetische Neutronen kann man dagegen nur indirekt registrieren. Sie setzen in Stößen an Targetkernen geladene Sekundärteilchen frei, die dann anhand ihrer ionisierenden Wirkung beobachtet werden. Eine technisch einfache Möglichkeit hierzu bieten organische Szintillatoren, die einen hohen Anteil an Wasserstoff enthalten. Darin kommt es zu (elastischen)  $n$ - $p$ -Stößen mit einem sofortigen Nachweis der Rückstoßprotonen. Aufgrund der  $\vec{L} \cdot \vec{S}$ -Kopplung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung enthält der Wirkungsquerschnitt dieser Streuung einen spinabhängigen Anteil,

$$\sigma_{np} = \sigma_{np,0} \cdot [1 + \mathcal{P}_n^{y'} \cdot \mathcal{A}_{np}], \quad (2.25)$$

so dass sich mit dem Nachweis der Neutronen auch gleichzeitig ihre Polarisation analysieren lässt [63]. In dieser Gleichung bezeichnet  $\sigma_{np,0}$  den Wirkungsquerschnitt der  $n$ - $p$ -Streuung für unpolarisierte Teilchen. Die Analysierstärke  $\mathcal{A}_{np} \equiv \mathcal{A}_{np}(T_n, \Theta'_n)$  ist eine energie- und winkelabhängige Größe, die die relative Stärke des Spin-Bahn-Anteils der starken Wechselwirkung parametrisiert und experimentell bestimmt wurde. Mit dem Programm SAID [64] wurde der in Abb. 2.5 gezeigte Verlauf für verschiedene, für das vorliegende Experiment relevante Neutronenergien berechnet und über dem Streuwinkel  $\Theta'_n$  im Laborsystem aufgetragen.

$\mathcal{P}_n^{y'}$  ist eine Komponente der Neutronpolarisation in der sogenannten Analyseebene, die in Abb. 2.4 definiert ist. Die longitudinale Komponente  $\mathcal{P}_n^{z'}$  verschwindet im Skalarprodukt  $\vec{L} \cdot \vec{S}$ ; der zweite transversale Anteil  $\mathcal{P}_n^{x'}$  spielt aufgrund der Paritätserhaltung der starken Wechselwirkung ebenfalls keine Rolle.  $\mathcal{P}_n^{y'}$  setzt sich aus den beiden in Bezug auf die Neutronflugrichtung  $\hat{z}$  transversalen Komponenten  $\mathcal{P}_n^x$  und  $\mathcal{P}_n^y$  zusammen, so dass

$$\sigma_{np} = \sigma_{np,0} \cdot [1 + \mathcal{A}_{np}(\mathcal{P}_n^x \sin \Phi'_n + \mathcal{P}_n^y \cos \Phi'_n)]. \quad (2.26)$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, dass die gestreuten Neutronen nicht isotrop über alle Winkel  $\Phi'_n$  verteilt sind. Eine nichtverschwindende Polarisationskomponente  $\mathcal{P}_n^x$  führt zu einer sin-Modulation des Wirkungsquerschnitts und somit zu einer oben-unten-Asymmetrie, während  $\mathcal{P}_n^y \neq 0$  in einer cos-Modulation, d.h. einer Rechts-links-Asymmetrie resultiert.

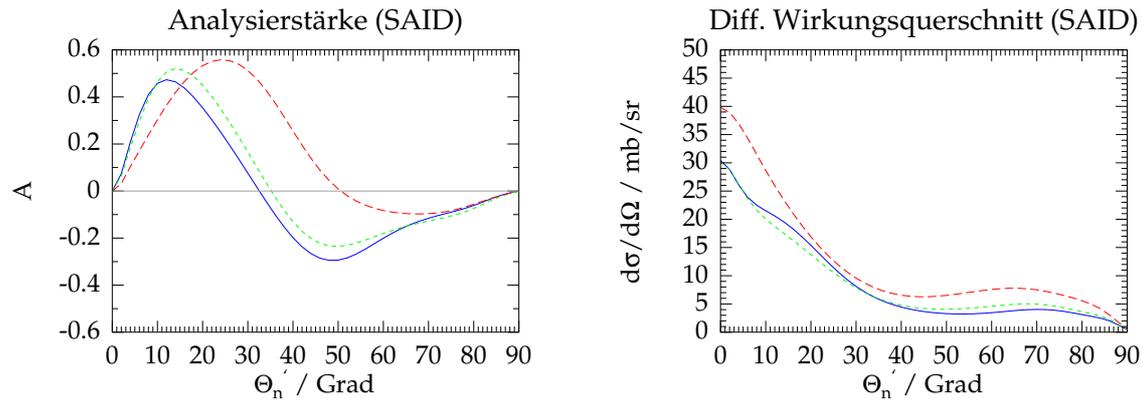


Abbildung 2.5: Analysierstärke und differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen  $n$ - $p$ -Streuung, berechnet mit SAID. Die Angabe des Winkels  $\Theta'_n$  bezieht sich auf das Laborsystem.

—:  $T_n = 425$  MeV, - - -:  $T_n = 319$  MeV, - - -:  $T_n = 160$  MeV

Die Polarisation der in der elastischen Elektronstreuung freigesetzten Neutronen ist näherungsweise<sup>3</sup> zur Strahlpolarisation  $P_e$  und zur Helizität  $h$  proportional (siehe Gl. (2.23)), was durch die Schreibweise

$$\mathcal{P}_n^{x,y,z} =: h P_e P_n^{x,y,z} \quad (2.27)$$

ausgedrückt wird. Damit kann man Gleichung (2.26) umschreiben zu

$$\sigma_{np} = \sigma_{np,0} \cdot [1 + \mathcal{A}_{np} h P_e (P_n^x \sin \Phi'_n + P_n^y \cos \Phi'_n)]. \quad (2.28)$$

Auf diesen Überlegungen beruht die Funktionsweise des in der A1-Kollaboration aufgebauten Neutronpolarimeters (Abb. 2.6), dem eine Idee von Taddeucci et al. [63] zugrundeliegt. Eine Wand aus Plastikszintillatoren dient zum Nachweis der in der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  quasielastisch gestreuten Neutronen und gleichzeitig zur Analyse ihrer Transversalpolarisation. Um die Winkelabhängigkeit (2.28) zu messen, werden sie in einer zweiten Szintillatorwand ein weiteres Mal ortsauflösend registriert. Die Zählrate  $N^h(\Theta'_n, \Phi'_n)$  bei fest vorgegebenen Winkeln  $\Theta'_n$ ,  $\Phi'_n$  ist zur Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon(\Theta'_n, \Phi'_n)$  und zur Luminosität  $\mathcal{L}^h$  proportional.  $\varepsilon(\Theta'_n, \Phi'_n)$  ist generell von den inneren Eigenschaften (Geometrie, Ansprechwahrscheinlichkeit etc.) der zweiten Wand abhängig, während die Luminosität helizitätsspezifisch schwanken kann. Es gilt

$$N^h(\Theta'_n, \Phi'_n) = \mathcal{L}^h \varepsilon(\Theta'_n, \Phi'_n) \sigma_0 [1 + h P_e \mathcal{A}_{\text{eff}}(\Theta'_n) (P_n^x \sin \Phi'_n + P_n^y \cos \Phi'_n)]. \quad (2.29)$$

Hier wurde  $\sigma_{np,0}$  durch  $\sigma_0$  und  $\mathcal{A}_{np}$  durch  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  ersetzt. Die beiden neuen Größen beinhalten, dass die Plastikszintillatoren nicht nur aus Wasserstoff bestehen, d.h.

<sup>3</sup>Aufgrund der Endzustandswechselwirkung im Deuteron tritt auch ein helizitätsunabhängiger Anteil auf, wie in Abschnitt 2.5 erläutert wird. Er spielt aber für die folgenden Überlegungen keine Rolle.

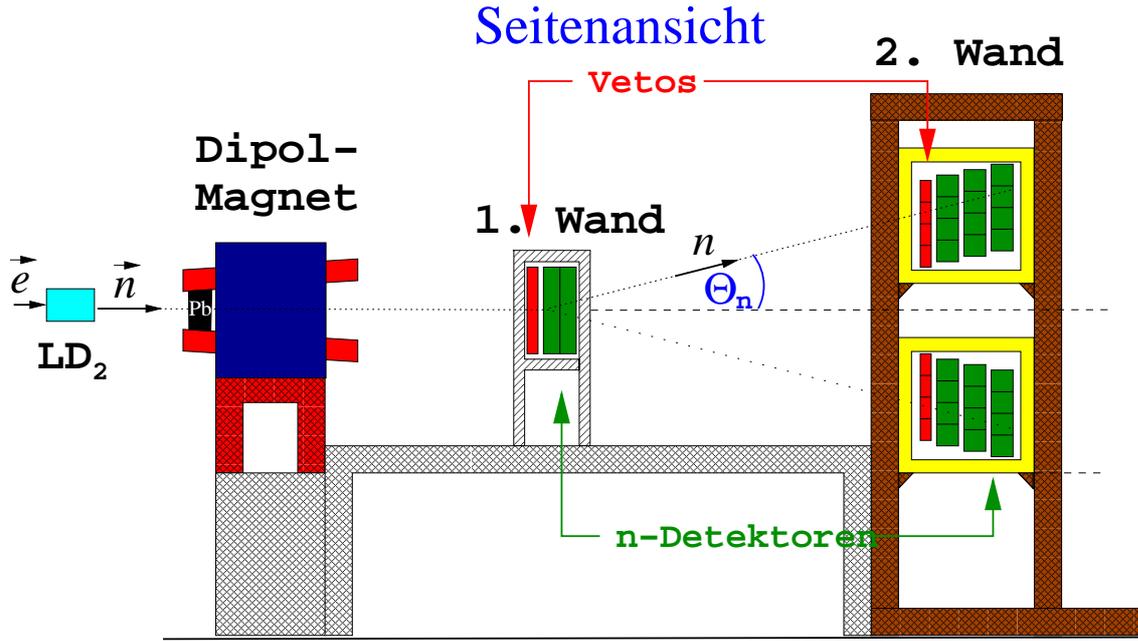


Abbildung 2.6: Skizze des A1-Neutronpolarimeters (Seitenansicht). (Abb. nach [70])

außer elastischen  $n$ - $p$ -Stößen werden z.B. auch quasifreie  $^{12}\text{C}(n, pn)^{11}\text{B}$ -Reaktionen auftreten, deren genaue Analysierstärke zwar unbekannt ist, die für den Nachweis der Neutronen jedoch ebenfalls geeignet sind. Insgesamt treten in (2.29) somit sechs Größen  $\mathcal{L}^h$ ,  $\varepsilon$ ,  $\sigma_0$ ,  $h$ ,  $P_e$ ,  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  auf, die von den speziellen Eigenschaften des Polarimeters oder des Elektronenstrahls abhängen und experimentell teilweise schwer zugänglich sind.

Bei der Definition der Asymmetrie  $A$  im Neutron-Polarimeter kann man nun ausnutzen, dass die Umkehr der Strahlhelizität äquivalent ist zur Verschiebung des Azimutwinkels um  $180^\circ$ , d.h. die Vertauschung von oben/unten und rechts/links. Dies ist erfüllt, wenn keine signifikanten helizitätsunabhängigen Polarisationskomponenten auftreten (vgl. (2.23)). Bezeichnet  $N^\pm(\Phi'_n)$  die Zählrate unter einem gegebenen Streuwinkel  $\Phi'_n$ ,  $0^\circ \leq \Phi'_n \leq 180^\circ$ , bei positiver bzw. negativer Strahlhelizität, so kürzen sich im Quotienten

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{\sqrt{N^+(\Phi'_n)N^-(\Phi'_n + 180^\circ)} - \sqrt{N^+(\Phi'_n + 180^\circ)N^-(\Phi'_n)}}{\sqrt{N^+(\Phi'_n)N^-(\Phi'_n + 180^\circ)} + \sqrt{N^+(\Phi'_n + 180^\circ)N^-(\Phi'_n)}} \\
 &= P_e(\mathcal{A}_{\text{eff}}^x P_n^x \sin \Phi'_n + \mathcal{A}_{\text{eff}}^y P_n^y \cos \Phi'_n)
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

die Vorfaktoren  $\mathcal{L}^h$ ,  $\varepsilon$  und  $\sigma_0$  heraus. Die Asymmetrie  $A$  ist also unabhängig von zeitlichen Schwankungen der Luminosität und räumlichen Unterschieden in der Nachweiswahrscheinlichkeit. Es bleibt aber eine Empfindlichkeit auf die Strahlpolarisation  $P_e$  und die Analysierstärke  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$ . Gerade letztere ist eine große systematische Fehlerquelle, da  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  nur durch eine externe Eichung der gesamten Apparatur an

einem polarisierten Neutronenstrahl möglich ist, was durch die Abhängigkeit von Untergrundraten und der Geometrie des Polarimeters erschwert wird. Durch einen experimentellen Trick [65] kann eine solche Absoluteichung umgangen werden, wie im nächsten Unterabschnitt gezeigt wird.

### 2.4.3 Drehung des Polarisationsvektors im Magnetfeld

Die Analysestreuung in der vorderen Szintillatorwand ist nur auf die transversalen Komponenten  $\mathcal{P}_n^x$  und  $\mathcal{P}_n^y$  der Neutronpolarisation empfindlich, wobei letztere nach Gleichung (2.23) verschwindet. Mit den bisher beschriebenen Detektorwänden kann man daher in erster Näherung nur die  $x$ -Komponente messen, nicht das Polarisationsverhältnis (2.24). Um den (deutlich größeren) longitudinalen Anteil zu analysieren, dreht man den Neutronspin in einem äußeren Magnetfeld. Der Einfluss eines solchen Feldes  $\vec{B}(\vec{l})$  auf ein elektrisch neutrales Teilchen mit Spin  $\vec{S}$  wird durch einen Spezialfall der BMT-Gleichung beschrieben [65],

$$\frac{d\vec{S}}{dl} = \frac{\kappa_n e}{\beta_n c M_p} \cdot \left( \vec{S} \times \vec{B}(\vec{l}) - \frac{\gamma(\vec{\beta}_n \cdot \vec{B}(\vec{l}))}{\gamma + 1} \cdot \vec{S} \times \vec{\beta}_n \right). \quad (2.31)$$

Wenn die Feldlinien senkrecht zur Neutrontrajektorie verlaufen, kann diese Gleichung analytisch gelöst werden. Der Polarisationsvektor präzediert dann in der Ebene senkrecht zu den Feldlinien. Legt das Neutron im Feld einen Weg  $L$  zurück, so berechnet sich der Präzessionswinkel  $\chi$  zu

$$\chi = \frac{\kappa_n e}{\beta_n c M_p} \int_0^L B^n(l) dl = \frac{-35.02^\circ}{\text{Tm}} \frac{1}{\beta_n} \int_0^L B^n(l) dl. \quad (2.32)$$

In dem in der A1-Kollaboration realisierten Experiment stehen die Feldlinien senkrecht zur Elektronstrebene, so dass die Polarisationskomponenten gemäß

$$\begin{pmatrix} \mathcal{P}_n^x(\chi) \\ \mathcal{P}_n^y(\chi) \\ \mathcal{P}_n^z(\chi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \chi & 0 & -\sin \chi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \chi & 0 & \cos \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{P}_n^x(0) \\ \mathcal{P}_n^y(0) \\ \mathcal{P}_n^z(0) \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

mischen. Der (verschwindende) Anteil in  $y$ -Richtung bleibt dadurch unberührt. Für die Transversalkomponente gilt dagegen

$$\mathcal{P}_n^t := \mathcal{P}_n^x(\chi) = \mathcal{P}_n^x(0) \cos \chi - \mathcal{P}_n^z(0) \sin \chi =: \mathcal{P}_0 \sin(\chi - \chi_0) \quad (2.34)$$

mit

$$\mathcal{P}_0 = \sqrt{\mathcal{P}_n^x(0)^2 + \mathcal{P}_n^z(0)^2} \simeq \mathcal{P}_n^z(0). \quad (2.35)$$

Somit zeigt die gemessene Asymmetrie (2.30) eine sinusförmige Abhängigkeit vom Präzessionswinkel  $\chi$ , wie in Abb. 2.7 gezeigt ist. Die Amplitude  $\mathcal{P}_0$  ist praktisch unabhängig von den Neutronformfaktoren, da  $G_{E,n}^2 \ll \tau G_{M,n}^2$  in Gleichung (2.23). Im

Nulldurchgang der Asymmetrie, d.h. bei  $\chi = \chi_0$ , gilt nach symmetrischer Integration über alle Winkel  $\Phi'_n$

$$\tan \chi_0 = \frac{\mathcal{P}_n^x}{\mathcal{P}_n^z} = - \frac{1}{\sqrt{\tau + \tau(1 + \tau) \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2}}} \frac{G_{E,n}}{G_{M,n}} . \quad (2.36)$$

Dieser entspricht damit genau dem gesuchten Quotienten (2.24).

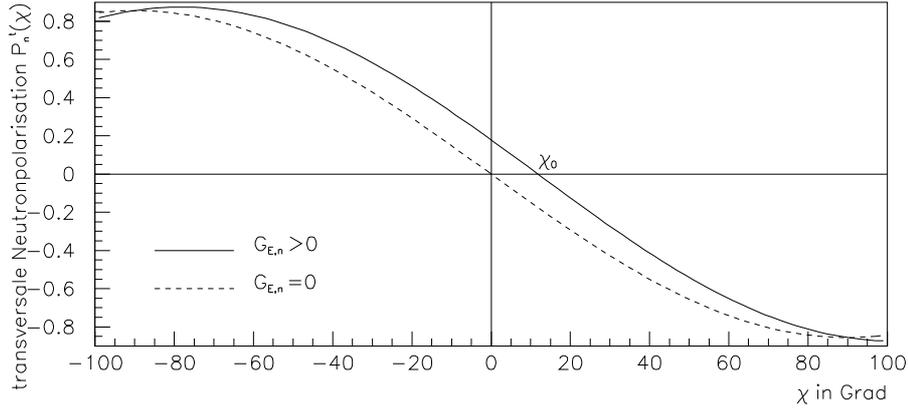


Abbildung 2.7: Ein endliches  $G_{E,n}$  bewirkt eine endliche transversale Neutron-Polarisation  $P_n^t$  bei verschwindendem Magnetfeld ( $\chi = 0^\circ$ ); der Nulldurchgang von  $\mathcal{P}_n^t(\chi)$  liegt dann bei  $\chi_0 \neq 0$ .

Mit  $\mathcal{P}_n^t$  schwankt auch die oben-unten-Asymmetrie  $A$ . Wegen Gl. (2.30) ist die Amplitude von  $A$  zu  $P_e$  und  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  proportional. Die Analysierstärke  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  ist zeitlich konstant und bestimmt lediglich den absoluten Betrag von  $A$ ; die Lage des Nulldurchgangs  $\chi_0$  ist davon aber unabhängig.  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  beeinflusst lediglich die Steigung im Nulldurchgang und damit den statistischen Fehler. Mit dem hier erläuterten Verfahren ist es also möglich, die transversale und longitudinale Komponente der Neutronpolarisation zu messen und dabei eine große systematische Fehlerquelle zu eliminieren. Ähnliches gilt für die Strahlpolarisation: Ihr Absolutwert geht lediglich in den statistischen Fehler ein. Auf den gemessenen Wert für den Neutronformfaktor hat sie dagegen keinen Einfluss. Während der  $G_{E,n}$ -Datennahme ist es allerdings erforderlich, die zeitliche Konstanz von  $P_e$  durch eine Relativmessung zu überwachen, um Ereignisse aus verschiedenen Strahlzeitabschnitten miteinander vergleichen zu können.

In diesem Abschnitt wurde das Prinzip der Messung von  $G_{E,n}$  in der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  erklärt. Die Komponenten des in der A1-Kollaboration verwendeten experimentellen Aufbaus werden in Kapitel 3 genauer spezifiziert. Zunächst sollen aber die Auswirkungen der Bindung des Neutrons im Anfangszustand auf die Messgrößen untersucht werden.

## 2.5 Einfluss der Kernbindung

Für Koinzidenzexperimente mit Elektronenstrahlen benötigt man Proben hoher Massenbelegung, um trotz kleiner Wirkungsquerschnitte (Größenordnung nb) und eingeschränkter Detektorakzeptanzen ausreichend große Zählraten – und damit letztlich akzeptable statistische Fehler – zu erzielen. Ist das untersuchte Objekt das Neutron, so kann diese Anforderung nur erfüllt werden, indem man leichte Atome als Targetmaterial verwendet und die „störenden“ Streureaktionen am Proton sowie verschiedene Einflüsse der Kernbindung rechnerisch korrigiert. Das Deuteron eignet sich gut dafür, da es mit  $E_b = 2.2$  MeV die geringste Bindungsenergie hat und zudem detaillierte Modelle zur Deuteronenspaltung mit Elektronen existieren, in denen auch Polarisationsobservable einbezogen sind. In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Auswirkungen der Kernbindung, die für das Experiment  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  relevant sind, im Detail diskutiert. Die theoretischen Grundlagen stammen von Arenhövel et al. [34] und wurden in einer früheren Mainzer  $G_{E,n}$ -Messung erstmals in vollem Umfang zur Korrektur der Messergebnisse angewandt [31].

### 2.5.1 Rekonstruktion der Reaktionskinematik

Zur Beschreibung der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  ist es instruktiv, zunächst das Neutron als freies Teilchen zu betrachten. Die Kinematik ist dann durch die Energie und Winkel des gestreuten Elektrons vollständig bestimmt.

Der Anfangszustand ist durch die Viererimpulse von Elektron und Neutron festgelegt:

$$p_e = \begin{pmatrix} E_e \\ \vec{p}_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ |\vec{p}_e| \end{pmatrix}, \quad p_n = \begin{pmatrix} M_n \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.37)$$

Die Energie- und Impulserhaltung

$$p_e + p_n = p'_e + p'_n \quad (2.38)$$

schränkt die Zahl der Variablen im Endzustand von 8 auf 4 ein. Davon sind wiederum 2 durch die Massenbedingungen  $p_e'^2 = m_e^2$ ,  $p_n'^2 = M_n^2$  festgelegt. Durch Messung der übrigen 2 Größen kann man die Kinematik vollständig rekonstruieren. Dazu bieten sich im A1-Experiment die Energie  $E'_e$  und der Polarwinkel  $\vartheta_e$  des gestreuten Elektrons an, da sie in Spektrometer A mit hoher Präzision bestimmt werden. Alle anderen Parameter lassen sich daraus wie folgt sukzessive berechnen:

$$\omega = E_e - E'_e \quad (2.39)$$

$$Q^2 = \omega^2 - \vec{q}^2 \stackrel{m_e \simeq 0}{\simeq} 4E_e E'_e \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2} \quad (2.40)$$

$$\beta_n = \frac{|\vec{p}_n|}{E_n} \stackrel{m_e \approx 0}{\approx} \sqrt{1 - \frac{M_n^2}{(M_n + \omega)^2}} \quad (2.41)$$

$$\cos \vartheta_n = \frac{E_e E_n - p_e p_n}{|\vec{p}_e| |\vec{p}_n|} \stackrel{m_e \approx 0}{\approx} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{Q^2}{1 + \tau} \frac{E_e + M_n}{E_e M_n}} \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{Q^2}{4M_n^2}. \quad (2.42)$$

Die Azimutwinkel  $\varphi_e$  und  $\varphi_n$  sind in dieser Näherung unerheblich, da die Reaktion in der Elektronstrebene (Abb. 2.4) stattfindet und  $\varphi_e$ -symmetrisch ist.

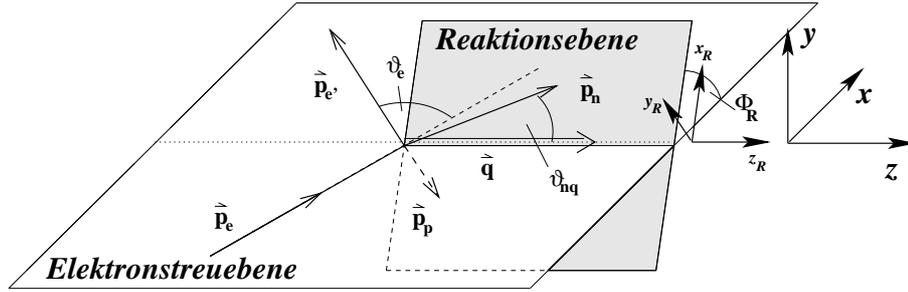


Abbildung 2.8: Die Reaktionsebene wird durch die Impulse der auslaufenden Nukleonen aufgespannt. Der hadronische Teil der Streureaktion bezieht sich auf das Koordinatensystem  $(x_R, y_R, z_R)$ . (Abb. nach [65])

Berücksichtigt man nun, dass im Anfangszustand ein weiteres Teilchen (das Proton) mit endlichem Impuls vorhanden ist, so erhöht sich die Zahl der Variablen um 4, wovon eine durch die Bedingung  $p_p'^2 = M_p^2$  festgelegt wird. Die auslaufenden Nukleonen bewegen sich in einer Ebene, der Reaktionsebene (Abb. 2.8), die um den Winkel  $\Phi_R$  gegen die Elektronstrebene gedreht ist. Neutronimpuls  $|\vec{p}_n|$  und Polarwinkel  $\vartheta_n$  sind jetzt nicht mehr durch Gl. (2.41) und (2.42) festgelegt. Die Formeln (2.39) und (2.40) behalten aber ihre Gültigkeit, da sie sich allein auf den Elektronarm beziehen. Für das A1-Experiment bedeutet das, dass die kinematischen Faktoren in Gl. (2.23) mit sehr hoher Genauigkeit bestimmt werden können. Außerdem ist die Richtung des Impulsübertrags  $\vec{q}$  festgelegt, was für die Messung der Polarisationsobservablen bedeutend ist. Im Aufbau der früheren A3-Kollaboration wurde zum Elektronnachweis ein Bleiglaskalorimeter verwendet, wodurch die Rekonstruktion des Kinematik mit wesentlich größeren Fehlern behaftet war.

## 2.5.2 Kinematische Auswirkungen auf die Polarisation

Der Wirkungsquerschnitt der Spaltung von unpolarisiertem Deuterium mit longitudinal polarisierten Elektronen lässt sich in zwei Anteile aufspalten, von denen nur einer helizitätsabhängig ist [34],

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_{np}^{cm}} \vec{P}^{cm} = S_0 (\vec{P}^{0cm} + h \vec{P}^{cm}). \quad (2.43)$$

$S_0$  ist der polarisationsunabhängige Wirkungsquerschnitt. Die Komponenten der helizitätsunabhängigen Polarisation berechnen sich zu

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{x,z}^{0\,cm} &= \frac{c}{S_0}(\rho_{LT}g_{LT}^{x,z} \sin \Phi_R + \rho_{TT}g_{TT}^{x,z} \sin 2\Phi_R) \\ \mathcal{P}_y^{0\,cm} &= \frac{c}{S_0}(\rho_L g_L^y + \rho_T g_T^y + \rho_{LT}g_{LT}^y \cos \Phi_R + \rho_{TT}g_{TT}^y \cos 2\Phi_R),\end{aligned}\quad (2.44)$$

die der helizitätsabhängigen Polarisation sind

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{x,z}^{cm} &= \frac{c}{S_0}(\rho'_{LT}g_{LT}^{lx,z} \cos \Phi_R + \rho'_T g_T^{lx,z}) \\ \mathcal{P}_y^{cm} &= \frac{c}{S_0}(\rho'_{LT}g_{LT}^{ly} \sin \Phi_R).\end{aligned}\quad (2.45)$$

Dabei ist

$$c = \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{E'_e}{E_e Q^4} \quad (2.46)$$

ein Vorfaktor, der auch in  $S_0$  auftritt. Die Polarisationsstrukturfunktionen  $g^i$  und  $g'^i$  beschreiben den hadronischen Anteil der Wechselwirkung. Insbesondere enthalten sie die Übergangsmatrixelemente zwischen Anfangs- und Endzustand. Die Abhängigkeit vom Winkel  $\Phi_R$  zwischen Elektronstrebene und Reaktionsebene ist explizit ausgeschrieben.

Der Übergang zwischen diesen beiden Koordinatensystemen ist wesentlich, um alle Einflüsse der Kernbindung auf die Neutronpolarisation zu verstehen. Der leptonische Teil der  $\vec{e}$ - $n$ -Streuung ist an die Elektronstrebene gebunden. Das Strahlungsfeld des virtuellen Photons ist durch das ein- und auslaufende Elektron festgelegt. Daher erfolgt in dieser Ebene auch der Spintransfer auf das Neutron, der im Falle eines freien Nukleons durch die ACG-Gleichung (2.23) gegeben ist. Der hadronische Teil der Reaktion wird dagegen konventionell in einem Koordinatensystem beschrieben, das an den Nukleonimpuls gebunden ist. Dies ist beispielsweise in Hinblick auf die Analysestreuung sinnvoll, mit der der Neutronspin gemessen wird, da diese nur auf die transversalen Anteile empfindlich ist. Im vorliegenden Experiment ist daher eine longitudinale Achse ( $\hat{z}_R$ ) in Richtung des Neutronimpulses ausgezeichnet, und eine Transversalkomponente ( $\hat{x}_R$ ) liegt in der Reaktionsebene, die durch die beiden Nukleonimpulse sowie den Impulsübertrag  $\vec{q}$  aufgespannt wird,

$$\begin{aligned}\hat{z}_R &= \frac{\vec{p}_n}{|\vec{p}_n|} \\ \hat{y}_R &= \frac{\vec{p}_n \times \vec{q}}{|\vec{p}_n \times \vec{q}|} \\ \hat{x}_R &= \hat{y}_R \times \hat{z}_R.\end{aligned}\quad (2.47)$$

Beim Wechsel  $\hat{q} \rightarrow \hat{p}_n$  der Quantisierungsachsen wird der Polarisationsvektor relativistisch um den Wignerwinkel  $\vartheta_W$  gedreht,

$$\sin \vartheta_W = \frac{1 + \gamma(p_i)}{\gamma(q) + \gamma(p_n)} \sin \vartheta_{nq}, \quad (2.48)$$

wo  $\gamma(p) = E_n(p)/M_n$ . Diese Transformationen enthalten auch den Lorentzboost in Richtung des Anfangsimpulses  $\vec{p}_i$  des Neutrons. Um diese Operation in der Reaktionsebene ausführen zu können, wird das Koordinatensystem zunächst um den Winkel  $\Phi_R$  gedreht, was anschließend wieder rückgängig gemacht wird. Man erhält so den Vektor  $\vec{\mathcal{P}}^R$  der Neutronpolarisation mit expliziter Abhängigkeit von den Winkeln  $\vartheta_{nq}$  und  $\Phi_R$ ,

$$\begin{aligned}
\vec{\mathcal{P}}_n^R &= \mathcal{D}_z^{-1}(\Phi_R) \cdot \mathcal{D}_{y'}(\vartheta_W) \cdot \mathcal{D}_z(\Phi_R) \cdot \vec{\mathcal{P}}_n \quad (2.49) \\
&= \begin{pmatrix} \cos \Phi_R & -\sin \Phi_R & 0 \\ \sin \Phi_R & \cos \Phi_R & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \vartheta_W & 0 & -\sin \vartheta_W \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \vartheta_W & 0 & \cos \vartheta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \Phi_R & \sin \Phi_R & 0 \\ -\sin \Phi_R & \cos \Phi_R & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{\mathcal{P}}_n \\
&= \begin{pmatrix} \cos \vartheta_W \cos^2 \Phi_R + \sin^2 \Phi_R & (\cos \vartheta_W - 1) \sin \Phi_R \cos \Phi_R & -\sin \vartheta_W \cos \Phi_R \\ (\cos \vartheta_W - 1) \sin \Phi_R \cos \Phi_R & \cos \vartheta_W \sin^2 \Phi_R + \cos^2 \Phi_R & -\sin \vartheta_W \sin \Phi_R \\ \sin \vartheta_W \cos \Phi_R & \sin \vartheta_W \sin \Phi_R & \cos \vartheta_W \end{pmatrix} \cdot \vec{\mathcal{P}}_n \\
&= \begin{pmatrix} 1 & 0 & -\sin \vartheta_W \cos \Phi_R \\ 0 & 1 & -\sin \vartheta_W \sin \Phi_R \\ \sin \vartheta_W \cos \Phi_R & \sin \vartheta_W \sin \Phi_R & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{\mathcal{P}}_n + \mathcal{O}(\vartheta_W^2).
\end{aligned}$$

Für kleine Anfangsimpulse gilt  $\vartheta_W \simeq \vartheta_{nq}$ , und dieser Winkel liegt bei den Kinematiken des hier beschriebenen Experiments im Bereich  $\vartheta_{nq} < 5^\circ$ , so dass die Entwicklung in Potenzen von  $\vartheta_W$  gerechtfertigt ist.

Um zu veranschaulichen, wie groß der Einfluss dieser kinematischen Korrekturen auf die Polarisation ist, kann man den hadronischen Kanal in der sogenannten Bornschen Näherung betrachten. Dabei wird für den Anfangszustand eine ( $L = 0$ )-Wellenfunktion für das Deuteron angesetzt, und im Endzustand werden die Nukleonen durch ebene Wellen ohne weitere Wechselwirkung approximiert. Die Abhängigkeit der Polarisationskomponenten von  $\vartheta_{nq}$  ist für die im A1-Experiment relevanten Impulsüberträge  $Q^2 = 0.3, 0.6$  und  $0.8$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> in Abb. 2.9 gezeigt [67]. Bei  $\vartheta_{nq} = 0^\circ$  nehmen die Komponenten der Neutronpolarisation die Werte an, die man aus Gl. (2.23) erwarten würde, d.h. dies entspricht der Streuung am freien Neutron. Für  $\vartheta_{nq} \neq 0^\circ$  findet man eine deutliche Abhängigkeit von  $\vartheta_{nq}$  und  $\Phi_R$ . Die Abweichung vom elastischen Fall ist bei kleinen Polarwinkeln näherungsweise symmetrisch um  $\Phi_R$ . Die Streuung ist dort noch nahezu frei, das Proton kann als Zuschauer angesehen werden, und die Variationen in den  $\mathcal{P}_i$  resultieren allein aus der Drehung der Quantisierungsachsen. Bei größeren  $\vartheta_{nq}$  überträgt das virtuelle Photon auch einen Impuls auf das Proton, so dass die quasifreie Näherung nicht mehr gerechtfertigt ist. Die Komponente  $\mathcal{P}_y$ , die in der freien Elektron-Neutron-Streuung verschwindet, nimmt für  $\vartheta_{nq} > 0^\circ$  endliche Werte an, was aber rein kinematisch bedingt ist. Bei symmetrischer Integration über alle  $\Phi_R$  heben sich diese „scheinbaren“ Beiträge gegenseitig weg.

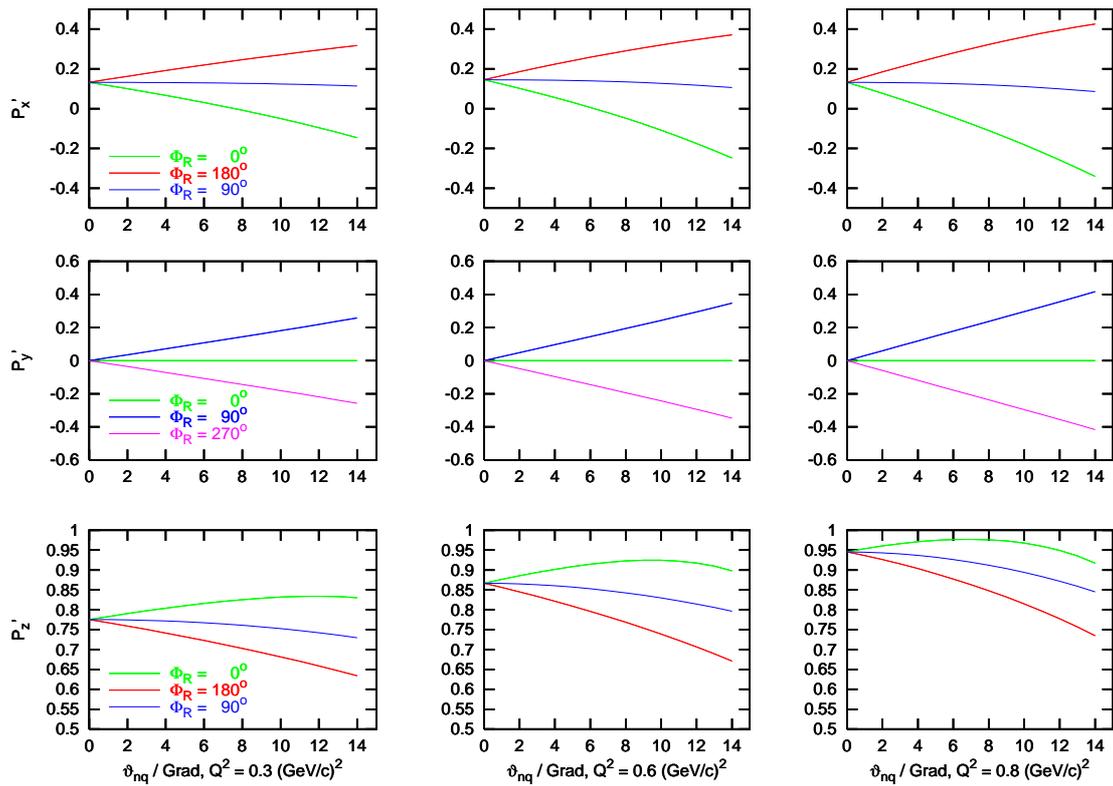


Abbildung 2.9: Helizitätsabhängige Polarisationskomponenten  $\mathcal{P}'_x, \mathcal{P}'_y, \mathcal{P}'_z$  in Bornscher Näherung (nach [67]).

### 2.5.3 Endzustandswechselwirkung

Die Bindung des Neutrons im Deuteron wirkt sich nicht allein über die Fermibewegung auf die Rückstoßpolarisation aus. Neben dieser „passiven“ Drehung der Quantisierungsachsen treten auch „aktive“ depolarisierende Effekte auf, die aus anderen hadronischen Kanälen als der bereits beschriebenen Streuung in Bornscher Näherung (Abb. 2.10a) herrühren. Der wichtigste davon ist die Endzustandswechselwirkung (*final state interaction*, FSI). Man kann sie zum einen als Streuung des auslaufenden Neutrons am Proton, zum anderen als Ladungskonversion durch Austausch eines Pions (Abb. 2.10b) verstehen.

Das virtuelle Photon kann auch direkt an einem solchen Pion streuen. Ein Beispiel für einen solchen Mesonaustauschstrom (*meson exchange current*, MEC) ist in Abb. 2.10c dargestellt. Ein weiterer möglicher Mechanismus ist ein Isobarenübergang (*isobar current*, IC) des Neutrons (Abb. 2.10d). Diese Prozesse sind im Endzustand nicht von Fall a) zu unterscheiden und tragen daher im Experiment  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  zum gemessenen Neutronformfaktor bei. In einem Modell von Arenhövel et al. [34] sind all diese Effekte berücksichtigt. Es stellt sich heraus, dass die Endzustandswechselwirkung einen deutlichen depolarisierenden Einfluss auf die Neutronpolarisation

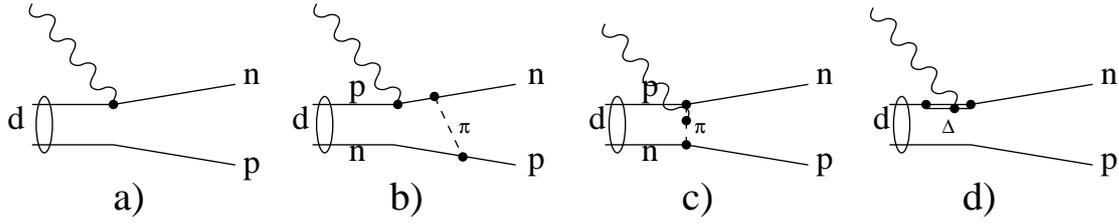


Abbildung 2.10: Beiträge zum Deuteronaufbruch  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$ . a) Born, b) FSI, c) MEC, d) IC (siehe Text).

(besonders auf die für die  $G_{E,n}$ -Messung wichtige Komponente  $\mathcal{P}^x$ ) hat. Die anderen Kanäle spielen nur eine untergeordnete Rolle. In Abb. 2.11 wird die volle Rechnung (Born + FSI + MEC + IC) mit den rein kinematischen Ergebnissen verglichen.

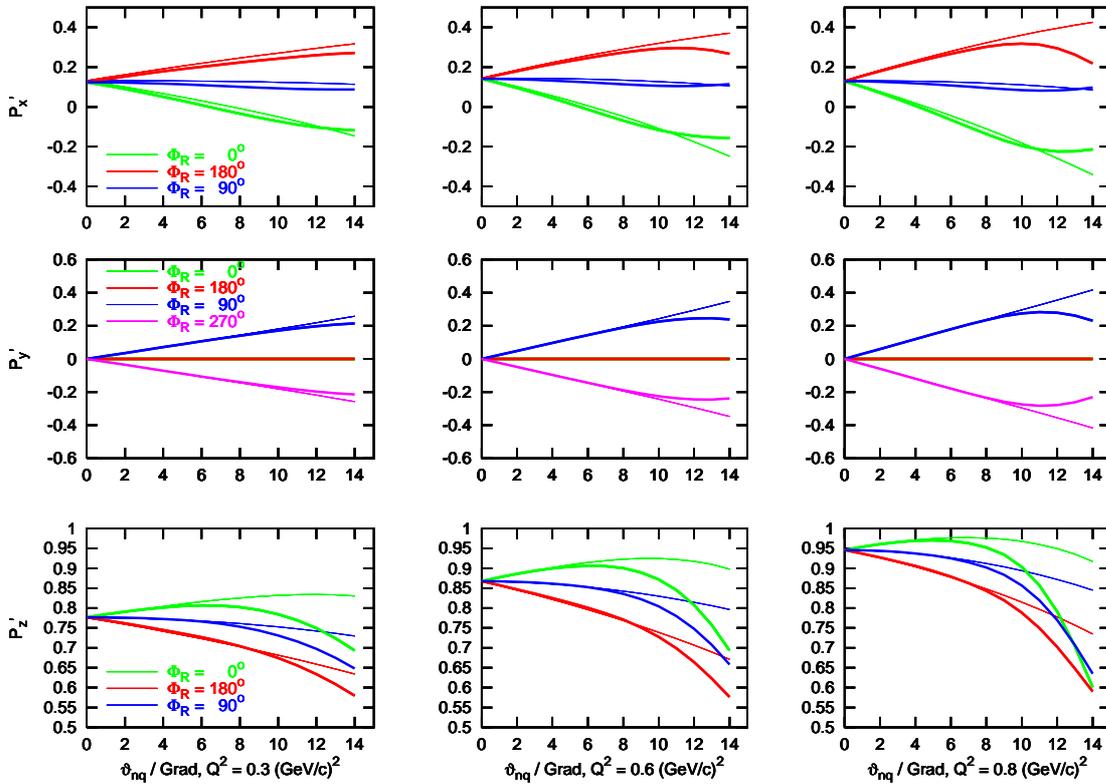


Abbildung 2.11: Helizitätsabhängige Polarisationskomponenten  $P'_x, P'_y, P'_z$  bei Berücksichtigung aller Kernbindungseffekte (FSI + MEC + IC + rel) (dicke Linien), verglichen mit der Bornschen Näherung (nach [67]).

In diesem Abschnitt wurden die verschiedenen Einflüsse der Kernbindung auf die Kinematik des Experiments  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  und die Polarisationsobservablen vorgestellt. Für das A1-Experiment wurde gezeigt, dass bei kleinen Abweichungen von der quasifreien Kinematik ( $\vartheta_{nq} < 5^\circ$ ) der größte Anteil der Polarisationsänderung

auf die Drehung der Quantisierungsachsen zurückgeht, der von der Fermibewegung im Anfangszustand herrührt. Durch symmetrische Integration aller Ereignisse über den Azimutwinkel  $\Phi_R$  heben sich diese Beiträge näherungsweise gegenseitig weg. Desweiteren kommt es aufgrund der Endzustandswechselwirkung zu einer systematischen Depolarisation der Neutronen. Anhand der detaillierten Modellrechnungen von Arenhövel et al. ist es möglich, die gemessenen Werte für den elektrischen Formfaktor des Neutrons auf diese Effekte zu korrigieren. Die Einzelheiten dazu werden in Kapitel 4.3 erläutert.

## Kapitel 3

# Aufbau des Experiments

## $D(\vec{e}, e' \vec{n})p$

In Kapitel 2 wurde dargelegt, wie der elektrische Formfaktor des Neutrons in der Reaktion  $D(\vec{e}, e' \vec{n})p$  gemessen werden kann. Die konkrete Realisierung eines solchen Doppelpolarisationsexperiments erfordert einen großen apparativen Aufwand. Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellte Messung wurde an der Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration am Mainzer Mikrotron (MAMI) durchgeführt. Dazu wurde eigens ein Neutronpolarimeter konstruiert, dessen prinzipielle Funktionsweise in Abschnitt 2.4 erläutert wurde. In diesem Kapitel soll ein Überblick über alle wesentlichen Komponenten des A1-Aufbaus gegeben werden. In drei Diplomarbeiten finden sich nähere Angaben zur Planung und Optimierung [68], zu Einzelheiten des mechanischen Aufbaus [69] und zur Kalibration [70] des Polarimeters sowie zu Strahltests im Zuge der Vorbereitung des  $G_{E,n}$ -Experiments.

### 3.1 Polarisiertes Strahl

Am Mainzer Mikrotron wird ein Elektronstrahl hoher Güte und Intensität erzeugt. Es besteht in seiner derzeitigen Ausbaustufe<sup>1</sup> (MAMI B) aus drei hintereinandergeschalteten Rennbahnmikrotrons, in denen Elektronen stufenweise bis zu einer Nominalenergie von 855 MeV beschleunigt werden. Jedes dieser Mikrotrons enthält Mikrowellensektionen, die durch Umlenkung der Teilchen in Dipolmagneten jeweils mehrfach durchlaufen werden. Auf diese Weise steht den Experimentatoren ein Elektronstrahl mit 100% Tastverhältnis zur Verfügung.

Zur Erzeugung polarisierter Elektronen, wie sie für das Experiment  $D(\vec{e}, e' \vec{n})p$  benötigt wurden, dient eine besondere Quelle [71]. Sie besteht aus einem speziell deformierten GaAsP-Kristall, der durch Beschuss mit zirkular polarisiertem Laserlicht longitudinal polarisierte Photoelektronen emittiert. Die Helizität des Elektronstrahls lässt sich durch Wechsel der Richtung der Zirkularpolarisation um  $180^\circ$  drehen, ohne dass sich die übrigen Strahleigenschaften ändern. Dies geschieht durch Umpolung einer Pockelszelle. Die Polarität wird in randomisierten Intervallen mit einer durchschnittlichen Länge von circa 1 s umgeklappt, wobei der aktuelle Zustand ereignisweise im Datenstrom protokolliert wird.

---

<sup>1</sup>Eine weitere Stufe (MAMI C) mit einer Endenergie von 1.5 GeV befindet sich im Aufbau.

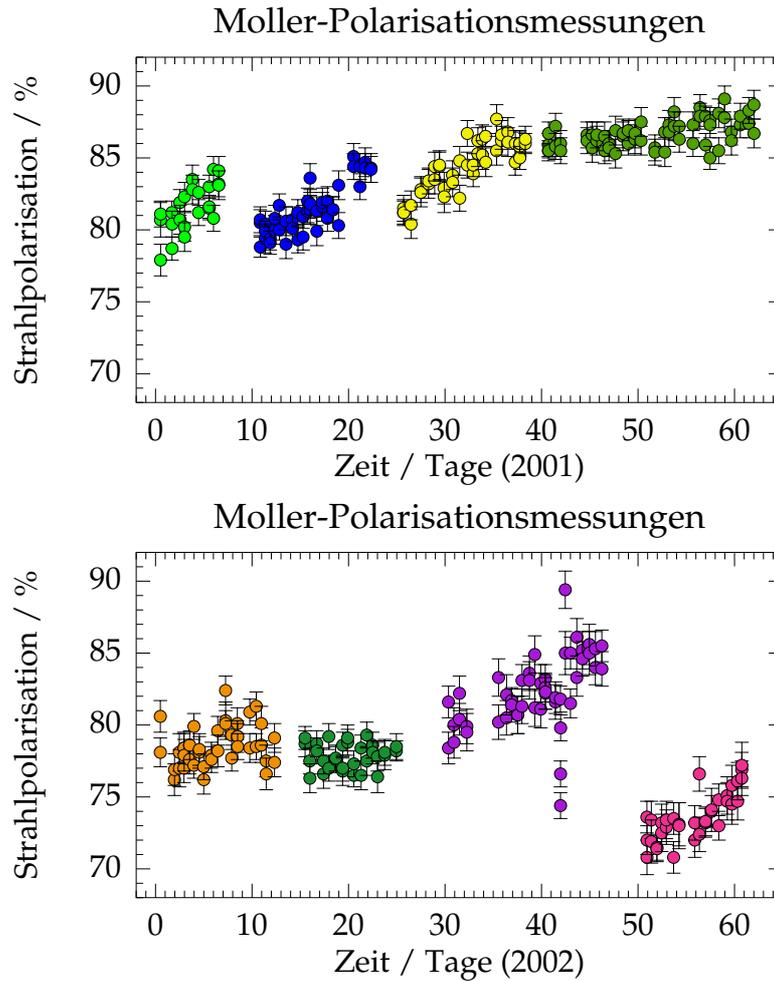


Abbildung 3.1: Polarisation des Elektronstrahls während der  $G_{E,n}$ -Datennahme. Die Farben stehen für zusammenhängende Strahlzeitabschnitte.

In den zahlreichen Umlenk- und Strahlführungsmagneten des Mikrotrons präzediert der Spin der Elektronen, und zwar schneller als ihr Impulsvektor, so dass die anfänglich reine Longitudinalpolarisation am Targetort nicht mehr unbedingt gegeben ist. Durch die Wahl spezieller Endenergien wird aber gewährleistet, dass mögliche Transversalkomponenten verschwinden.

Gemäß Kapitel 2.4.2 ist für die Messung des Neutronformfaktors eine zeitliche Überwachung der relativen Strahlpolarisation  $P_e$  notwendig; eine Absolutbestimmung ist darüber hinaus für die Datenanalyse hilfreich. An der Drei-Spektrometer-Anlage steht dazu ein Møller-Polarimeter [72] zur Verfügung. Darin werden Elektronen an einer parallel zur Strahlrichtung polarisierten Eisenfolie gestreut und anschließend mit den Targetelektronen koinzident nachgewiesen. Aufgrund des spin-abhängigen Anteils des zugrundeliegenden Wirkungsquerschnitts kommt es bei Um-

kehrung der Elektronhelizität zu einer Asymmetrie in den gemessenen Zählraten, die zu  $P_e$  proportional ist,

$$A := \frac{(d\sigma/d\Omega)^{\uparrow\uparrow} - (d\sigma/d\Omega)^{\uparrow\downarrow}}{(d\sigma/d\Omega)^{\uparrow\uparrow} + (d\sigma/d\Omega)^{\uparrow\downarrow}} = \mathcal{A}P_{\text{Fe}}P_e . \quad (3.1)$$

Hier bezeichnen  $(d\sigma/d\Omega)^{\uparrow\uparrow}$ ,  $(d\sigma/d\Omega)^{\uparrow\downarrow}$  die Wirkungsquerschnitte bei paralleler bzw. antiparalleler Orientierung der Polarisationsrichtungen von Strahl und Folie und  $P_{\text{Fe}}$  die Targetpolarisation. Da sich die Analysierstärke  $\mathcal{A}$  der Møller-Streuung in der QED exakt berechnen lässt, eignet sich dieses Verfahren zur Absolutmessung der Elektronpolarisation. Der Strahl wird allerdings an der Eisenfolie stark aufgeweitet, so dass eine kontinuierliche Überwachung nicht möglich ist. Sie ist andererseits auch nicht erforderlich, da bisher nie starke kurzzeitige Schwankungen der Polarisation registriert wurden. Während der  $G_{E,n}$ -Datennahme wurde etwa alle 12 Stunden eine Møller-Messung durchgeführt. Die Ergebnisse für 2001 und 2002 sind in Abbildung 3.1 gezeigt, wobei die unterschiedlichen Farben verschiedene Strahlzeitabschnitte markieren, zwischen denen teilweise längere Zeitspannen liegen, als auf der Abszisse suggeriert wird. Man erkennt, dass die Polarisation in der Größenordnung 80% lag und nur sehr langsamen Schwankungen unterworfen war im Vergleich zu den Fehlern der Einzelmessungen. Wie diese Daten in die Berechnung des Neutronformfaktors eingehen, wird in Kapitel 4.3 erläutert.

## 3.2 Kryotarget

An der Drei-Spektrometer-Anlage gibt es die Möglichkeit, Wasserstoff oder Deuterium zu verflüssigen, um die geforderten hohen Luminositäten ( $\sim 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) zu erzielen. Das Kryotargetsystem besteht aus einem ringförmigen Gefäß („Basel-loop“), in dem die jeweilige Flüssigkeit umgewälzt wird. Die eigentliche Targetzelle mit 1 cm Breite und 5 cm Länge befindet sich in diesem Kreislauf und wird ständig von Wasserstoff bzw. Deuterium durchströmt. Durch einen separaten Kühlkreislauf [73], der von einer Philips-Maschine außerhalb der Streukammer gespeist wird, sowie eine Heizwendel wird die Temperatur konstant auf rund 22 K gehalten. Um lokale Erhitzung zu vermeiden, wird der Elektronstrahl auf der Eintrittsfläche der Targetzelle mithilfe eines schnellen Wedlers periodisch um circa  $\pm 2$  mm horizontal und vertikal abgelenkt. Die Wedlerspannungen werden im Datenstrom protokolliert, so dass die genaue Strahlposition ereignisweise rekonstruiert werden kann.

Für bestimmte Kalibrationsmessungen wurde neben  $\text{LH}_2$  auch ein Polyethylen-Festkörpertarget ( $\text{CH}_2$ ) verwendet. Obwohl aufgrund seiner Hitzeempfindlichkeit der Strahlstrom auf 2  $\mu\text{A}$  begrenzt war, konnte damit Experimentierzeit gespart werden, da ein Wechsel von  $\text{LD}_2$  zu  $\text{LH}_2$  etwa 24 Stunden dauert. Die Verwendung der einzelnen Materialien wird in Abschnitt 3.4.2 noch einmal aufgegriffen.

### 3.3 Spektrometer A

Zur vollständigen Rekonstruktion der Kinematik der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  ist es erforderlich, die Energie und Winkel des gestreuten Elektrons zu messen. In der A1-Kollaboration stehen dazu drei hochauflösende Magnetspektrometer zur Verfügung [74]. Für das vorliegende Experiment wurde Spektrometer A ausgewählt, da seine große Raumwinkelakzeptanz zur Reduzierung des statistischen Fehlers bedeutsamer war als die im Vergleich zu Spektrometer B geringere Vertexauflösung, die sich geringfügig auf den systematischen Fehler auswirkt. Seine wesentlichen Eigenschaften werden im folgenden zusammengefasst.

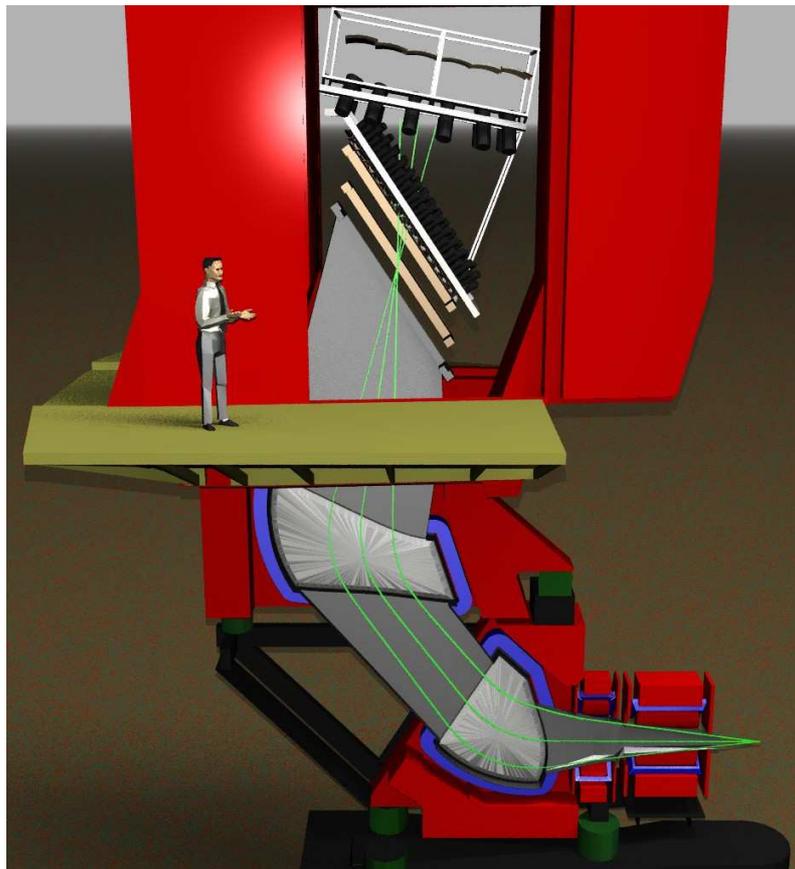


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Magneto-optik und des Detektorsystems von Spektrometer A (Bild: H. Merkel).

Das magnetooptische System von Spektrometer A (Abb. 3.2) besitzt die Konfiguration Quadrupol-Sextupol-Dipol-Dipol. Der in Targetnähe befindliche Quadrupolmagnet erhöht die Raumwinkelakzeptanz (21 msr beim  $G_{E,n}$ -Experiment). Im Feld der beiden Dipole werden geladene Teilchen um etwa  $90^\circ$  abgelenkt und auf die Fokalebene abgebildet. Dort werden die Trajektorien in vertikalen Driftkammern rekonstruiert. Anschließend passieren die Teilchen zwei Lagen von Szintillatoren („dE“

und „ToF“), die das Triggersignal eines Ereignisses auslösen. Zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen dient ein gasgefüllter Čerenkovzähler, der die letzte Stufe des Detektorsystems bildet. Seine Nachweiseffizienz für Elektronen beträgt innerhalb seiner Akzeptanz praktisch 100%.

Der durch das Feld der Dipolmagnete begrenzte maximale Zentralimpuls von  $665 \text{ MeV}/c$  war für die im  $G_{E,n}$ -Projekt gewählten Kinematiken völlig ausreichend (siehe auch Abschnitt 3.6). Die Impulsakzeptanz beträgt  $\pm 10\%$ . Zur Einstellung des gewünschten zentralen Elektronstreuwinkels kann das Spektrometer auf einem hydraulischen Drehkranz mit einer Genauigkeit von  $0.01^\circ$  verfahren werden.

Aus den Magnetfeldstärken und Driftkammerspuren werden für jedes Zählereignis die Streuwinkel und der Teilchenimpuls am Vertex berechnet, mit Fehlern von  $\Delta\varphi, \Delta\vartheta \leq 3 \text{ mrad}$  und  $\Delta p/p \leq 10^{-4}$ . Die Ereignisrekonstruktion des Elektronarms war somit im Experiment  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  wesentlich genauer als die der Neutronseite. Betrag und Richtung des Impulsübertrags  $\vec{q}$  lassen sich mit der gleichen Genauigkeit wie der Elektronimpuls bestimmen.

Die gemessenen Parameter eignen sich zur Unterdrückung von Untergrundreaktionen. Durch einen Schnitt auf die Koinzidenzzeit werden zufällige Ereignisse herausgefiltert. Desweiteren lässt sich der zurückberechnete Vertex einschränken, um Teilchen, die von den Targetwänden stammen oder am Kollimator zurückgestreut wurden, zu verwerfen. In Abbildung 3.3 erkennt man, dass die so präparierten Ereignisse in der Nähe der Kinematik einer elastischen  $e-N$ -Streuung liegen, bei der Energie und Winkel des Elektrons fest korreliert sind.

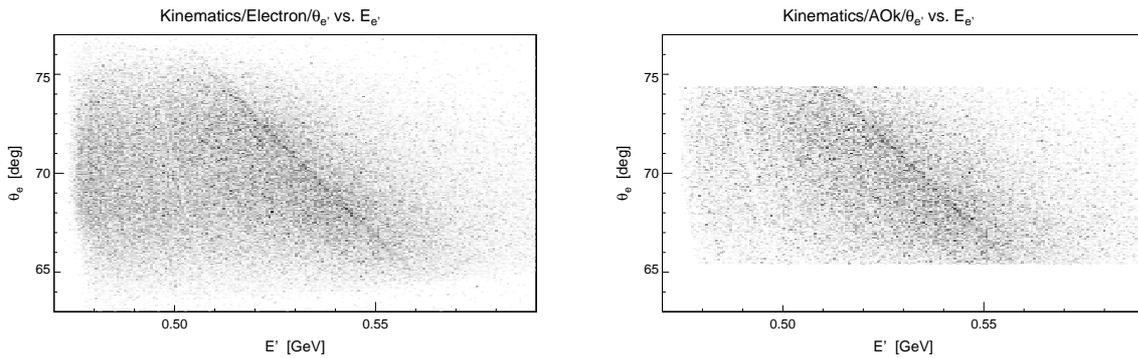


Abbildung 3.3: Streuwinkel  $\vartheta_e$  gegen Elektronenergie  $E'_e$ . Rechts werden Untergrundereignisse durch Schnitte auf die Koinzidenzzeit, den Targetort und die im Čerenkovdetektor gemessene Pulshöhe unterdrückt.

## 3.4 Neutronpolarimeter

### 3.4.1 Szintillatorwände

Wie in Kapitel 2.4 ausgeführt wurde, eignen sich organische Szintillatoren sowohl zum Nachweis hochenergetischer Neutronen als auch zur Messung ihrer Polarisati-on. Im vorliegenden Experiment wurden dazu zwei Wände aus Plastiksintillatoren konstruiert, deren Aufbau im folgenden beschrieben wird. Für hier nicht genannte technische Einzelheiten sei auf die Diplomarbeiten [69, 70] verwiesen.

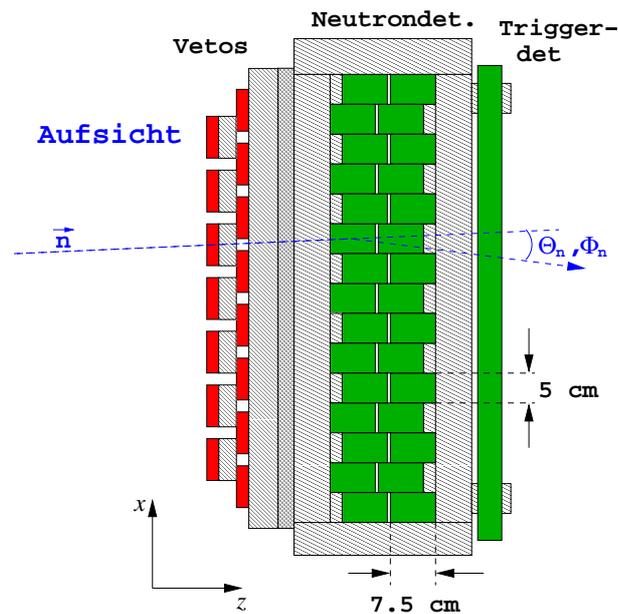


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der vorderen Szintillatorwand (Aufsicht). (Abb. nach [70])

Bei einer Gesamtfläche von rund  $80 \times 80 \text{ cm}^2$  ist die vordere Detektorwand aus zwei Reihen von je 15 Szintillatoren zusammengesetzt (Abb. 3.4). Diese sind 5 cm breit, so dass die horizontale Winkelauflösung bei einer Targetentfernung von 6 m circa  $0.5^\circ$  FWHM beträgt. Zur Rekonstruktion des Nachweisorts werden die einzelnen Module an beiden Enden von Photovervielfachern ausgelesen, d.h. die Koordinate  $y$  in der Vertikalen wird aus der Laufzeitdifferenz des Lichts berechnet. Durch eine paarweise versetzte Anordnung der Szintillatoren konnten Photovervielfacher gewählt werden, deren Eintrittsfläche nur wenig kleiner als der Querschnitt der Einzeldetektoren ist. Die Lichtausbeute wurde auf diese Weise maximiert [68].

Neben der guten Winkelauflösung hat die hohe Segmentierung der ersten Wand den Vorteil einer relativ geringen Zählratenbelastung der einzelnen Photovervielfacher. Um deren Belastbarkeit weiter zu steigern, wurden ihre Spannungsteiler mit

sogenannten Boost-Eingängen versehen. Durch Anlegen einer zusätzlichen Hochspannung an die letzten Dynoden wird ein Zusammenbrechen der Verstärkung aufgrund eines zu hohen Anodenstroms verhindert.

Vor den Neutronszintillatoren ist eine Lage Vetodetektoren mit 1 cm Dicke angebracht. Sie erlauben bereits auf einem niedrigen Triggerlevel (siehe Anhang B) eine Diskriminierung geladener Teilchen, was erforderlich ist, um die Totzeit des Detektors gering zu halten.

Für die zweite Wand wurden bereits vorhandene Szintillatoren mit den Abmessungen  $180 \times 20 \times 10 \text{ cm}^3$  eingesetzt. Sie wurden für dieses Experiment von der University of Glasgow zur Verfügung gestellt. Vorabtests [68] ergaben, dass die Einzelraten dieser Module bei den angestrebten Luminositäten sowie Verstärkungen, die für den Nachweis von Neutronen ausgelegt sind, im Bereich mehrerer MHz liegen, was die Belastbarkeit der Photovervielfacher übersteigt. Aus diesem Grund ist die hintere Wand in zwei Blöcke ober- und unterhalb der Strahlhöhe aufgeteilt (vgl. Abb. 2.6). In dieser Position sind die Szintillatoren durch das massive Eisenjoch des Spindrehmagneten von direkter Targetsicht abgeschirmt. Da das Maximum der Analysierstärke der Neutronnachweisreaktion in der ersten Wand (Abb. 2.5) bei Streuwinkeln  $\Theta'_n \simeq 10^\circ - 30^\circ$  liegt, ist die gemessene Asymmetrie (2.30) in diesem Bereich besonders groß. In [68] wurde anhand einer Simulation gezeigt, dass der Gewinn an Zählrate, der bei dieser Anordnung aufgrund einer möglichen Erhöhung des Strahlstroms erzielt wird, den geometrischen Akzeptanzverlust überwiegt.

Die Glasgow-Detektoren sind in den Untergestellen der zweiten Wand in drei Lagen angeordnet (Abb. 2.6). Davor befindet sich eine Lage 1 cm dicker Vetodetektoren. Im Gegensatz zur vorderen Wand sind sie nicht in den Hardware-Trigger einbezogen. Ein Hauptgrund dafür ist, dass unter bestimmten Bedingungen der Nachweis geladener Teilchen in der hinteren Wand gewünscht ist, und zwar dann, wenn es sich dabei um Rückstoßprotonen der  $n$ - $p$ -Streuung in der vorderen Wand handelt. Diese Protonen tragen positive Analysierstärke und eignen sich daher in gleicher Weise zur Messung der Neutronpolarisation wie zweimal detektierte Neutronen (siehe Kapitel 4.2).

Zum Schutz aller Szintillatoren vor Untergrundstrahlung war der Aufbau einer massiven Betonabschirmung erforderlich. In der Öffnung des Spindrehmagneten wurde zudem eine 5 cm dicke Bleiwand errichtet. Dicht vor den beiden Szintillatorwänden wurden circa 1 cm dicke Aluminiumplatten aufgestellt, die zu einer zusätzlichen, sehr deutlichen Reduzierung der Einzelraten in den Vetodetektoren führten. Die Herkunft dieses offensichtlich sehr niederenergetischen Untergrundes konnte letztlich nicht im Detail geklärt werden.

### 3.4.2 Kalibration der Szintillatorwände

Nach den Ausführungen in Abschnitt 4.2 beruht die Identifikation der Neutronen unter anderem auf der Messung der Flugzeiten und deponierten Energien im Polarimeter. Dazu ist ein Abgleich aller TDC<sup>2</sup>- und ADC<sup>3</sup>-Kanäle der 77 Szintillatoren erforderlich. Vorarbeiten dazu wurden bereits in [70] durchgeführt. Allerdings ist aufgrund des mehrfachen Auf- und Abbaus der gesamten Apparatur eine wiederholte Eichung zwingend. Durch Vergleich der daraus gewonnenen Parameter können außerdem systematische Unsicherheiten verringert werden. Der Zeitplan in Anhang A gibt Auskunft darüber, wann diese Kalibrationsdaten genommen wurden.

Eine detaillierte Beschreibung der Kalibrierung und eine Auflistung der daraus gewonnenen Parameter würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Zudem sind viele der verwendeten Techniken Standardprozeduren teilchenphysikalischer Experimente. Daher wird im folgenden lediglich eine Übersicht über die einzelnen Schritte gegeben. Für Details sei auf den Zwischenbericht [75] verwiesen.

**Abgleich der Pulshöhen:** Die Messung der in den Szintillatoren deponierten Energie ist ein wichtiges Hilfsmittel zur Identifikation von Teilchen. Zur Justierung der absoluten Energieskala müssen von den gemessenen ADC-Einträgen zunächst die für jeden Kanal spezifischen Ablagen (*pedestals*) subtrahiert werden. Diese driften mit der Zeit, so dass ein häufiges Nachjustieren erforderlich ist. Außerdem besitzen die genannten ADCs eine automatische Messbereichumschaltung, die in der Datenanalyse dekodiert wird.

Bereits während der  $G_{E,n}$ -Strahlzeit wurden die gemessenen Pulshöhen der Szintillatoren durch Variation der Spannungen der Photovervielfacher gegeneinander abgeglichen. Dies war eine Voraussetzung zur Festlegung der Diskriminatorschwellen. Als Referenzwert diente die in Einarm-Messungen deutlich hervortretende Linie der minimalionisierenden Teilchen. Insbesondere in der vorderen Wand ist es daher möglich, durch einen „globalen“ Schnitt in allen Neutrondetektoren gleichzeitig einen bestimmten Energiebereich und damit – mit gewissen Einschränkungen – eine Teilchensorte zu selektieren. Außerdem können kinematische Beziehungen zwischen dem Neutronstreuwinkel in der ersten Wand und der Energie der Rückstoßprotonen ausgenutzt werden, wie in Abschnitt 4.6 erläutert wird.

**Walk-Effekt:** Im vorliegenden Experiment wurden zur Umwandlung der analogen Ausgangspulse der Photovervielfacher in logische Signale *leading edge*-Diskriminatoren<sup>4</sup> verwendet. In diesen kommt es zu der als *time walk* bekannten pulshöhenabhängigen Verzögerung der digitalen Ausgangssignale, was sich in den gemessenen Flugzeiten der Teilchen niederschlägt. Wie in [70] ausführlich dargelegt wird, kann dieser Effekt in der Datenanalyse korrigiert werden. Dazu setzt man für Zeit und

---

<sup>2</sup>Time-to-Digital Converter, Modell Phillips 10C6 (Fastbus)

<sup>3</sup>Analogue-to-Digital Converter, Modell LeCroy 1885 (Fastbus)

<sup>4</sup>Modell LeCroy 4413 (CAMAC)

Energie eines Photovervielfachers die Funktion

$$\text{TDC} = p_1 + \frac{p_2}{\sqrt{\text{ADC}}} \quad (3.2)$$

an und bestimmt die Parameter  $p_1$  und  $p_2$  durch Anpassung geeigneter Eichdaten. Die konstante Ablage  $p_1$  ist für die weitere Analyse bedeutungslos, lediglich  $p_2$  wird zur Korrektur verwendet.

Durch Wiederholung dieser Prozedur in verschiedenen Abschnitten der Strahlzeit hat man die Möglichkeit, die Zuverlässigkeit der Ergebnisse vergleichend zu testen. Abbildung 3.5 zeigt die Parameter der Neutronendetektoren der vorderen Wand aus einer Reihe von Eichmessungen. Die Fehler der Einzelwerte von Parameter  $p_2$  betragen typischerweise  $\pm 80$  Kanäle. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung aller Datensätze. Lediglich im zweiten Teil der Strahlzeit bei  $Q^2 = 0.3$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> (hier mit „TimeCalib06b“ bezeichnet) findet man eine systematische Abweichung, die allerdings durch eine Veränderung der Diskriminatorschwellen verstanden werden kann. Die konstante Verschiebung in  $p_1$  beim Vergleich der Daten von 2001 und 2002 ist auf eine leicht veränderte Signalverzögerung zurückzuführen.

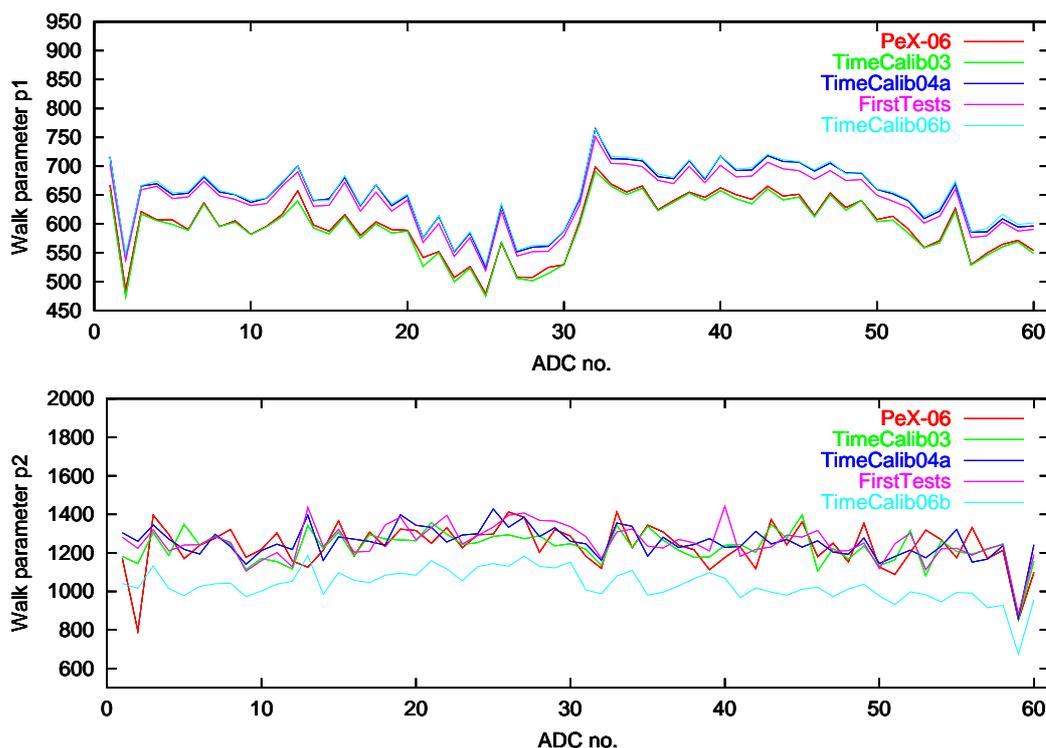


Abbildung 3.5: Vergleich der Walkparameter  $p_1$  und  $p_2$  aus verschiedenen Datensätzen von 2001 und 2002.

Bei der entsprechenden Untersuchung der Neutronendetektoren der zweiten Wand wurde festgestellt, dass die Walkparameter ortsabhängig sind. Diese Variation rührt

von einer Änderung der Pulsform im Szintillatormedium her. Die Detektoren waren viel länger als die der ersten Wand und zeigten außerdem deutliche Anzeichen von Alterung, was den Unterschied erklären kann. Mithilfe eines zusätzlichen Parameters konnte diese Ortsabhängigkeit in der Datenanalyse berücksichtigt werden.

**Rekonstruktion des Ereignisorts:** Die Rekonstruktion der Kinematik der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  und die Messung der Neutronstreuwinkel zwischen erster und zweiter Wand erfordern eine präzise Bestimmung des Durchtrittsorts der Teilchen. In der horizontalen (vertikalen) Richtung beruht dies auf der Segmentierung der ersten (zweiten) Wand. Dazu muss die Position der einzelnen Szintillatoren im Laborsystem bekannt sein. Durch genaues Einmessen wurde sichergestellt, dass der Fehler dieser Ortsmessung praktisch ausschließlich auf der endlichen Breite der Neutronendetektoren beruht.

In Längsrichtung der Plastikszintillatoren ist die Trefferposition durch die Zeitdifferenz der beiden Photovervielfacher gegeben (siehe z.B. [70]). Sie kann in einer Einarmmessung mithilfe eines Triggerdetektors kalibriert werden, der senkrecht zu den jeweiligen Szintillatoren steht und den Durchtrittsort festlegt. Durch mehrfaches Verschieben dieses Triggers erhält man eine Eichgerade mit den Parametern  $SoL$  (*speed of light*, die effektive Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Szintillator) und  $Diff_0$  (Zeitdifferenz in der Mitte des Detektors). In Abbildung 3.6 sind diese Parameter für die Neutronendetektoren der ersten Wand aus verschiedenen Abschnitten der  $G_{E,n}$ -Strahlzeit dargestellt.

Da die Ortseichung für die weitere Analyse grundlegend ist, soll ihre Zuverlässigkeit durch unabhängige Tests überprüft werden. Eine Möglichkeit dazu besteht darin, die gemessene Trefferverteilung „guter“ Neutronereignisse über der Längskoordinate der einzelnen Szintillatoren aufzutragen. Sie sollte homogen verlaufen, sofern es keine ortsabhängige Modulation der Ausgangsverteilung gibt. Auf diese Weise kann man zumindest größere Verschiebungen in Richtung eines Szintillatordes erkennen und nachträglich korrigieren. Zum zweiten ist es möglich, in der elastischen Reaktion  $p(e, e'p)$  die Sollposition des gestreuten Protons aus den Winkeln und der Energie des in Spektrometer A nachgewiesenen Elektrons zu berechnen und mit dem im Polarimeter gemessenen Durchtrittsort zu vergleichen. In Abbildung 3.7 ist die Differenz der beiden Werte über der Nummer des Szintillators aufgetragen; sie liegt nahe bei Null. Die Fehlerbalken geben hier die Breite der Verteilung dieser Differenz wieder (nicht den Fehler des Mittelwerts). Daraus kann man ablesen, dass die  $\sigma$ -Breite der Ortsmessung in Längsrichtung nur wenig größer ist als der durch die Segmentierung der Wand gegebene Fehler in Querrichtung.

**Flugzeit der Neutronen:** Die in den TDCs gemessenen Zeiten enthalten Ablagen, beispielsweise aufgrund der Durchlaufzeiten der Signale in den Photovervielfachern, Kabeln und Modulen der Ausleselektronik. Um daraus absolute Flugzeiten zu erhalten, bedarf es einer mehrstufigen Kalibrierung.

Der Startzeitpunkt der TDCs wird durch die Szintillatoren der ToF-Ebene von

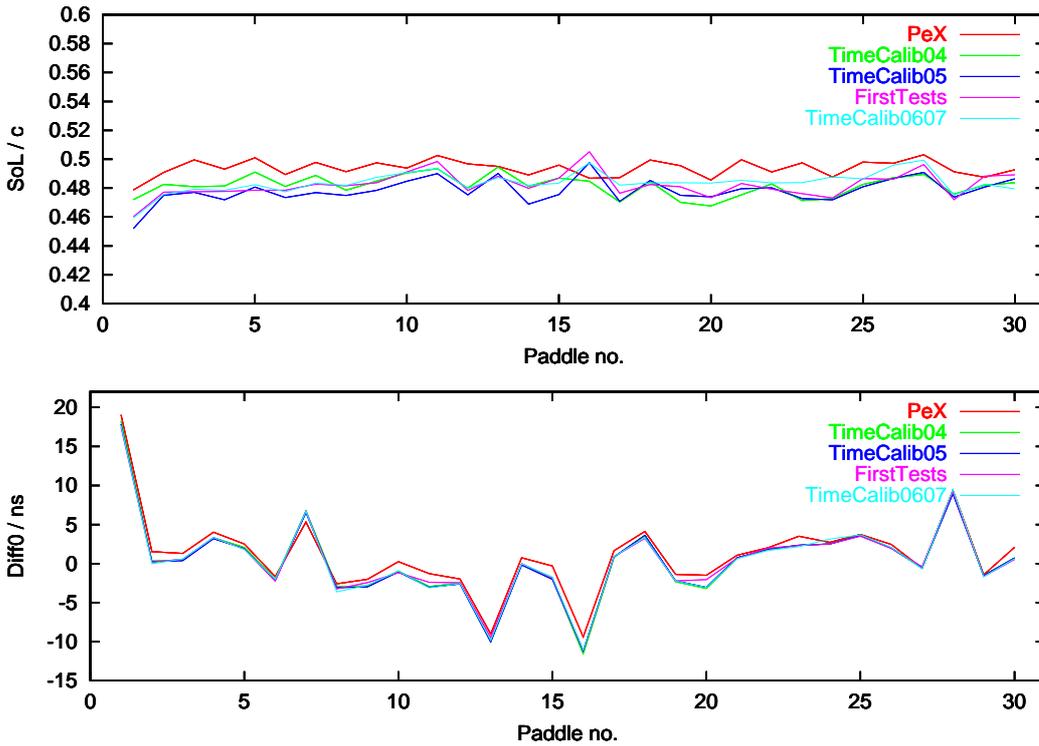


Abbildung 3.6: Vergleich der Parameter der  $y - \Delta T$ -Kalibrierung von 2001 und 2002 für die Neutronendetektoren der ersten Wand.

Spektrometer A bestimmt. Auf dem Weg dorthin bewegen sich die Elektronen in dispersiver Richtung auf Bahnen unterschiedlicher Länge, was zu scheinbaren Verzerrungen im Flugzeitspektrum führt. Es ist daher vorteilhaft, für jedes Elektron den Startzeitpunkt am Targetort zurückzuberechnen. Um alle Szintillatoren  $A_i$  von Spektrometer A gegeneinander abzugleichen, kann man beispielsweise die mit einem festen Neutronendetektor  $n_k$  gemessenen Zeiten für alle Paare  $(A_i, n_k)$ ,  $i = 1, \dots, 15$  betrachten. Man erhält so einen Korrekturwert für die  $A_i$ , der in alle folgenden Prozeduren eingeht.

Aufgrund der Fermibewegung ist der Impuls der Neutronen, die in der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  freigesetzt werden, nicht eindeutig durch den Elektronarm bestimmt. Daher ist es vorteilhaft, für die Flugzeiteichung auf elastische Daten  $p(e, e'p)$  zurückzugreifen. Mit ihrer Hilfe kann anhand der in Spektrometer A nachgewiesenen Elektronen die Sollflugzeit der Protonen berechnet und mit der im Neutronpolarimeter gemessenen Zeit verglichen werden. Man extrahiert daraus die Ablagen  $T_0$  aller Szintillatoren der ersten Wand.

Um die entsprechenden Parameter der zweiten Wand zu erhalten, wurde in der vorliegenden Arbeit die Flugzeitdifferenz lichtschneller (minimalionisierender) Teilchen zwischen den beiden Wänden benutzt. Dazu wurden jeweils am Ende der  $G_{E,n}$ -Strahlzeiten dedizierte Kalibrationsmessungen durchgeführt, bei denen die Unterge-

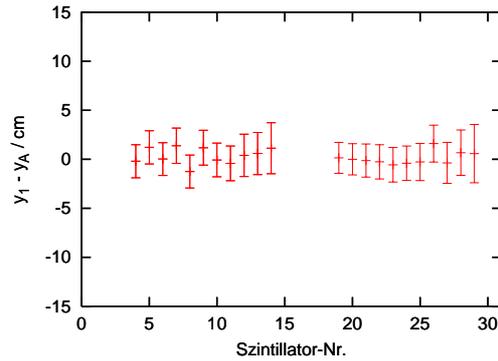


Abbildung 3.7: Test der Ortskalibrierung der ersten Wand mit elastischen  $p(e, e'p)$ -Daten.

stelle der hinteren Wand auf Strahlhöhe gelagert waren.

Nimmt man die Breite der Flugzeitpiks der minimalionisierenden Teilchen in einzelnen Szintillatoren als Maß für ihre Zeitauflösung, so kann man diese zu etwa 0.7 ns FWHM angeben. Da man in der  $G_{E,n}$ -Messung ein ODER aller Detektoren der ersten bzw. zweiten Wand bildet, erreicht man diese Auflösung in der Praxis jedoch nicht. Dies hat neben Ungenauigkeiten in der Eichung auch physikalische Gründe, denn über das endliche  $Q^2$ -Intervall, das durch die Winkelakzeptanz definiert wird, haben die Neutronen unterschiedliche Impulse. Ihre Fermibewegung im Anfangszustand vergrößert die Differenz ihrer Flugzeiten noch zusätzlich. Daher ist es vorteilhaft, in der Datenanalyse eine Zeitvariable zu verwenden, die diese Effekte berücksichtigt. In Abbildung 3.8 wird gezeigt, dass die Größe  $\Delta T_{1,A} := T_{n1} - T_A$  deutlich weniger streut als  $T_{n1}$  selbst.  $T_A$  ist dabei die Neutronflugzeit, die aufgrund der aus den fünf Observablen  $E'_e, \vartheta_e, \varphi_e, \vartheta_n, \varphi_n$  rekonstruierten Kinematik des Deuteronenaufruchs für den jeweiligen Szintillator der ersten Wand zu erwarten wäre.

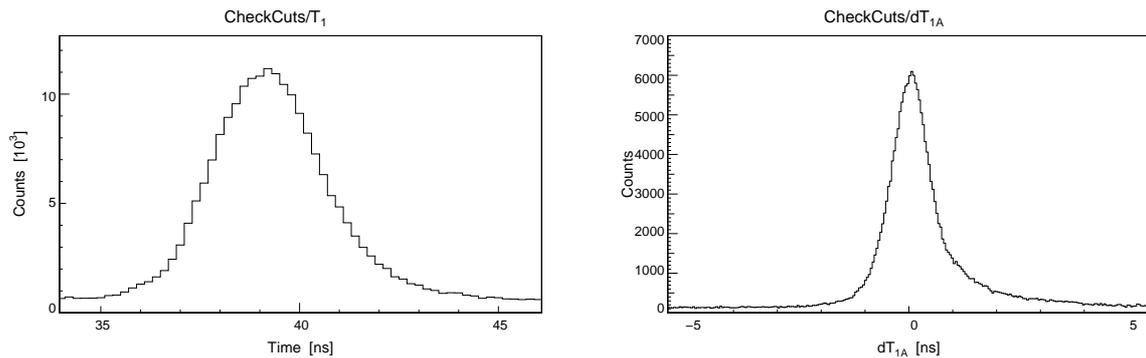


Abbildung 3.8: Vergleich der gemessenen Flugzeit  $T_1$  auf der ersten Wand mit der Variablen  $\Delta T_{1,A}$  bei  $Q^2 = 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ .

Die ADC- und TDC-Informationen der Szintillatorwände können durch die hier vorgestellte Kalibrierung physikalischen Energien und Zeiten zugeordnet werden.

In Kapitel 4.2 wird erläutert, wie sie bei der Messung des Neutronformfaktors zur Teilchenidentifikation verwendet werden.

### 3.4.3 Spindrehmagnet

Im Aufbau des hier beschriebenen Experiments  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  spielt der Spindrehmagnet eine entscheidende Rolle. Er macht die anfänglich longitudinale Polarisationskomponente  $P_z$  für eine Messung zugänglich, wie in Abschnitt 2.4.3 erläutert wurde. Die im Neutronpolarimeter gemessene oben-unten-Asymmetrie zeigt eine sinusförmige Abhängigkeit vom Spinpräzessionswinkel  $\chi$ , und die Extraktion von  $G_{E,n}$  beruht auf der Messung des Nulldurchgangs dieser Sinusfunktion. Dazu ist eine genaue Kenntnis des Magnetfeldintegrals für alle durchlaufenen Neutrontrajektorien erforderlich.

In [68] wurden bereits verschiedene Möglichkeiten für die Geometrie und Orientierung des Spindrehmagneten anhand von Rechnungen mit dem Programm MAFIA erörtert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Simulation des Feldes nochmals verfeinert [76] und mit einer gemessenen Feldkarte verglichen. Die Resultate werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

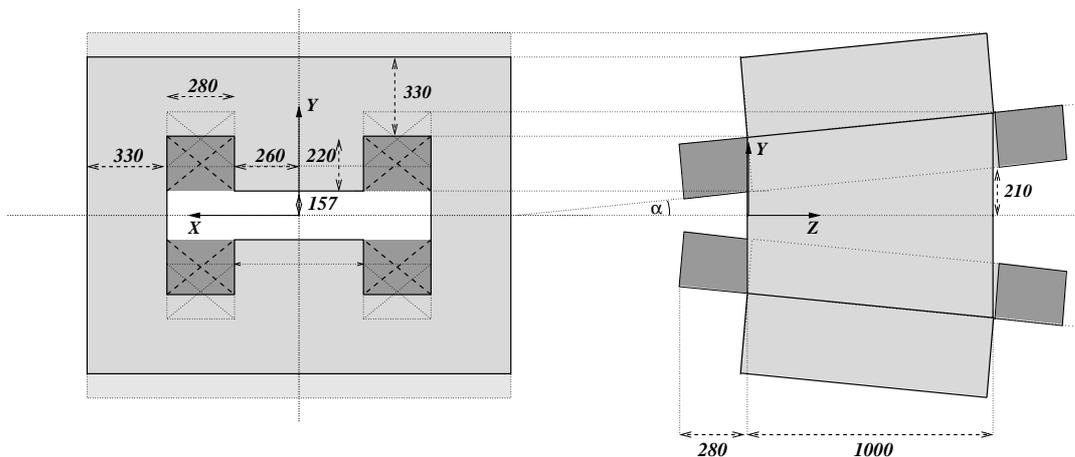


Abbildung 3.9: Rück- und Seitenansicht des Dipolmagneten. Der Öffnungswinkel beträgt  $\alpha = 3^\circ$ , die Längenangaben sind in mm. (Abb. nach [65])

#### 1. Aufbau des Magneten

Im hier beschriebenen Experiment wurde der gleiche Dipolmagnet der Universität Bonn verwendet wie in den früheren Arbeiten der A3-Kollaboration [65, 66]. Die Geometrie der Polschuhöffnung wurde an die Anforderungen an der Drei-Spektrometer-Anlage angepasst [68, 69]. Wie in Abbildung 3.9 schematisch gezeigt wird, sind die Polschuhe um  $3^\circ$  geneigt. Dadurch wird gewährleistet, dass das Magnetfeld überall näherungsweise senkrecht auf den Neutrontrajektorien steht. Das Joch ist 1 m lang, die Polschuhe sind 52 cm breit.

In Abbildung 3.9 wird auch das Koordinatensystem definiert, das für die Simulation und Vermessung des Feldes verwendet wurde. Seine  $Z$ -Achse verläuft in der Laborebene radial vom Ort des Deuteriumtargets entlang der Mittelachse des Dipols. Der Magnet ist spiegelsymmetrisch zu den  $(X, Z)$ - und  $(Y, Z)$ -Ebenen aufgebaut, weshalb in der Simulation nur ein Quadrant berücksichtigt wurde.

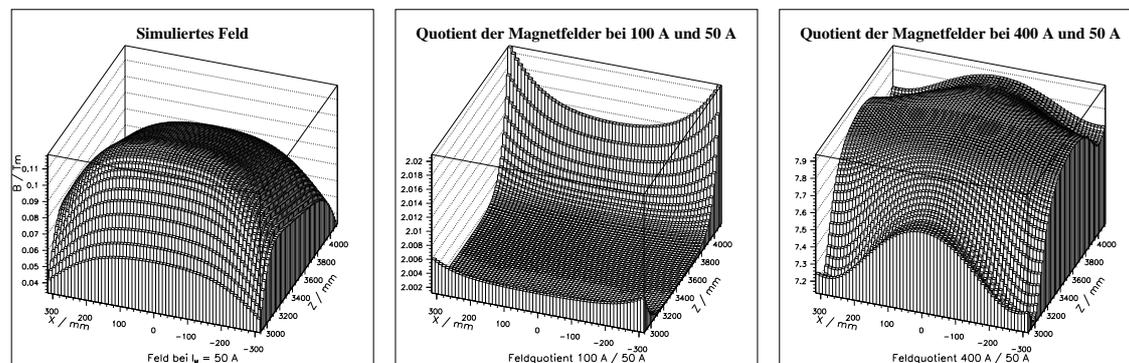


Abbildung 3.10: Links:  $Y$ -Komponente des Magnetfeldes bei  $I_M = 50$  A in der  $(X, Z)$ -Ebene. Daneben: Quotient der simulierten Felder bei  $I_M = 100$  A (Mitte) und  $I_M = 400$  A (rechts) mit demjenigen bei  $I_M = 50$  A. Bei großen Spulenströmen treten Sättigungseffekte an den Ecken der Polschuhe auf.

## 2. Simulation des Feldes

Zur Simulation des Feldverlaufs des Spindrehmagneten wurde das Programmpaket MAFIA [77] verwendet. Um den Aufbau des Magneten zu beschreiben, wird das Eisenjoch sowie der umgebende, luftgefüllte Raum rechnerisch in Quader zerlegt, an deren Ecken das Feld numerisch berechnet wird. Die spezifischen Eigenschaften der verwendeten Materialien werden in Form von Hysteresetabellen berücksichtigt. Die Spulen des Magneten werden im Programm durch eine kleine Zahl von Windungen symbolisiert, was durch entsprechende Skalierung des Spulenstroms kompensiert werden muss, um die Ergebnisse quantitativ mit den gemessenen Feldwerten vergleichen zu können.

Eine solche Simulation liefert eine dreidimensionale Feldkarte, die übersichtlich in Form von ein- oder zweidimensionalen Schnitten dargestellt werden kann (Abbildung 3.10 links). Der Ursprung der  $Z$ -Koordinate liegt am Targetort. Man beachte, dass die Darstellung nicht maßstabsgetreu ist, da die Längenskalen in  $X$ - und  $Z$ -Richtung unterschiedlich sind. Qualitativ entspricht der Verlauf den anschaulichen Erwartungen: Das Feld ist am vorderen Ende der Polschuhe besonders groß, da ihr Abstand dort am kleinsten ist. Im Raum zwischen den Spulen fällt die Magnetfeldstärke rasch ab.

Bei moderaten Spulenströmen  $I_M$  skaliert die magnetische Feldstärke mit dem umlaufenden Strom. Nähert man sich jedoch der maximalen Erregung des Feldes, so treten Sättigungseffekte auf, wie man in Abbildung 3.10 (rechts) erkennen kann.

Insbesondere im Bereich der Polschuhecken weicht der Quotient  $B_Y(I_{M,1})/B_Y(I_{M,2})$  deutlich vom Verhältnis der entsprechenden Spulenströme ab. Daher wird in der Datenanalyse für jede dieser Konfigurationen eine individuelle Feldkarte eingelesen.

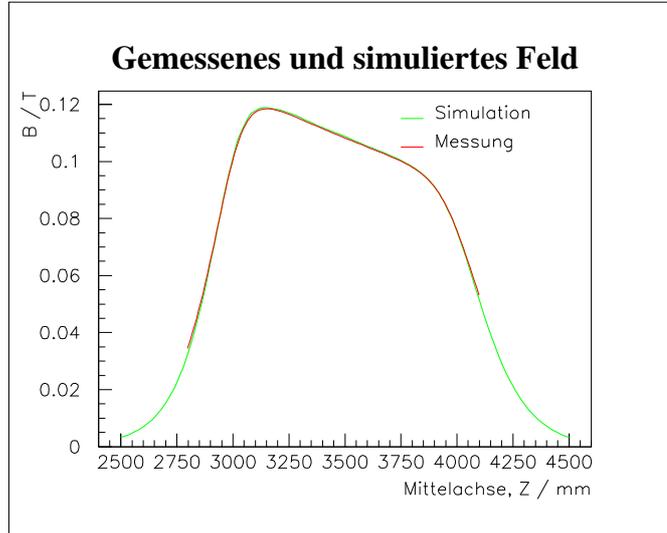


Abbildung 3.11: Vergleich des simulierten und gemessenen Magnetfelds ( $Y$ -Komponente) bei  $I_M = 50$  A entlang der  $Z$ -Achse.

### 3. Vergleich mit gemessenem Feld

Um die Zuverlässigkeit der MAFIA-Simulation zu überprüfen, wurde das Feld des Spindrehmagneten vermessen. Dazu wurde eine Hall-Sonde mit Hilfe eines  $(x, y)$ -Tisches in ausgewählten Ebenen parallel zur  $(X, Z)$ -Ebene verfahren und die dominante  $Y$ -Komponente des Feldes punktweise protokolliert. Stärke und Polarität des Magnetfeldes wurden dabei variiert. Die auf diese Weise gewonnenen Daten sind nicht ausreichend, um eine komplette dreidimensionale Feldkarte zu erstellen, sie erlauben aber einige detaillierte Tests der Rechnungen.

Dazu trägt man die Komponente  $B_Y$  entlang ausgewählter Trajektorien über dem Targetabstand auf, wie in Abbildung 3.11 gezeigt ist. Das gemessene Feld  $B_m$  ist dort nicht in Form von einzelnen Punkten mit Fehlerbalken, sondern als durchgezogene Linie aufgetragen. Der Grund dafür liegt in der Verarbeitung der Rohdaten, denn im allgemeinen muss das Magnetfeld an einem beliebigen Ort  $(X, Y, Z)$  aus den nächstgelegenen gemessenen Feldern interpoliert werden. Der relative Fehler entspricht dabei aber dem der Einzelwerte und beträgt circa 0.5%.

In Abbildung 3.12 wird ein entsprechender Vergleich in der kompletten  $(X, Z)$ -Ebene durchgeführt. Auch hier wurden die gemessenen Werte ( $B_m$ ) interpoliert, um sie auf dem gleichen Gitter wie die simulierten Punkte ( $B_s$ ) darstellen zu können. Erst in der Differenz  $B_m - B_s$  (unten links) bzw. dem Verhältnis  $B_m/B_s$  (unten rechts) werden leichte Abweichungen sichtbar, die aber für große Teile der simulierten Ebene unterhalb von 1% liegen.

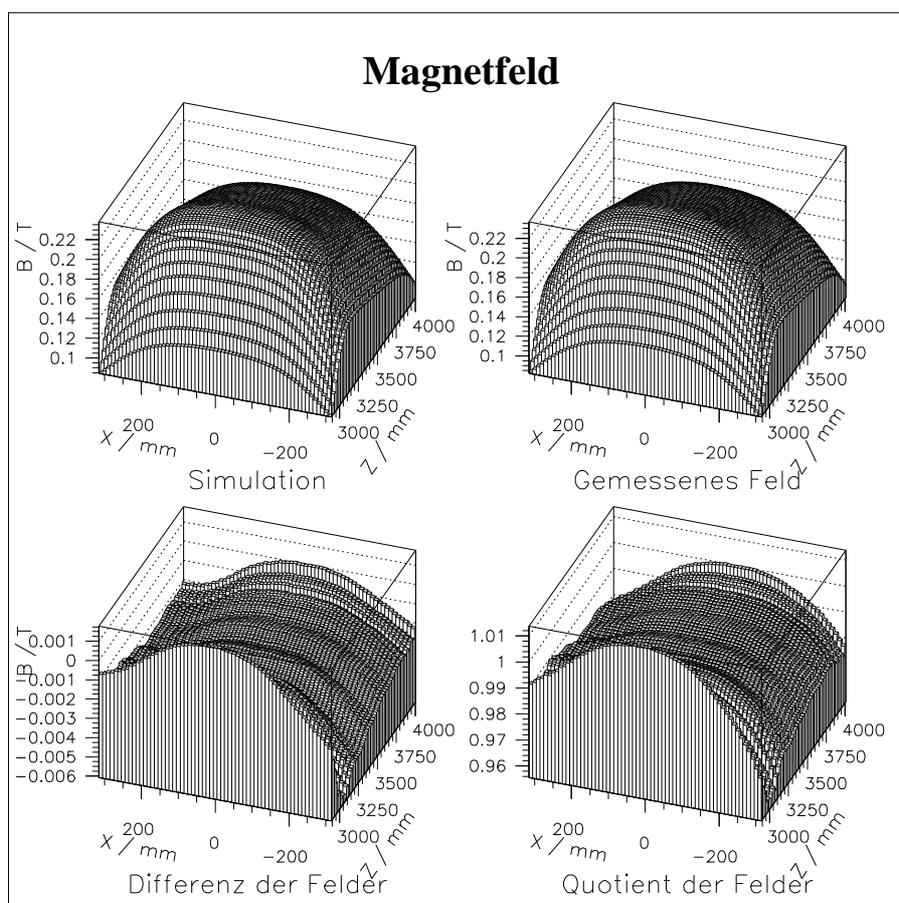


Abbildung 3.12: Vergleich des simulierten und gemessenen Felds bei  $I_M = 100$  A in der  $(X, Z)$ -Ebene.

Analoge Rechnungen wurden für verschiedene Abstände von der Mittelebene und eine Reihe von Spulenströmen durchgeführt. Simulation und Feldmessung liefern in allen Fällen Ergebnisse, die innerhalb 2% miteinander übereinstimmen. Daher scheint es gerechtfertigt, für die Analyse der  $G_{E,n}$ -Daten die aus der MAFIA-Rechnung extrahierten Feldkarten zu verwenden.

#### 4. Integration in die Datenanalyse

Da die Neutronflugbahnen stets gerade verlaufen, geht gemäß Gleichung (2.32) nur das Feldintegral  $\int B_y dl$  in den Präzessionswinkel  $\chi$  ein. Bei der Rekonstruktion der Spinpräzession der Neutronen ist es daher einfacher, statt der ursprünglichen MAFIA-Feldkarten eine dreidimensionale Darstellung der integrierten Feldstärke in Abhängigkeit von den Neutronstreuwinkeln zu verwenden. Ein Beispiel für eine solche Karte ist in Abbildung 3.13 gezeigt, wo das Feldintegral über den Eintrittskordinaten des Neutrons an der Stirnfläche des Magneten aufgetragen ist. Die Dimensionen sind nicht maßstäblich. Die zugrundeliegenden Trajektorien verlaufen radial vom Target aus in Richtung Neutronpolarimeter. In der Mitte des Akzep-

tanzbereichs findet man ein breites Plateau, in dem das integrierte Feld annähernd konstant ist. An den Rändern der Polschuhe treten dagegen deutliche Abweichungen nach oben und unten auf. Diese Gebiete können durch einen einfachen Schnitt in der Datenanalyse eliminiert werden.

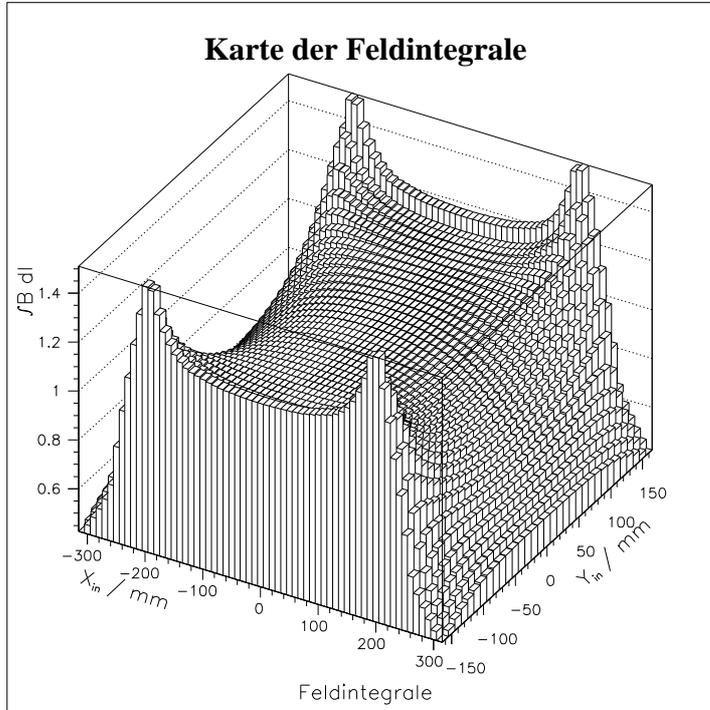


Abbildung 3.13: Zweidimensionale Karte der integrierten Y-Komponente des Dipolfelds (in Tm).

Die hier erörterten Feldintegrale basieren auf den MAFIA-Simulationen. Um deren Genauigkeit zu überprüfen, wurde dieses Integral auch aus den gemessenen Daten für eine Reihe von Trajektorien berechnet. In Analogie zu den Ergebnissen für die Felder  $B_Y(\vec{X})$  stimmen die entsprechenden Werte bis auf maximal 2% miteinander überein.

### 5. Systematischer Fehler der Präzessionswinkel

Die in den vorangegangenen Abschnitten erläuterten Schritte, die zur Auswertung der Spinpräzessionswinkel erforderlich sind, implizieren eine Reihe systematischer Fehler. Sie sollen hier noch einmal quantitativ untersucht werden.

- **Endlicher Gitterpunktastand in der Simulation:** Im Raum zwischen den Polschuhen betragen die Abstände der Gitterpunkte in den Koordinatenrichtungen  $X$ ,  $Y$  und  $Z$  jeweils 1 cm, 0.98 cm und 4.88 cm. Die gezeigten Feldkarten lassen den Schluss zu, dass diese Auflösung im Vergleich zu den Längenskalen, auf denen sich das Magnetfeld ändert, ausreichend ist. Die Unsicherheiten können sich auf die berechneten Feldintegrale auswirken. Durch Vergleich ver-

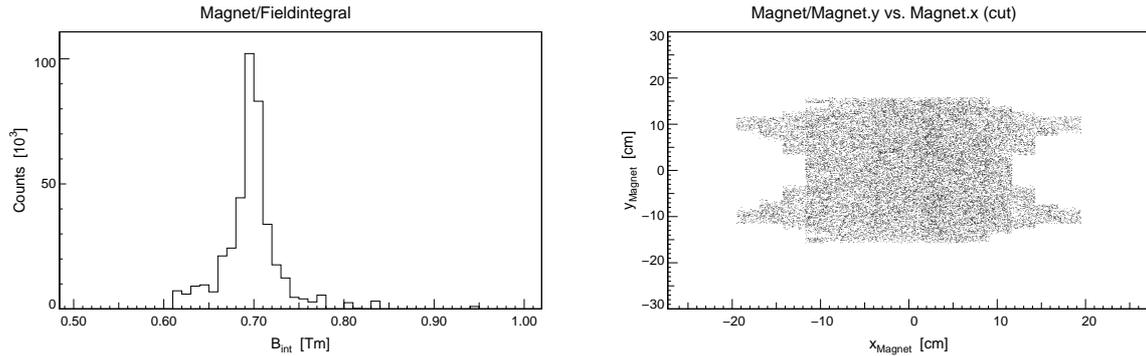


Abbildung 3.14: Links: Häufigkeitsverteilung der gemessenen Feldintegrale bei einem Spulenstrom von  $I_M = 250$  A. Rechts: Ein Schnitt auf den Pikbereich impliziert eine Einschränkung der geometrischen Akzeptanz.

schiedener Integrationsmethoden findet man aber, dass die Fehler kleiner als 0.1% sind.

- **Form des Magnetjochs:** Die Koordinatenachsen der MAFIA-Rechnung sind durch die Symmetrieebenen des Dipols vorgegeben. Die Polschuhe sind um  $3^\circ$  dagegen geneigt. Aufgrund des endlichen Gitterabstands wird diese Neigung näherungsweise durch eine kleine Zahl von Stufen wiedergegeben. Dies führt zu einer wellenförmigen Modulation des Feldverlaufs, die in der Nähe der Polschuhe am deutlichsten ist. In Abbildung 3.12 ist sie in der Differenz und dem Verhältnis von simuliertem und gemessenem Feld erkennbar. Bei der Berechnung der für die  $G_{E,n}$ -Analyse relevanten Feldintegrale mitteln sich diese Spitzen jedoch heraus, wie man aus der guten Übereinstimmung von simulierten und gemessenen Werten schließen kann.
- **Beimischung anderer Feldkomponenten:** Das Feld des hier beschriebenen Magneten ist nicht perfekt homogen. Insbesondere an den Rändern der Polschuhe treten neben der dominanten  $Y$ -Komponente auch Beiträge in den anderen Koordinatenrichtungen auf. In [68] wurde gezeigt, dass (bei vertikaler Feldrichtung) die durch  $B_X$  und  $B_Z$  hervorgerufenen Fehler in den gemessenen Komponenten der Neutronpolarisation bei unter 1% liegen.
- **Drehung des Koordinatensystems:** In allen bisherigen Überlegungen wurde die Komponente  $B_Y$  des Magnetfeldes betrachtet, die im Labor in vertikale Richtung weist (siehe Abb. 3.9). Die Beschreibung der Spinrotation, Gl. (2.32), erfolgt jedoch in einem System  $(x, y, z)$ , das durch die Flugbahn des Neutrons definiert wird. Im allgemeinen sind die  $\hat{Y}$ - und  $\hat{y}$ -Richtungen nicht parallel, was man strenggenommen bei der Berechnung des Feldintegrals berücksichtigen müsste. Da der Winkel, den die beiden Achsen einschließen, maximal  $3^\circ$  beträgt, liegt der Fehler im ungünstigsten Fall bei 0.14%. Dies wird in der Datenanalyse vernachlässigt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass das Feld des Spindrehmagneten durch die MAFIA-Simulation sehr gut beschrieben wird. Die daraus extrahierten Feldintegalkarten erlauben es, den Präzessionswinkel mit einer Genauigkeit von circa 2% zu berechnen. Abweichungen von der idealen Dipolform an den Rändern der Akzeptanz können durch einen Schnitt in der Datenanalyse eliminiert werden.

### 3.5 Datenerfassung und Trigger

Das Neutronpolarimeter enthält in der ersten und zweiten Wand insgesamt 77 Plastikszintillatoren, die an beiden Enden von Photovervielfachern ausgelesen werden. Je nach Verstärkung, Diskriminatorschwellen und dem während der Datennahme verwendeten Elektronenstrahlstrom registriert jeder dieser 154 Kanäle eine Einzelrate in der Größenordnung 50 kHz bis 1 MHz, wovon Untergrundereignisse den weitaus größten Anteil bilden. Der Auslese der Messelektronik, bei der koinzidente Doppelstreueignisse der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  vorselektiert wurden, kam während der Datennahme eine entscheidende Rolle zu, um die Totzeit des Polarimeters gering zu halten. Zu diesem Zweck wurde ein zweistufiger Trigger konstruiert, dessen Funktionsweise im folgenden kurz zusammengefasst wird. Ein Schaltplan ist in Anhang B beigefügt. Für eine detailliertere Beschreibung sei auf die Diplomarbeit [70] verwiesen.

Zur Auswahl guter Zählereignisse wurde die gesamte Apparatur logisch in drei Teile gegliedert: die beiden Wände des Neutronpolarimeters und Spektrometer A. Jeder davon besteht aus einer bestimmten Anzahl von Einheiten, die untereinander gleichberechtigt sind und ein Teil-Triggersignal auslösen können. Sie sind durch ein ODER miteinander verknüpft. In der zweiten Wand des Polarimeters sind diese Untereinheiten durch die Neutrondetektoren realisiert, wobei für jeden einzelnen von ihnen eine Koinzidenz der beiden Photovervielfacher verlangt wird, um deren Rauschen (Dunkelstrom) zu unterdrücken. Auf der ersten Wand werden außerdem geladene Teilchen durch eine spaltenweise Antikoinzidenz der Neutrondetektoren mit den davorliegenden Vetozahlern auf einer frühen Stufe aus der Datenerfassung eliminiert. Bei bestimmten Kalibrationsmessungen, für die der Nachweis von Protonen oder minimalionisierenden Teilchen erforderlich war, wurde diese Antikoinzidenz durch eine spaltenweise Koinzidenz ersetzt.

In der Ausleseelektronik des Neutronpolarimeters wird ein schnelles Triggersignal (*fast gate*) aus einer Dreifachkoinzidenz der ToF-Ebene von Spektrometer A mit der ersten und zweiten Szintillatorwand erzeugt. Dieses startet die Zeitmessungen und öffnet die ADC-Gates des Polarimeters. Das endgültige Auslesesignal wird in der A1-Koinzidenzlogik auf Spektrometer A generiert, wobei eine Dreifachkoinzidenz aus dem endgültigen Spektrometer-Triggerpuls und den beiden Szintillatorwänden verlangt wird. Erst dieses Signal führt nach der Konversionszeit der TDCs und ADCs zur Auslese der Messelektronik. Kommt es nicht zustande, so werden die zuvor gestarteten Messprozesse umgehend gelöscht (*fast clear*).

Die Signale aller Kanäle werden zunächst für das Neutronpolarimeter und Spektrometer A getrennt von speziellen „Frontend“-Rechnern ausgelesen und mit Ereignisnummern versehen. Letztere erlauben es, die Einzelinformationen später im Datenstrom ereignisweise einander zuzuordnen. Auf diese Weise konnten mit dem A1-Datenerfassungsprogramm AQUA++ [78] Ereignisraten von rund 230 Hz erzielt werden, was einem Transfer von 140 kB/s entspricht.

Die Steuerung und Überwachung der Teildetektoren der Drei-Spektrometer-Anlage erfolgte mit dem Programmpaket MEZZO [79]. Während der  $G_{E,n}$ -Datennahme war damit beispielsweise eine Regulierung der Hochspannungen aller Photovervielfacher bei laufendem Experimentierbetrieb möglich. Fehlfunktionen einzelner Komponenten konnten umgehend diagnostiziert und behoben werden, so dass bei der Analyse der als „gut“ markierten Datensätze davon ausgegangen werden kann, dass sämtliche Geräte innerhalb ihrer Toleranzgrenzen arbeiteten. Außerdem wurde eine Vielzahl von Systemparametern ständig protokolliert.

### 3.6 Datennahme

Zur  $G_{E,n}$ -Datennahme in den Jahren 2001 und 2002 wurde das Neutronpolarimeter an der Drei-Spektrometer-Anlage aufgebaut. Ziel dieses Experiments war,  $G_{E,n}$ -Datenpunkte bei den zentralen Viererimpulsüberträgen  $Q^2 = 0.3, 0.6$  und  $0.8$   $(\text{GeV}/c)^2$  zu gewinnen. Die kinematischen Parameter (siehe Tabelle 3.1) wurden dieser Vorgabe entsprechend gewählt, wobei die Zählrate durch geeignete Wahl der Strahlenergie maximiert wurde. Bei  $0.8$   $(\text{GeV}/c)^2$  lag diese sogar über der Nominalenergie von MAMI B. Für jede Kinematik musste das Neutronpolarimeter vollständig neu aufgebaut und einjustiert werden, inklusive der massiven Beton- und Bleiabschirmungen. Daher wurden neben der Datennahme mit dem Flüssig-Deuterium-Target auch wiederholte Kalibrationsmessungen durchgeführt. In Anhang A wird eine Übersicht über die einzelnen Strahlzeitabschnitte gegeben.

$Q^2 / (\text{GeV}/c)^2$	0.3	0.6	0.8	
$E_e / \text{MeV}$	659.7	854.4	883.1	
$\vartheta_e$	57.0°	69.9°	89.5°	Spektrometer A
$E'_e / \text{MeV}$	500.1	535.1	457.4	
$\vartheta_n$	47.3°	36.9°	27.5°	Neutronpolarimeter
$T_n / \text{MeV}$	159.6	319.3	425.7	

Tabelle 3.1: Kinematiken bei der  $G_{E,n}$ -Datennahme.

Abbildung 3.15 zeigt eine Fotografie des Neutronpolarimeters an der Drei-Spektrometer-Anlage. Die vordere Szintillatorwand und Teile der Betonabschirmung sind auf einer Stahlbrücke über dem Drehkranz aufgebaut. Am linken Bildrand erkennt man die Streukammer sowie die Eintrittsschnauzen von Spektrometer A und B.

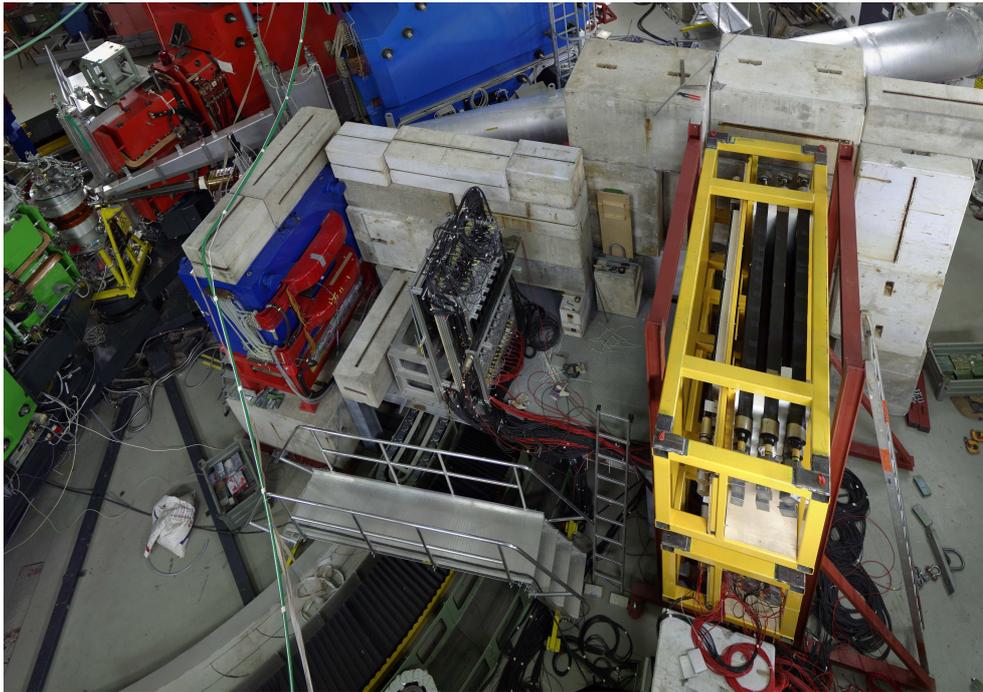


Abbildung 3.15: Das Neutronpolarimeter an der Drei-Spektrometer-Anlage (Foto: M. Weis).

Nachdem die experimentellen Randbedingungen bei der Messung des Neutronformfaktors erläutert wurden, ist die Datenanalyse Gegenstand des folgenden Kapitels.

# Kapitel 4

## Datenanalyse

Um den elektrischen Formfaktor des Neutrons aus der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  zu extrahieren, bedarf es zunächst einer sauberen Identifikation der Neutronstreuereignisse und einer Abtrennung des Untergrunds, der die aufgezeichneten Messdaten dominiert. Zur Minimierung des statistischen Fehlers ist eine Maximierung des Produkts  $\mathcal{A}_{\text{eff}}^2 \cdot N$  aus effektiver Analysierstärke in der vorderen Szintillatorwand und Zahl der als „gut“ markierten Teilchen erforderlich. Nach der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Kalibration stehen mit den Pulshöhen und der Flugzeit zwei wichtige Parameter zur Charakterisierung der Zählereignisse in einzelnen Szintillatoren des Neutronpolarimeters zur Verfügung. Für die weitere Analyse werden die Informationen der Teilmodule zu einem Gesamt ereignis zusammengefügt. Dies wird im folgenden Abschnitt 4.1 dargelegt. Eine Reihe von Kriterien zur Identifikation der Neutronen werden in Abschnitt 4.2 vorgestellt. Dabei erweist es sich als vorteilhaft, zur Extraktion des elektrischen Formfaktors die Gesamtpopulation in zwei unabhängige Teilmengen zu zerlegen. Einige systematische Effekte, insbesondere die Auswirkungen der Kernbindung des Neutrons im Anfangszustand auf die gemessenen Polarisationskomponenten, werden korrigiert. In den Abschnitten 4.3 bis 4.8 werden die dazu notwendigen Schritte erläutert und verbleibende systematische Fehler abgeschätzt.

### 4.1 Ereignisrekonstruktion in COLA++

Zur Analyse der Messdaten des  $G_{E,n}$ -Experiments wurde das A1-Programmpaket COLA++ [80] verwendet. Diese in C++ geschriebene Software ist modular strukturiert, wobei die Architektur dem physischen Aufbau der Drei-Spektrometer-Anlage entspricht, d.h. die Informationen eines jeden (Teil-)Detektors werden in einer eigenen Routine verarbeitet und erst am Schluss zu einem vollständigen Datenereignis zusammengesetzt. Dadurch ist das Hinzufügen weiterer Detektoren relativ einfach möglich. Der für das Neutronpolarimeter spezifische Teil wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [70] programmiert und ausführlich beschrieben. Da der Algorithmus für die Ereignisrekonstruktion für die nachfolgenden Analyseschritte von Bedeutung ist, wird er im folgenden noch einmal kurz erläutert.

Die Rekonstruktion beginnt auf der Stufe der einzelnen Szintillatoren des Polarimeters. Ein solcher Detektor gilt als „getroffen“, wenn er (nach Durchführung der in Abschnitt 3.4.2 erläuterten Korrekturen) endliche Einträge in beiden ADC- und TDC-Kanälen hat. Nur dann ist es möglich, die deponierte Energie, den Nach-

weisort und die Flugzeit zuverlässig zu rekonstruieren. Für die Vetoähler der ersten Wand wurde zusätzlich folgende abgeschwächte Bedingung formuliert: Falls keine vollständige TDC-Information vorliegt und die ADCs eine bestimmte Schwelle („minADC“) überschreiten, bekommen diese Detektoren eine besondere Markierung. Der Grund für diese Ausnahmeregelung wird in Abschnitt 4.7 erklärt.

Dann wird für die räumlich getrennten Teilbereiche des Polarimeters, d.h. die erste Wand und die beiden Untergestelle der zweiten Wand, die Zahl  $N_1, N_{2,o}, N_{2,u}$  und Position der jeweils getroffenen Neutronendetektoren bestimmt<sup>1</sup>. Zur Rekonstruktion der Reaktionskinematik und zur Berechnung der Streuwinkel eines Zählereignisses ist es erforderlich, die Trefferpositionen auf den beiden Wänden eindeutig zu definieren, was durch Auswahl jeweils eines Szintillators ( $n_1, n_2$ ) erfolgt. Falls Mehrfachtreffer auftreten, werden prinzipiell alle möglichen Kombinationen von Detektoren der ersten und zweiten Wand gebildet und als getrennte Ereignisse ausgewertet. Unter diesen Kombinationen befinden sich sowohl echte Treffer in beiden Szintillatorwänden als auch Zufallskoinzidenzen. Letztere vergrößern den Untergrund, wenngleich viele von ihnen durch nachfolgende Schnitte herausgefiltert werden. Allerdings dürfen die Mehrfachtreffer in einem Teildetektor nicht von ein und demselben Teilchen stammen. Daher wurden für den Fall, dass benachbarte bzw. hintereinanderliegende Szintillatoren ansprechen, folgende Auswahlkriterien formuliert:

- Befindet sich einer der Neutronendetektoren in einer Lage vor den anderen Szintillatoren, die angesprochen haben, so wird dieser als getroffen markiert, die Detektoren der hinteren Lage jedoch nicht.
- Melden zwei Szintillatoren, die in der gleichen Lage nebeneinander liegen, ein Zählereignis, so wird einer davon ausgewählt, und zwar in der ersten Wand derjenige mit der kleineren deponierten Energie, und in der zweiten Wand der, der näher an der Strahlhöhe liegt.

Diesen Regeln liegt die Annahme zugrunde, dass die nachgewiesenen Neutronen vom Target bzw. von der ersten Wand kommen. Die Rückstoßprotonen, die man eventuell auch in benachbarten Detektoren sehen kann, haben eine Vorzugsrichtung, die ebenfalls vom Target weg weist (wenn auch zum Teil mit Öffnungswinkeln nahe an  $90^\circ$ ). Daher bietet es sich an, von mehreren getroffenen Szintillatoren den vordersten als Neutronnachweisort zu wählen. Da die Protonen den größten Teil ihrer Energie am Ende ihrer Bahn verlieren, ist es sinnvoll, in der ersten Wand im Falle benachbarter Treffer der gleichen Lage denjenigen mit der kleineren Pulshöhe zu selektieren. Man beachte, dass dennoch die Möglichkeit verbleibt, für ein und dasselbe Triggerereignis mehrere Kombinationen ( $n_1, n_2$ ) zu bilden, nämlich dann, wenn die jeweiligen Szintillatoren eines Teildetektors so weit auseinander liegen, dass man sie als unabhängig betrachten kann.

---

<sup>1</sup>Aus technischen Gründen wurde die Einschränkung  $N_1 \leq 5, N_{2,o} \leq 5, N_{2,u} \leq 5$  eingeführt, was in der Praxis keine Limitierung bedeutet, da Ereignisse mit noch größeren Vielfachheiten äußerst selten sind.

Durch die Auswahl jeweils eines Detektors sind die Koordinaten  $x_1, z_1$  und  $y_2, z_2$  der ersten und zweiten Wand festgelegt. Die beiden fehlenden Größen in Längsrichtung der Szintillatoren werden aus der mit den Photoervielfachern gemessenen Laufzeitdifferenz des Lichts berechnet. Damit ist ein Zählereignis im Neutronpolarimeter geometrisch vollständig rekonstruiert. Zusammen mit den Streuwinkeln des Elektrons (siehe Kapitel 3.3) stehen somit acht räumliche Koordinaten für die weitere Analyse zur Verfügung. Hinzu kommen die Flugzeiten zu den beiden Szintillatorwänden und der Impuls der Elektronen. Im folgenden wird erläutert, wie diese Informationen zur Ereignisselektion verwendet werden.

## 4.2 Neutronidentifikation

Die in der ersten (zweiten) Wand des Polarimeters verwendeten Plastiksintillatoren haben (pro Lage) circa 7.5% (10%) Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen mit kinetischen Energien von einigen 100 MeV. Der Grund dafür ist, dass diese Teilchen nur indirekt über Stöße an Atomkernen nachgewiesen werden. Geladene Teilchen aus Untergrundreaktionen hinterlassen dagegen aufgrund ihrer ionisierenden Wirkung praktisch immer messbare Pulse in den Detektoren. Ihre absolute Zahl übersteigt die der in der Reaktion  $D(\bar{e}, e'\bar{n})p$  freigesetzten Neutronen um Größenordnungen. Die Einzelraten der Szintillatoren der ersten (zweiten) Wand liegen bei den Verstärkungen und Diskriminatorschwellen, die bei der  $G_{E,n}$ -Datennahme gewählt wurden, typischerweise in der Größenordnung 30–70 kHz (200–550 kHz). Je nach Strahlstrom ist die Wahrscheinlichkeit für zufällige Koinzidenzen sehr hoch, so dass der größte Teil der gespeicherten Daten aus solchem Untergrund besteht.

In Kapitel 3.3 wurden bereits Schnitte auf die in Spektrometer A gemessene Koinzidenzzeit und den Čerenkov-Detektor beschrieben, die eine Unterdrückung unerwünschter Reaktionskanäle erlauben. Bedingungen, die auf der Polarimeterseite ein „gutes“ Neutronereignis definieren, werden im folgenden aufgelistet.

### **Pulshöhen in der ersten Wand:**

Das Energiespektrum des Untergrunds wächst zum unteren Ende hin stark an und wird dort lediglich durch die in den Diskriminatoren festgelegte Triggerschwelle begrenzt. Nur wenn es sich um bestimmte, geladene Teilchensorten mit definiertem Impuls handelt, ist ihre Energiedeposition auf eine mehr oder weniger scharfe Linie begrenzt, was zu ihrer Identifizierung ausgenutzt werden kann. Die Pulshöhe der Neutronen hängt dagegen sowohl von kinematischen als auch von geometrischen Einzelheiten des jeweiligen Streuprozesses ab. Je nach Streuwinkel können sie mehr oder weniger Energie an den Stoßpartner abgeben, und dieser kann einen kleineren oder größeren Anteil davon in einem einzelnen Szintillator deponieren. In Abbildung 4.1 ist die Pulshöhe in der ersten Wand gegen die Flugzeit aufgetragen ( $Q^2 = 0.3 \text{ (GeV}/c)^2$ ). Bei  $T_1 \simeq 39 \text{ ns}$  konzentrieren sich die  $e$ - $n$ -Koinzidenzen. Man erkennt, dass der Untergrundanteil bei kleinen Energiedepositionen besonders hoch

ist. Da dort außerdem die Analysierstärke echter Neutronereignisse gering ist, wurde mit  $E_{1,\min} = 600$  eine Untergrenze festgelegt<sup>2</sup>.

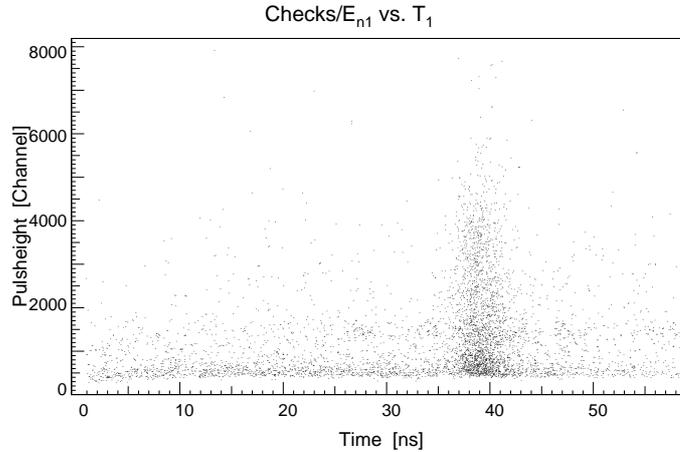


Abbildung 4.1: Pulshöhe gegen Flugzeit in der ersten Wand. Die Diskriminatorschwelle liegt bei ADC-Kanal 400. Für die weitere Analyse wird  $E_1 \geq 600$  Kanäle gefordert.

### Neutronflugzeit:

Aus Abbildung 4.1 drängt sich auch ein Schnitt auf den Flugzeitpik in der ersten Wand auf. Dieser ist aber aus zwei Gründen selbst dann relativ breit, wenn alle Szintillatoren perfekt geeicht sind. Zum einen variiert der Impulsübertrag über den Akzeptanzbereich des Polarimeters, und zum zweiten haben die nachgewiesenen Neutronen im Anfangszustand unterschiedliche Fermiimpulse. Diese „Verschmierung“ kann man zum Teil ausgleichen, indem man aus den fünf Observablen  $E'_e, \vartheta_e, \varphi_e, \vartheta_n, \varphi_n$  die erwartete Flugzeit  $T_{1,A}$  berechnet und die Differenz  $\Delta T_{1,A} := T_{n1} - T_A$  aufträgt, wie bereits in Abbildung 3.8 gezeigt wurde. Zur Auswahl von Neutronereignissen wurde diese Variable auf den Bereich  $-1.3 \text{ ns} \leq \Delta T_{1,A} \leq 0.9 \text{ ns}$  bei  $0.3 \text{ (GeV}/c)^2$ , bzw.  $-1.1 \text{ ns} \leq \Delta T_{1,A} \leq 0.7 \text{ ns}$  bei  $0.6 \text{ (GeV}/c)^2$ , eingeschränkt.

### Vetodetektoren:

Zur Unterdrückung geladener Teilchen wurden – insbesondere in der ersten Wand – dünne Vetodetektoren verwendet. Sie waren während der Datennahme spaltenweise mit den Neutrondetektoren in Antikoinzidenz geschaltet, um die Triggerrate zu reduzieren (siehe Anhang B). Dennoch ist es möglich, dass die gespeicherten Daten Ereignisse enthalten, bei denen Veto- und Neutrondetektor getroffen wurden und die daher als geladene Teilchen verworfen werden müssen. Dies ist beispielsweise dann der Fall, wenn innerhalb des 150 ns breiten Koinzidenzzeitfensters an einer anderen Stelle der ersten Wand ein „echtes“ Neutron registriert wurde und ein Triggersignal ausgelöst hat. Aus diesem Grund wird die Vetobedingung auch in der Offline-Analyse durch zusätzliche Schnitte definiert und dabei wesentlich erweitert. Da es möglich ist, dass geladene Teilchen unter schrägen Einfallswinkeln auftreffen,

<sup>2</sup>Diese Angabe bezieht sich auf ADC-Kanäle;  $100 \text{ ch} \simeq 1 \text{ MeV}$ .

wird eine Antikoinzidenz nicht nur mit dem Vetodetektor verlangt, der unmittelbar vor dem als getroffen markierten Neutronendetektor liegt, sondern auch mit den rechts und links angrenzenden Nachbarvetos. Diese Antikoinzidenz ist allerdings auf ein 10 ns breites Zeitfenster begrenzt, um zu verhindern, dass „gute“ Neutronen durch zufälligen Veto-Untergrund verworfen werden.

Aufgrund der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Verarbeitung von Mehrfachtreffern ist besondere Vorsicht geboten, wenn ein koinzidenter Vetotreffer gefunden wird. Es genügt dann nicht, den jeweiligen Neutronendetektor zu verwerfen, da das geladene Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit auch auf der zweiten Wand registriert wird, wo es nicht von einem Rückstoßproton aus der ersten Wand unterscheidbar ist. Daher werden in einem solchen Fall sämtliche getroffenen Szintillatoren als ungültig markiert.

Auf der zweiten Wand dienen die Vetodetektoren zur Definition der sogenannten  $nn$ - und  $np$ -Ereignisse. Bei den (elastischen oder inelastischen)  $n$ - $p$ -Stößen, die in der ersten Wand ein Zählereignis auslösen, kann das Neutron unter relativ kleinem Winkel  $\Theta'_n < 30^\circ$  nach vorne gestreut und auf der zweiten Wand nochmals nachgewiesen werden. Die Analysierstärke für diesen  $nn$ -Kanal ist positiv, wie aus Abbildung 2.5 hervorgeht. Bei  $\Theta'_n > 150^\circ$  fliegt dagegen das Rückstoßproton auf die zweite Wand. Da sowohl die Analysierstärke als auch der Azimutwinkel ihr Vorzeichen wechseln, tragen diese  $np$ -Ereignisse positiv zur gemessenen Asymmetrie bei. Unterscheidet man die beiden Kanäle anhand der Vetosignale auf der zweiten Wand, so stehen zwei statistisch unabhängige Datenmengen für die Messung des Neutronformfaktors zur Verfügung, wie in Abschnitt 4.5 im Detail dargelegt wird.

Die wichtigsten Kriterien zur Identifikation von Neutronen und Abtrennung von Untergrundeignissen wurden in diesem Abschnitt vorgestellt. Es gibt in den Szintillatoren keine Signatur, die eine absolut sichere Unterscheidung ermöglichen könnte. Der elektrische Formfaktor wird in der vorliegenden Arbeit aus einer Asymmetrie berechnet, deren Nulldurchgang nicht auf den verbleibenden Untergrund empfindlich ist, sofern dieser keine helizitätsabhängigen Anteile enthält. Letzterer vergrößert allerdings den statistischen Fehler. In Abschnitt 4.6 werden daher Methoden aufgezeigt, mit denen der Neutronanteil weiter angereichert und die effektive Analysierstärke erhöht wird, um die relative Unsicherheit bei der Bestimmung des Nulldurchgangs (2.36) zu minimieren. Zunächst soll aber gezeigt werden, wie der Formfaktor aus den gemessenen Winkelverteilungen extrahiert wird.

### 4.3 Extraktion des Neutronformfaktors

In Kapitel 2 wurde prinzipiell beschrieben, wie aus den im Polarimeter bestimmten Neutronstreuwinkeln ein Messwert für  $G_{E,n}$  gewonnen wird. In den folgenden Abschnitten wird diese Extraktion schrittweise für die beiden Kinematiken bei 0.3 und 0.6 (GeV/ $c$ )<sup>2</sup> durchgeführt.

### Anpassung der Asymmetrie für einen festen Präzessionswinkel:

Der elektrische Formfaktor des Neutrons wird gemäß Kapitel 2.4 aus dem Nulldurchgang  $\chi_0$  der Asymmetrie

$$\begin{aligned} A &= \frac{\sqrt{N^+(\Phi'_n)N^-(\Phi'_n + 180^\circ)} - \sqrt{N^+(\Phi'_n + 180^\circ)N^-(\Phi'_n)}}{\sqrt{N^+(\Phi'_n)N^-(\Phi'_n + 180^\circ)} + \sqrt{N^+(\Phi'_n + 180^\circ)N^-(\Phi'_n)}} \\ &= P_e \mathcal{A}_{\text{eff}} P_n^t(\chi) \sin \Phi'_n, \end{aligned}$$

Gl. (2.30), bestimmt.  $N^h(\Phi'_n)$  steht für die Zahl der als gut markierten Neutronen im Intervall  $[\Phi'_n, \Phi'_n + \Delta\Phi'_n]$  bei positiver bzw. negativer Strahlhelizität. Zur Berechnung von  $A$  wird die azimutale Streuwinkelverteilung der Neutronen hinter der ersten Szintillatorwand in vier Histogrammen dargestellt, wobei zwischen Ereignissen unter- und oberhalb der Elektronstrebene ( $-180^\circ < \Phi'_n < 0^\circ$  bzw.  $0^\circ < \Phi'_n < 180^\circ$ ) und  $h = \pm 1$  unterschieden wird (s. Abb. 4.2). Da für einen festen Spinpräzessionswinkel  $\chi$  lediglich die Amplitude von  $A$  variieren kann, ihre funktionale Abhängigkeit von  $\Phi'_n$  dagegen festgelegt ist, wird eine einparametrische Sinus-Halbwellen an  $A(\Phi'_n)$  angepasst. Im unteren Teil von Abbildung 4.2 ist das Ergebnis für die positiven und negativen Maximalwerte des Spulenstroms  $I_M$  des Spindrehmagneten gezeigt. Bei diesen Feldeinstellungen ist die Amplitude der Asymmetrie besonders groß, da sie von der Polarisationskomponente  $\mathcal{P}_n^z \sim G_{M,n}^2$  dominiert wird.

Die Breite der Bins der Histogramme entspricht bei der Anpassung der Asymmetrie der Winkelauflösung des Neutronpolarimeters,  $\Delta\Phi'_n = 4^\circ$ . Durch Zusammenfassung benachbarter  $\Phi'_n$ -Kanäle wurde festgestellt, dass die Amplituden  $A$  im Rahmen ihrer statistischen Fehler von dieser Binnierung unabhängig sind.

Der statistische Fehler der Asymmetrie  $A(\Phi'_n)$  wird ebenfalls binweise aus dem der  $\Phi'_n$ -Verteilungen berechnet. Bei  $\Phi'_n = 0^\circ$  und  $\Phi'_n = 180^\circ$ , d.h. näherungsweise auf Höhe des Elektronstrahls, befinden sich keine Detektoren der zweiten Wand (vgl. Abb. 2.6). Die Fehlerbalken sind an diesen Rändern der Akzeptanz sehr groß, was jedoch aufgrund der Randbedingungen für  $\Phi'_n = 0^\circ$  und  $\Phi'_n = 180^\circ$  praktisch keine Auswirkungen auf die Anpassung der Sinusfunktion hat. Das Programm PAW (bzw. die darin enthaltene Routine MINUIT) liefert die Amplitude und ihren Fehler, die für die folgenden Schritte benötigt werden.

### Korrektur der Fluktuation der Strahlpolarisation:

Um die Asymmetrien bei verschiedenen Präzessionswinkeln miteinander vergleichen zu können, müssen eventuelle Unterschiede der Elektronstrahlpolarisation korrigiert werden. Der Strom in den Spulen des Spindrehmagneten wurde bei der  $G_{E,n}$ -Datennahme alle vier Stunden variiert, so dass alle Feldeinstellungen in 28 Stunden einmal durchlaufen wurden. Aus Abbildung 3.1 geht zwar hervor, dass sich  $P_e$  in dieser Zeitspanne im Rahmen der Messfehler kaum änderte. Da in Teilen der Strahlzeit aber ein systematischer Anstieg der Polarisation zu beobachten ist, kann nicht a priori angenommen werden, dass die Schwankungen sich herausmitteln.

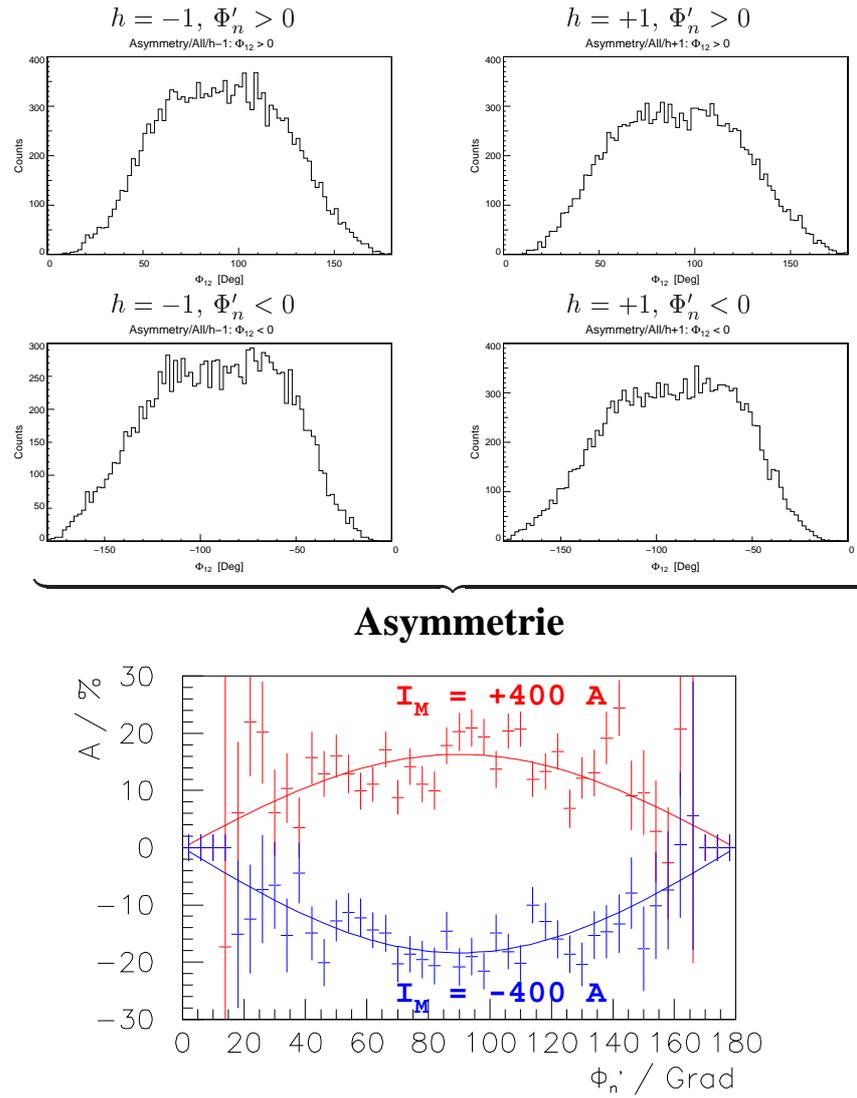


Abbildung 4.2: Verknüpfung der azimuthalen Streuwinkelverteilungen zur Asymmetrie  $A$ .

In der Datenanalyse wird für jedes gültige Ereignis die zuletzt gemessene Strahlpolarisation histogrammiert. Für jeden Präzessionswinkel ergibt sich daraus ein Mittelwert  $\bar{P}_e(\chi_i)$ . Um Unterschiede während der sieben verschiedenen Magnetfeldeinstellungen auszugleichen, werden die jeweils gemessenen Amplituden der Asymmetrien auf den gemeinsamen Mittelwert der Strahlpolarisation normiert,

$$A_i \mapsto \frac{\frac{1}{7} \sum_{k=1}^7 \bar{P}_e(\chi_k)}{\bar{P}_e(\chi_i)} \cdot A_i. \quad (4.1)$$

Zur Verdeutlichung sind die gemessenen  $\bar{P}_e$  für die beiden untersuchten Kinematiken in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Feldeinstellungen liegen in der Größenordnung 1%. Aufgrund der mit diesen Wer-

ten durchgeführten Normierung der Asymmetrien ist der verbleibende systematische Fehler für  $G_{E,n}$  noch wesentlich kleiner. Selbst wenn man auf die Normierung verzichtet, ändert sich der extrahierte Formfaktor nur um circa 0.3%. Zur Berechnung des systematischen Gesamtfehlers wird die geringe verbleibende Unsicherheit in der Strahlpolarisation daher vernachlässigt.

$Q^2 / (\text{GeV}/c)^2$	+400 A	0 A	-400 A	+125 A	-250 A	+250 A	-125 A
0.3	0.800	0.807	0.811	0.810	0.805	0.807	0.805
0.6	0.814	0.807	0.807	0.808	0.810	0.818	0.816

Tabelle 4.1: Mittlere Strahlpolarisation bei verschiedenen Spulenströmen.

### Anpassung des Nulldurchgangs:

Im vorliegenden Experiment wurden Daten bei sieben verschiedenen Spulenströmen des Spindrehmagneten genommen,  $I_M \in \{0 \text{ A}, \pm 125 \text{ A}, \pm 250 \text{ A}, \pm 400 \text{ A}\}$ . Die Amplituden der Asymmetrien  $A$  werden mit ihren statistischen Fehlern gegen die entsprechenden Präzessionswinkel aufgetragen. Wie in Abbildung 4.19 gezeigt<sup>3</sup>, wird der Nulldurchgang  $\chi_0$  durch Anpassung der Funktion

$$A(\chi) = p_1 \sin(\chi - p_2) \quad (4.2)$$

bestimmt. Diese Abhängigkeit ergibt sich aus Gl. (2.34) und wurde schematisch bereits in Abbildung 2.7 dargestellt.

Die Winkel  $\chi$  auf der Abszisse werden gemäß Gl. (2.32) ereignisweise aus dem Feldintegral entlang der jeweiligen Neutronflugbahn und der Geschwindigkeit  $\beta_n c$  berechnet. In die Anpassung (4.2) gehen nur die Mittelwerte der entsprechenden Verteilungen ein, deren  $\sigma$ -Breiten in Abbildung 4.19 als horizontale Fehlerbalken eingezeichnet sind. Da der relative Fehler der Magnetfelder bei allen Spulenströmen etwa gleich ist, ist die absolute Unsicherheit der Präzessionswinkel bei  $I_M = 400 \text{ A}$  viel größer als etwa bei 125 A; bei ausgeschaltetem Magneten verschwindet sie sogar völlig. In der Bestimmung des Nulldurchgangs wurde dies durch Minimierung einer  $\chi^2$ -Funktion berücksichtigt, die sowohl die Fehler auf der Ordinate als auch die der Abszisse beinhaltet,

$$\chi^2 := \sum_{i=1}^7 \frac{(A_i - A(\chi_i))^2}{(\Delta A_i)^2 + \left(\frac{dA}{d\chi}(\chi_i) \Delta \chi_i\right)^2}. \quad (4.3)$$

Der Nulldurchgang  $p_2$  entspricht nach Gl. (2.36) dem gesuchten Polarisationsverhältnis  $G_{E,n}/G_{M,n}$ . Für seinen relativen Fehler gilt  $\Delta p_2/p_2 = \Delta G_{E,n}^{\text{stat}}/G_{E,n}$ . Der Parameter  $p_1 = P_e \mathcal{A}_{\text{eff}} P_0$  repräsentiert die effektive Analysierstärke des Neutronpolarimeters. Er hat keinen Einfluss auf den extrahierten Wert des Formfaktors. In Abschnitt 4.6 wird aber gezeigt, dass der Fehler  $\Delta p_2$  durch Maximierung der Analysierstärke minimiert werden kann.

<sup>3</sup>Aus programmieretechnischen Gründen ist der Parameter  $p_2$  in Abbildung 4.19 im Bogenmaß angegeben, obgleich die Winkel  $\chi$  in Grad aufgetragen sind.

### Vorfaktoren des Polarisationsverhältnisses:

Um  $G_{E,n}$  aus Gl. (2.36) zu extrahieren, muss man für die Menge der in der Datenanalyse akzeptierten Ereignisse den magnetischen Formfaktor  $G_{M,n}(Q^2)$  und den kinematischen Faktor  $F(Q^2) := \sqrt{\tau + \tau(1 + \tau) \tan^2(\vartheta_e/2)}$  bestimmen.  $F$  wird aus der Energie und dem Winkel  $\vartheta_e$  des gestreuten Elektrons berechnet und histogrammiert. Abbildung 4.3 zeigt, wie dieser Faktor über den Akzeptanzbereich des Neutronpolarimeters variiert.

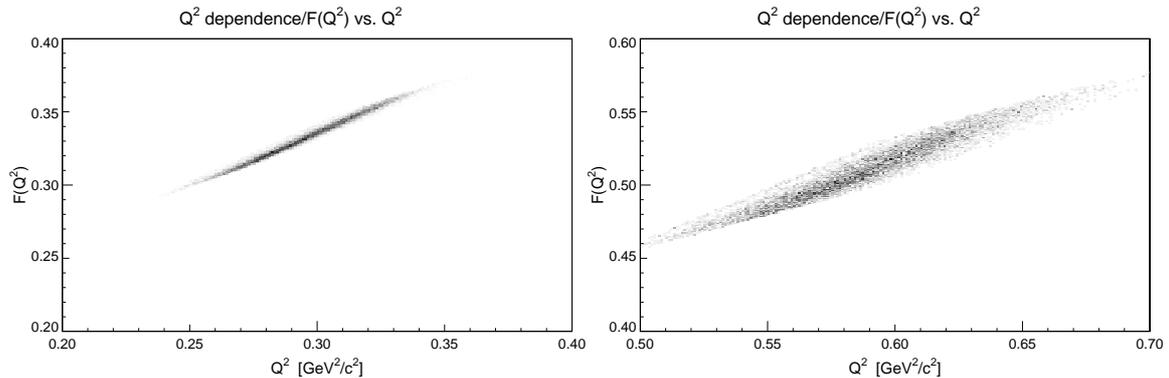


Abbildung 4.3: Der kinematische Vorfaktor  $F$ , aufgetragen gegen  $Q^2$  (links bei 0.3, rechts bei 0.6  $(\text{GeV}/c)^2$ ).

### Magnetischer Formfaktor des Neutrons:

Für den magnetischen Formfaktor des Neutrons existiert insbesondere bei Impulsüberträgen  $Q^2 < 1$   $(\text{GeV}/c)^2$  eine umfangreiche Datenbasis. Wie im Falle des elektrischen Formfaktors benutzt man auch zur Messung von  $G_{M,n}$  leichte Targetkerne ( $D$ ,  ${}^3\text{He}$ ), an denen (polarisierte oder unpolarisierte) Elektronen gestreut werden. In der A1-Kollaboration am MAMI wurden mehrere Datenpunkte durch Bestimmung des Verhältnisses

$$R = \sigma(D(e, e'n))/\sigma(D(e, e'p)) \quad (4.4)$$

in quasifreier Kinematik gewonnen [81]. Die dafür erforderliche Absoluteichung der Nachweiseffizienz des Neutronendetektors wurde an einem hochenergetischen Neutronstrahl am Paul Scherrer-Institut in Villigen (Schweiz) durchgeführt.

Der magnetische Formfaktor kann durch einen Kettenbruch der Form

$$G_{M,n}(Q^2) = \frac{\mu_n}{1 + \frac{b_1 Q^2}{1 + \frac{b_2 Q^2}{1 + \dots}}} \quad (4.5)$$

parametrisiert werden [81], wo die Koeffizienten  $b_1 = 3.26$ ,  $b_2 = -0.272$ ,  $b_3 = 0.0123$ ,  $b_4 = -2.52$ ,  $b_5 = 2.55$   $(\text{GeV}/c)^2$  durch Anpassung an die in Abbildung 4.4 gezeigten Daten ermittelt wurden. Die Gleichung (4.5) beschreibt den Verlauf des magnetischen Formfaktors, der in der Abbildung auf den Dipolformfaktor (2.10) normiert

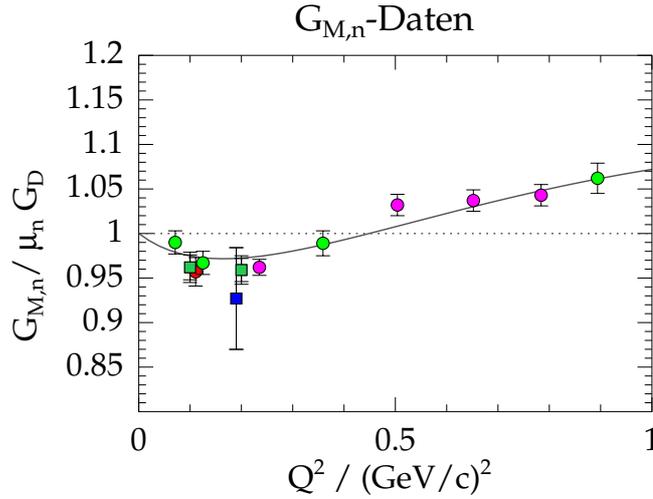


Abbildung 4.4: Messwerte für  $G_{M,n}/\mu_n G_D$  (Auswahl aus [81]).  
 ● – [82]; ● – [83]; ● – [81]; ■ – [84]; ■ – [85].

ist, auch bei höheren (bis  $Q^2 \simeq 4 \text{ (GeV/c)}^2$ ) als den für dieses Experiment relevanten Impulsüberträgen sehr gut; als relative Unsicherheit wird  $\Delta G_{M,n}/G_{M,n} = 1.1\%$  angegeben.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass zwei Datensätze von MIT-Bates und EL-SA [86, 87] existieren, die im Bereich  $Q^2 = 0.1 - 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$  systematisch um 10-15% von denen in Abbildung 4.4 abweichen und daher bei der Anpassung (4.5) nicht berücksichtigt wurden. Der Grund dafür liegt im Falle des Bonner Experiments vermutlich in einer fehlerhaften Kalibrierung der Neutronnachweeffizienz [88, 89]. Eine Messung der inklusiven Reaktion  ${}^3\text{He}(\vec{e}, e')$  am TJNAF [85], für die eine solche Kalibrierung nicht erforderlich war, bestätigt bei kleinen Impulsüberträgen den in Mainz und Amsterdam gefundenen  $Q^2$ -Verlauf. Für die Verwendung des Ergebnisses (4.5) in der vorliegenden Arbeit spricht auch der Umstand, dass eine alternative Parametrisierung, die sich auf eine breite Datenbasis aller vier elastischen Nukleonformfaktoren stützt, im hier relevanten  $Q^2$ -Regime ein sehr ähnliches Resultat liefert (Abb. 20 in [90]).

Sowohl  $F$  als auch  $G_{M,n}$  sind stark von  $Q^2$  abhängig. Wie Abbildung 4.5 zeigt, ist jedoch das Produkt der Vorfaktoren über große Intervalle bis auf circa 2% konstant. Bei der Berechnung des elektrischen Formfaktors aus

$$G_{E,n}(Q^2) = F(Q^2) \cdot G_{M,n}(Q^2) \cdot \frac{\mathcal{P}_n^x}{\mathcal{P}_n^z} \quad (4.6)$$

wird nur der Schwerpunkt der Wertemenge von  $F \cdot G_{M,n}$  berücksichtigt. Der daraus resultierende systematische Fehler von  $G_{E,n}$  entspricht der  $\sigma$ -Breite dieser Verteilung (siehe Abschnitt 4.8).

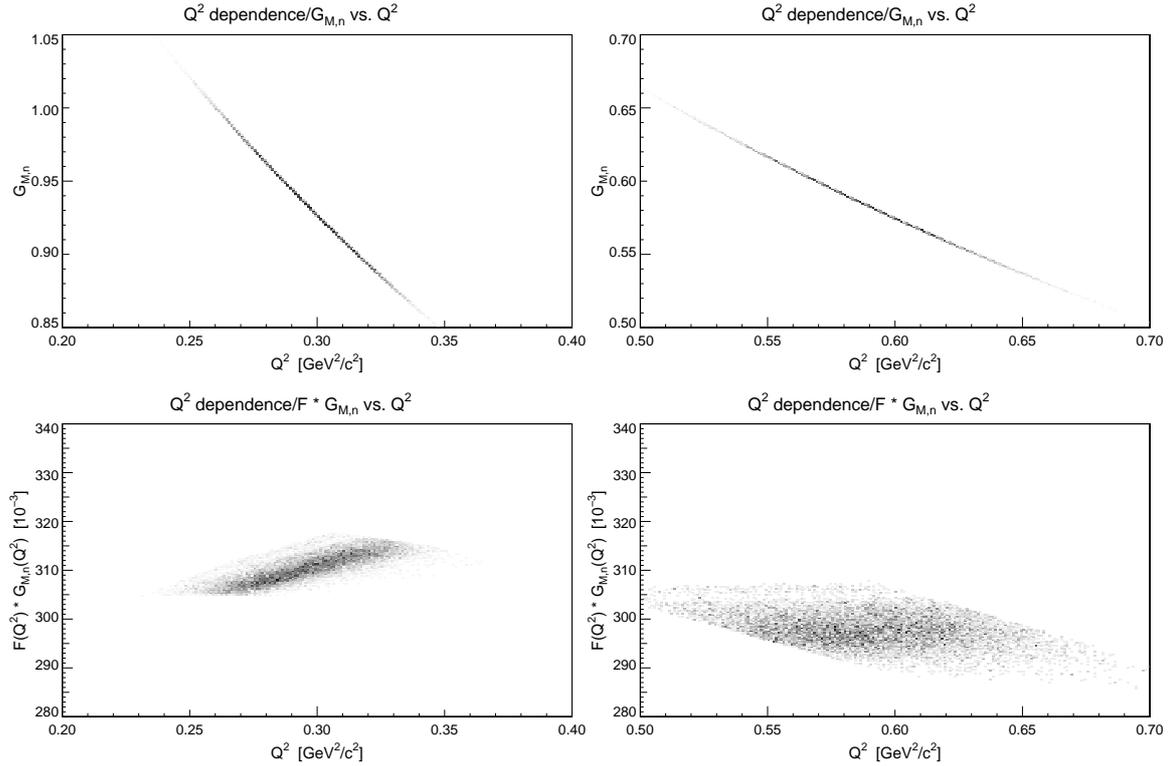


Abbildung 4.5:  $G_{M,n}$  und das Produkt  $F \cdot G_{M,n}$ , aufgetragen gegen  $Q^2$  (links bei 0.3, rechts bei 0.6  $(\text{GeV}/c)^2$ ).

Der letzte Schritt bei der Extraktion von  $G_{E,n}$  ist die Korrektur der in Kapitel 2.5 beschriebenen Auswirkungen der Kernbindung auf die Polarisationskomponenten des Neutrons. Ihr ist der folgende Abschnitt gewidmet.

## 4.4 Korrektur der Kernbindung

Wie in Kapitel 2.5 im Detail erläutert wurde, muss man bei der Extraktion von  $G_{E,n}$  aus dem Experiment  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  den Einfluss der Kernbindung auf die Neutronpolarisation korrigieren. Man unterscheidet dabei zwischen der „passiven“, rein kinematisch bedingten Drehung der Quantisierungsachsen und der „aktiven“ depolarisierenden Wirkung der Endzustandswechselwirkung. Im folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Korrekturen quantitativ beschrieben.

### 4.4.1 Anfangsbewegung des Neutrons

Wie in Gl. (2.49) gezeigt wurde, kann die Transformation der Polarisationskomponenten  $(\mathcal{P}^x, \mathcal{P}^y, \mathcal{P}^z)$  von der Elektronstrebene in die Reaktionsebene näherungs-

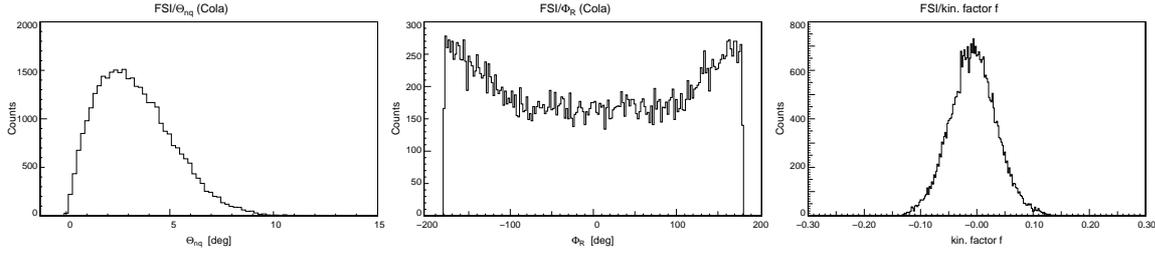


Abbildung 4.6: Gemessene Verteilungen der für die Korrektur der Kernbindungseffekte relevanten Winkel  $\vartheta_{nq}$  und  $\Phi_R$  sowie des kinematischen Faktors  $f$  bei  $Q^2 = 0.3 \text{ (GeV}/c)^2$  (siehe Text).

weise durch einen einzigen Parameter  $f := \sin \vartheta_W \cos \Phi_R$  für die Drehung der Quantisierungsachse beschrieben werden<sup>4</sup>. Man erhält das lineare Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_R^x &= \mathcal{P}^x - f\mathcal{P}^z \\ \mathcal{P}_R^z &= f\mathcal{P}^x + \mathcal{P}^z. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Damit folgt für das gesuchte Polarisationsverhältnis

$$\frac{\mathcal{P}^x}{\mathcal{P}^z} = \frac{f + \frac{\mathcal{P}_R^x}{\mathcal{P}_R^z}}{1 - f \frac{\mathcal{P}_R^x}{\mathcal{P}_R^z}} = \frac{\mathcal{P}_R^x}{\mathcal{P}_R^z} + f \left( 1 + \left( \frac{\mathcal{P}_R^x}{\mathcal{P}_R^z} \right)^2 \right) + \mathcal{O}(f^2). \quad (4.8)$$

Der Faktor  $f$  wird ereignisweise berechnet. Wie man in Abb. 4.6 sieht, streut diese Funktion um einen Wert nahe bei 0. Bei der Messung von  $G_{E,n}$  über den Nulldurchgang der Asymmetrie wird zwangsläufig über einen endlichen Phasenraum integriert, was einer Bestimmung des Schwerpunkts der  $f$ -Verteilung entspricht. Dieser Mittelwert  $\bar{f}$  wird in der vorliegenden Arbeit zur Korrektur der akzeptanzbedingten Polarisationsänderung verwendet, wobei sich der zählstatistische Fehler über  $\Delta \bar{f} = \sigma_f / \sqrt{N}$  aus der Standardabweichung der Verteilung ergibt. Der aus  $\Delta \bar{f}$  resultierende Fehler in  $G_{E,n}$  liegt bei maximal  $\Delta G_{E,n}^f = 10^{-4}$  und wird im folgenden vernachlässigt.

Mithilfe von Gl. (2.49) kann man auch eine Obergrenze für die helizitätsabhängige Polarisationskomponente  $\mathcal{P}_R^y$  abschätzen, die in der obigen Rechnung vernachlässigt wurde. Nach der ACG-Gleichung (2.23) verschwindet  $\mathcal{P}^y$  in streng (quasi-)elastischer Kinematik. Abseits davon, d.h. beim Übergang von der Elektronstrebene in die Reaktionsebene, tritt jedoch eine „künstliche“, helizitätsabhängige Komponente  $\mathcal{P}_R^y = \mathcal{P}^z \sin \vartheta_W \sin \Phi_R$  auf, deren relative Amplitude bei  $\Phi_R \simeq 90^\circ$  und  $\Phi_R \simeq 270^\circ$  in der Größenordnung  $\sin(3^\circ) \simeq 0.05$  liegt (bezogen auf die gesamte Nukleonpolarisation  $\mathcal{P}_0 \simeq \mathcal{P}^z$ ). Bei symmetrischer Integration über  $\Phi_R$  mitteln sich diese Beiträge in erster Näherung zu Null weg. Eine möglicherweise verbleibende Polarisation in  $y$ -Richtung wirkt sich darüber hinaus nur durch Korrekturen höherer Ordnung auf

<sup>4</sup>Dies entspricht der Vorgehensweise in [30, 31].

die im vorliegenden Experiment gemessenen Asymmetrien aus. Daher wird sie im folgenden nicht weiter berücksichtigt.

#### 4.4.2 Endzustandswechselwirkung

Durch die in Kapitel 2.5.3 beschriebene Endzustandswechselwirkung kommt es zu einer Änderung der gemessenen Neutronpolarisation  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{mess}} \equiv \vec{\mathcal{P}}_{\text{FSI}}$ , verglichen mit der eines freien Targetteilchens ( $\vec{\mathcal{P}}_{\text{frei}} \equiv \vec{\mathcal{P}}_{\text{Born}}$ ), die über eine einfache Drehung der Quantisierungsachsen hinausgeht. In Abb. 2.11 ist erkennbar, dass alle Polarisationskomponenten von diesem Effekt betroffen sind. Das Verhältnis  $(\mathcal{P}^x/\mathcal{P}^z)_{\text{mess}}$ , das dem Nulldurchgang  $\chi_0$  der im Polarimeter gemessenen azimuthalen Streuwinkelasymmetrie entspricht, kann mit Hilfe der Rechnungen von Arenhövel et al. [67] korrigiert werden, indem man

$$\Delta R_{\mathcal{P}} := \Delta \left( \frac{\mathcal{P}^x}{\mathcal{P}^z} \right) = \left( \frac{\mathcal{P}^x}{\mathcal{P}^z} \right)_{\text{FSI}} - \left( \frac{\mathcal{P}^x}{\mathcal{P}^z} \right)_{\text{Born}} \quad (4.9)$$

bestimmt und als Phasenverschiebung des Nulldurchgangs betrachtet,

$$\Delta(\tan \chi_0) = \Delta \left( \frac{\mathcal{P}^x}{\mathcal{P}^z} \right). \quad (4.10)$$

Der experimentelle Fehler  $\Delta\chi_0$  bleibt dabei unverändert.

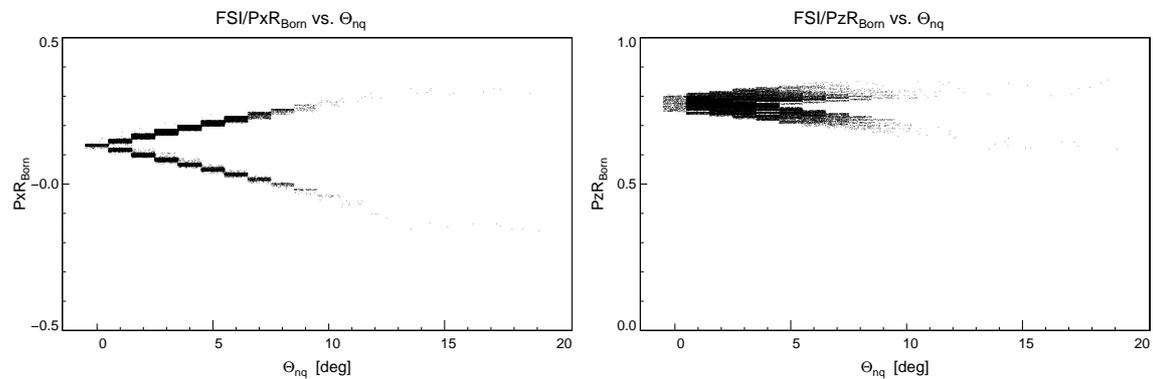


Abbildung 4.7: Verteilungen der ereignisweise eingelesenen Polarisationskomponenten  $\mathcal{P}^x$  und  $\mathcal{P}^z$  für den Born-Fall.

In der Praxis bedeutet dies, dass man aus einem geeigneten Modell die Polarisationen  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{Born}}$  und  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{FSI}}$  einer Ereignismenge extrahiert, die in ihren kinematischen Variablen (Streuwinkel und Energie von Elektron und Neutron) den gemessenen Ereignissen entspricht. Anstatt diese Modellmenge in einer Simulation zu erzeugen, kann man bei der Datenanalyse jedem gültigen Ereignis die entsprechenden  $(\mathcal{P}^x/\mathcal{P}^z)_i$  zuordnen. Strenggenommen ist die Polarisation zwar nicht für ein einzelnes Teilchen definiert; da letztendlich aber nur die Mittelwerte über die gesamte Probe in Gl. (4.9) und (4.10) eingehen, ist diese Vorgehensweise zulässig.

Eine ereignisweise Berechnung von  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{Born}}$  und  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{FSI}}$  wäre rechnerisch zu aufwendig. Stattdessen werden die Komponenten im Analyseprogramm COLA++ aus Tabellen eingelesen. In diesen sind die Polarisierungen als Funktionen der drei Größen  $E'_e$ ,  $\vartheta_e$  und  $\vartheta_{nq}$  aufgelistet. Der Gitterpunktabstand in  $\vartheta_{nq}$ -Richtung beträgt  $1^\circ$ . Um die gesamte Reaktionsebene abzudecken, wird zwischen  $\Phi_R = 0^\circ$  und  $\Phi_R = 180^\circ$  unterschieden; dies entspricht den beiden Ästen in Abbildung 4.7. Strenggenommen müsste man auch die beiden Fälle getrennt betrachten, in denen sich das Neutron im Anfangszustand parallel bzw. antiparallel zum Impulsübertrag bewegt. Die resultierenden Streuwinkel  $\vartheta_{nq}$  können nach dem Boost ins Laborsystem identisch sein. Da der Phasenraum für den antiparallelen Fall aber sehr klein ist, wurde in der Datenanalyse auf diese Unterscheidung verzichtet.

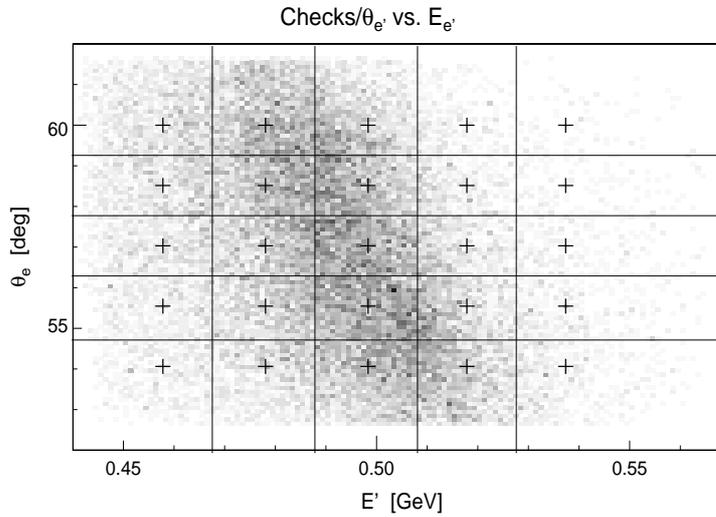


Abbildung 4.8: Binnierung der Akzeptanzebene ( $E'_e, \vartheta_e$ ) von Spektrometer A für die Korrektur der Endzustandswechselwirkung.  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{Born}}$  und  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{FSI}}$  wurden an den mit Kreuzen markierten Stützstellen berechnet.

Der Akzeptanzbereich der gestreuten Elektronen wurde in 25 Bereiche aufgeteilt, in denen  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{Born}}$  und  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{FSI}}$  als konstant betrachtet werden. Für  $Q^2 = 0.3 \text{ (GeV}/c)^2$  ist diese Binnierung in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Polarisationskomponenten wurden an den mit Kreuzen markierten Stellen berechnet.

In Abbildung 4.9 ist angedeutet, wie stark die  $\mathcal{P}_i$  sowie  $\Delta R_{\mathcal{P}}$  in  $E'_e$  und  $\vartheta_e$  variieren, wobei jeweils eine der beiden Elektronenobservablen konstant gehalten wird. Die Größen sind über dem dritten Parameter  $\vartheta_{nq}$  aufgetragen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf die Darstellung von  $\vec{\mathcal{P}}_{\text{FSI}}$  verzichtet und nur der Fall  $\Phi_R = 0^\circ$  betrachtet. Die deutliche Abhängigkeit, insbesondere von  $E'_e$ , führt zu einem Fehler in  $\Delta R_{\mathcal{P}}$ , der allein auf die Binbreite zurückgeht. Er kann berechnet werden, indem man  $\Delta R_{\mathcal{P}}$  für die Bins jeweils einer Koordinatenrichtung einzeln aus den Daten bestimmt und die Abstände der Schwerpunkte der gemessenen Verteilungen als Maß

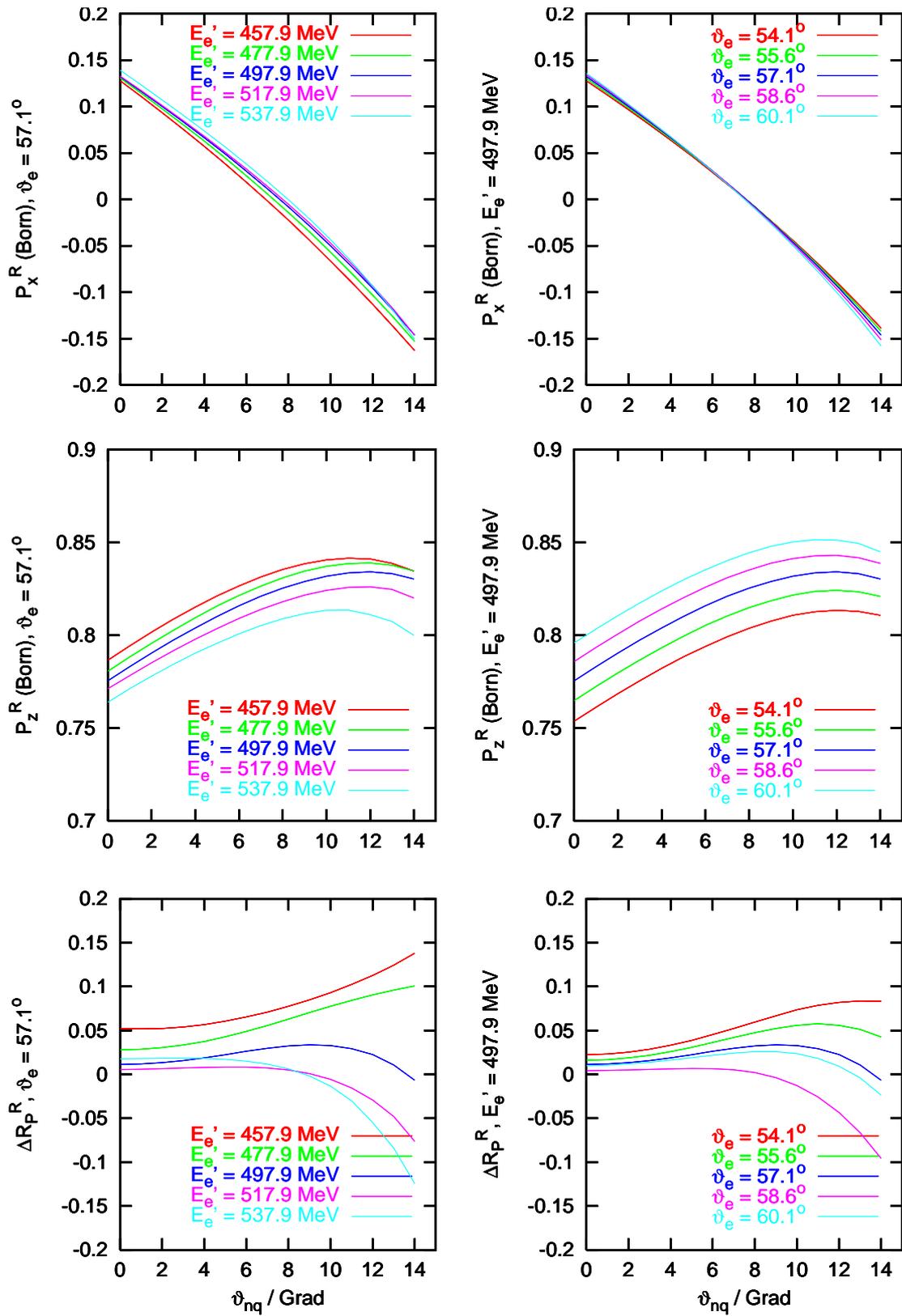


Abbildung 4.9: Energie- und Winkelabhängigkeit der Polarisationskomponenten  $\mathcal{P}_x$  und  $\mathcal{P}_z$  sowie der Korrekturgröße  $\Delta R_P$ , aufgetragen über  $\vartheta_{nq}$ .

für die resultierende „Binbreite“  $\Delta(\Delta R_{\mathcal{P}})_i$  nimmt. Bei der Berechnung des Gesamtfehlers wird die Zahl der Einträge in jedem Histogramm als Gewichtungsfaktor verwendet. Für den relativen Fehler (der Korrektur, die ihrerseits nur einen kleinen Anteil am gemessenen Formfaktor ausmacht, siehe Abschnitt 4.8) wurde auf diese Weise bei  $Q^2 = 0.3$  ( $0.6$ )  $(\text{GeV}/c)^2$   $\Delta(\Delta R_{\mathcal{P}})/\Delta R_{\mathcal{P}} \simeq 9.0\%$  ( $10\%$ ) gefunden. Unter allen systematischen Fehlern, die bei der Korrektur der Kernbindungseffekte auftreten, ist dies der bedeutendste. Er kann durch eine Verfeinerung des  $(E'_e, \vartheta_e)$ -Rasters mit vergleichsweise geringem Aufwand verkleinert werden. In der vorliegenden Arbeit wurde darauf verzichtet, weil für das Endergebnis des Formfaktors andere Fehlerquellen eine wesentlich größere Rolle spielen.

In das Modell [34] der elektroninduzierten Deuteronspaltung gehen Annahmen über das Nukleon-Nukleon-Potential ein, die zu einer theoretischen Unsicherheit führen. Im Bereich der quasifreien Streuung ist dieser Modellfehler allerdings klein; bei einer früheren Mainzer  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$ -Messung [66] wurde er bei  $Q^2 = 0.15$  bzw.  $0.34$   $(\text{GeV}/c)^2$  zu  $\Delta G_{E,n}^{\text{mod}} = \pm 1.2\%$  ( $0.9\%$ ) bestimmt. Nimmt man die Verteilung der Winkel  $\vartheta_{nq}$  zwischen der Richtung des Impulsübertrags und der des nachgewiesenen Neutrons als Maß für die „Nähe“ zur quasifreien Kinematik, so erscheint es gerechtfertigt, den entsprechenden Fehler für das vorliegende Experiment in der gleichen Größenordnung abzuschätzen (vergleiche dazu auch Abb. 4.30 in [65]). Bei  $0.3$   $(\text{GeV}/c)^2$  findet man so  $\Delta G_{E,n}^{\text{mod}} \simeq \pm 1.0\%$ ; bei  $0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  ist dem kleineren Anteil der Kernbindungskorrektur am Endergebnis entsprechend  $\Delta G_{E,n}^{\text{mod}} \simeq \pm 0.5\%$ . Diese Werte sind auch in Tabelle 4.7 aufgeführt.

In Abschnitt 4.8, Tabelle 4.6 werden für jeden Messwert für  $G_{E,n}$  die hier angegebenen Korrekturen einzeln aufgelistet. Dort wird auch eine dritte systematische Fehlerquelle bei der Berechnung von  $\Delta R_{\mathcal{P}}$  untersucht, die von dem Umstand herrührt, dass die von Arenhövel tabellierten Polarisationskomponenten ihrerseits vom elektrischen Formfaktor des Neutrons abhängen.

Zum Abschluss der Diskussion der Kernbindungseffekte soll nun untersucht werden, in welchem Umfang helizitätsunabhängige Polarisationskomponenten auftreten und das Ergebnis für  $G_{E,n}$  beeinflussen können. Die Endzustandswechselwirkung kann ein nichtverschwindendes  $\mathcal{P}^{0,y}$  induzieren, das bei  $Q^2 = 0.3$   $(\text{GeV}/c)^2$  in der Größenordnung  $7\%$  (gemittelt über die  $\vartheta_{nq}$ -Akzeptanz) liegt [67]. Um den davon implizierten Fehler für  $G_{E,n}$  zu berechnen, muss man zunächst untersuchen, wie sich die genannte Komponente auf die Asymmetrie (2.30) auswirkt. Analog zu Gleichung (2.29) ist die Zählrate  $N^h(\Theta'_n, \Phi'_n)$  dann gegeben durch

$$N^h(\Theta'_n, \Phi'_n) = \mathcal{L}^h \varepsilon(\Theta'_n, \Phi'_n) \sigma_0 [1 + h P_e \mathcal{A}_{\text{eff}}(\Theta'_n) P^x \sin \Phi'_n + \mathcal{A}_{\text{eff}} P^{y,0} \cos \Phi'_n]. \quad (4.11)$$

Der letzte Term ist von der Elektronstrahlhelizität unabhängig. Die Vorfaktoren  $\mathcal{L}^h$ ,  $\varepsilon(\Theta'_n, \Phi'_n)$  und  $\sigma_0$  kürzen sich in der Asymmetrie heraus und werden daher im folgenden nicht weiter betrachtet. Nutzt man aus, dass sowohl die Änderung der Helizität als auch der Übergang  $\Phi'_n \mapsto \Phi'_n + \pi$  eine Vorzeichenumkehr für den  $h$ -

abhängigen Anteil bewirken, so folgt

$$N^+(\Phi'_n)N^-(\Phi'_n + \pi) = (1 + P_e \mathcal{A}_{\text{eff}} P^x \sin \Phi'_n)^2 - (\mathcal{A}_{\text{eff}} P^{y,0} \cos \Phi'_n)^2. \quad (4.12)$$

Unter Verwendung der Näherungsformeln  $\sqrt{1 \pm x} \simeq 1 \pm x/2$  und  $(1 \pm x)^{-1} \simeq 1 \mp x$  für  $x \ll 1$  findet man für Zähler und Nenner der Asymmetrie (2.30)

$$\begin{aligned} & \sqrt{N^+(\Phi'_n)N^-(\Phi'_n + \pi)} - \sqrt{N^+(\Phi'_n + \pi)N^-(\Phi'_n)} \\ &= 2P_e \mathcal{A}_{\text{eff}} P^x \sin \Phi'_n \cdot \left(1 + \frac{1}{2}(\mathcal{A}_{\text{eff}} P^{0,y} \cos \Phi'_n)^2\right), \\ & \sqrt{N^+(\Phi'_n)N^-(\Phi'_n + \pi)} + \sqrt{N^+(\Phi'_n + \pi)N^-(\Phi'_n)} \\ &= 2 \cdot \left(1 - \frac{1}{2}(\mathcal{A}_{\text{eff}} P^{0,y} \cos \Phi'_n)^2\right). \end{aligned} \quad (4.13)$$

Der Fehler, der durch  $\mathcal{P}^{0,y}$  hervorgerufen wird, entspricht also dem Quotient

$$\frac{A'}{A} = \frac{1 + \frac{1}{2}(\mathcal{A}_{\text{eff}} P^{0,y} \cos \Phi'_n)^2}{1 - \frac{1}{2}(\mathcal{A}_{\text{eff}} P^{0,y} \cos \Phi'_n)^2} \simeq \left(1 + \frac{1}{2}(\mathcal{A}_{\text{eff}} P^{0,y} \cos \Phi'_n)^2\right)^2. \quad (4.14)$$

Aufgrund der  $\cos \Phi'_n$ -Abhängigkeit reduziert sich dieser Faktor bei  $\Phi'_n = 90^\circ$  und  $\Phi'_n = 270^\circ$ , d.h. dort, wo die Asymmetrie für das hier vorgestellte Experiment am größten ist, gerade zu 1. Setzt man für die Winkelakzeptanz mit  $\cos \Phi'_n < 0.5$  eine obere Schranke an und schätzt  $\mathcal{A}_{\text{eff}} = 0.3$  ab, so findet man  $\Delta A/A = (A' - A)/A \simeq 1.1 \cdot 10^{-4}$ . Durch die helizitätsunabhängige Komponente wird also nur eine sehr kleine falsche Asymmetrie verursacht. Der Ausdruck (4.14) tritt außerdem multiplikativ auf und hat daher auf die Lage des Nulldurchgangs  $\chi_0$  bzw. den extrahierten elektrischen Formfaktor des Neutrons keine Auswirkungen; lediglich der statistische Fehler wird geringfügig beeinflusst. Für die weitere Analyse wird die helizitätsunabhängige Polarisation daher nicht weiter betrachtet.

## 4.5 Untersuchung von $nn$ - und $np$ -Ereignissen

Bei der elastischen  $n$ - $p$ -Streuung, die in der vorderen Szintillatorwand sowohl zum ortsaufgelösten Nachweis der Neutronen als auch zur Analyse ihrer Polarisation dient, kann es zu zwei prinzipiell verschiedenen Situationen kommen. Zum einen kann das Neutron um einen kleinen Winkel  $\Theta'_n < 30^\circ$  abgelenkt werden und auf die hintere Wand treffen, wo es erneut detektiert wird. Das Rückstoßproton bewegt sich dann fast senkrecht dazu und wird aufgrund seiner geringen Energie (wenige 10 MeV) noch in der ersten Wand gestoppt. Die Analysierstärke des Polarimeters ist in diesem kinematischen Bereich positiv (vgl. Abb. 2.5). Zum anderen ist es aber auch möglich, dass das Neutron rückwärts gestreut wird und dabei fast seine gesamte Energie auf das Proton überträgt. Letzteres wird dann in der hinteren Wand nachgewiesen. Die Analysierstärke dieser „umgekehrten“ Reaktion ist negativ; da

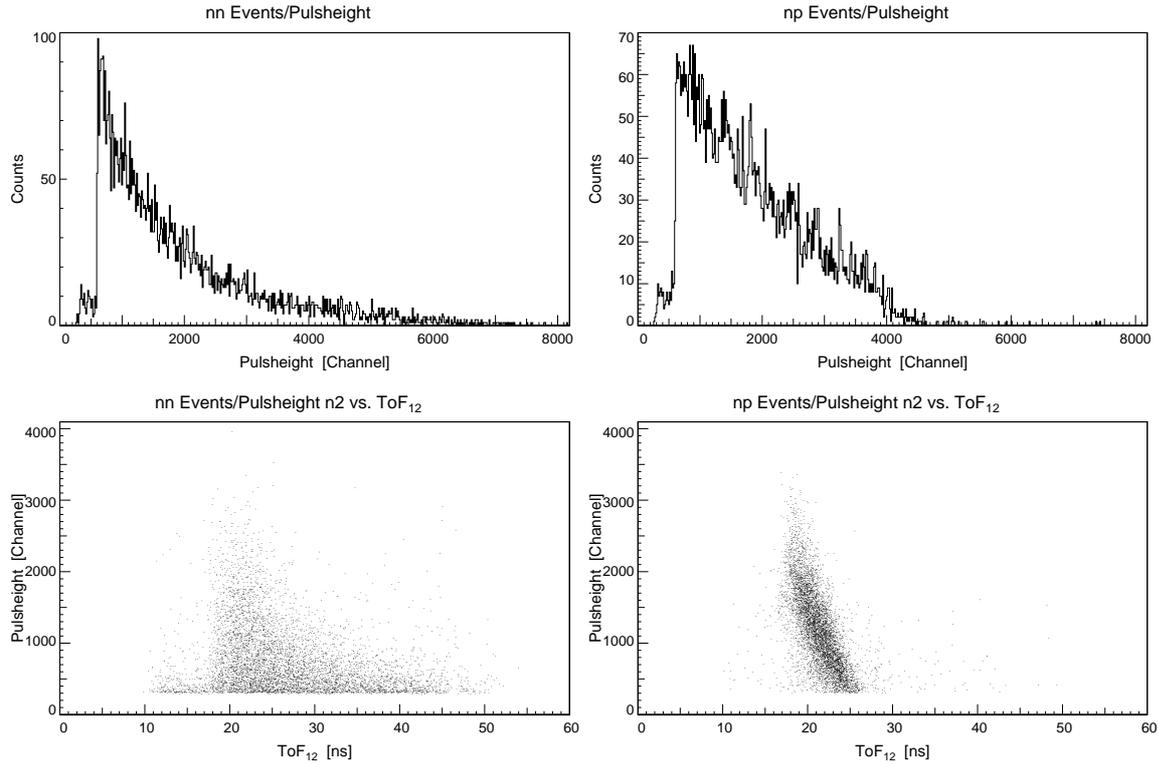


Abbildung 4.10:  $nn$ - (links) und  $np$ -Ereignisse bei  $Q^2 = 0.3 \text{ (GeV}/c)^2$ . Oben: Energiedeposition in der ersten Wand; unten: Energiedeposition in der zweiten Wand gegen die Flugzeit  $\text{ToF}_{12}$ .

der Azimutwinkel des Protons dem des Neutrons aber gerade um  $180^\circ$  entgegengesetzt ist, tragen diese Ereignisse positiv zu den gemessenen Asymmetrien bei. Der Wirkungsquerschnitt ist in diesem kinematischen Bereich kleiner als bei kleinen Neutronstreuwinkeln (Abbildung 2.5), was aber durch die höhere Nachweiswahrscheinlichkeit der Protonen von 100% auf der zweiten Wand aufgewogen wird. Daher werden in der Datenanalyse beide Situationen berücksichtigt. Wie im folgenden dargestellt wird, erweist es sich als sinnvoll, die sogenannten „ $nn$ “- und „ $np$ “-Ereignisse als statistisch unabhängige Teilpopulationen zu behandeln und Werte für den elektrischen Formfaktor des Neutrons daraus zu extrahieren. Der Streuwinkel des auf der hinteren Wand nachgewiesenen Teilchens wird allgemein mit  $\Theta'$  bezeichnet, ohne zwischen Proton und Neutron zu unterscheiden.

Für beide Arten von Streueignissen werden die gleichen Schnitte auf Spektrometer A und die erste Wand angewendet. Dabei handelt es sich insbesondere um die Verwendung der Vetodetektoren und die Eingrenzung der Neutronflugzeit. In den Pulshöhenspektren gibt es aber charakteristische Unterschiede, wie man im oberen Teil der Abbildungen 4.10 und 4.11 erkennt. Haben die Rückstoßprotonen nur wenig kinetische Energie, so geben sie diese in den Szintillatoren der ersten Wand vollständig ab (vgl. dazu Abbildung 4.12). Die Pulshöhe der  $nn$ -Ereignisse variiert

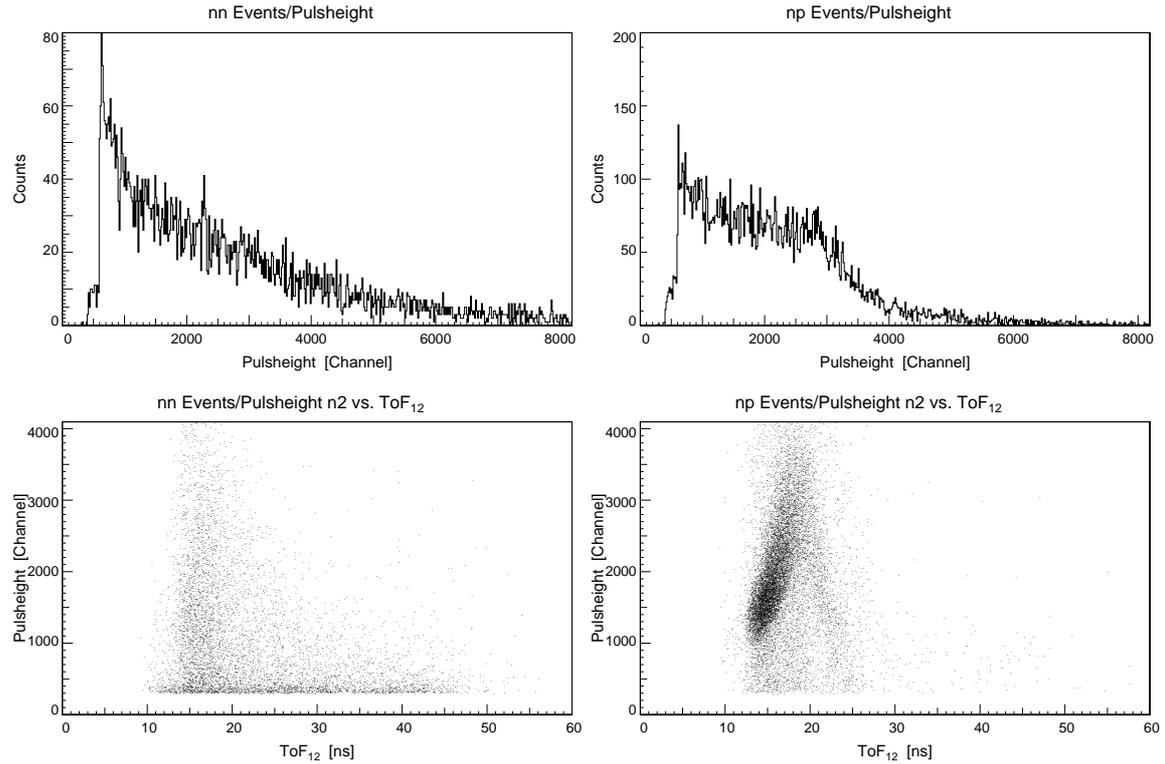


Abbildung 4.11:  $nn$ - (links) und  $np$ -Ereignisse bei  $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV}/c)^2$  (s. Abb. 4.10).

daher über einen sehr weiten Bereich, ist aber eher zum unteren Ende des Spektrums hin konzentriert. Protonen mit hohen Ausgangsimpulsen, die auf die zweite Wand treffen, verlieren dagegen nur einen kleinen Teil ihrer Energie durch Ionisation in der ersten Wand, der näherungsweise proportional zum im Szintillator durchlaufenen Weg ist. Dies erklärt die Form der gezeigten Spektren der  $np$ -Ereignisse.

Da bei gleichen Winkeln  $\Theta'$  die kinetischen Energien von Protonen und Neutronen übereinstimmen und der Energieverlust der Protonen auf dem Weg zur hinteren Wand relativ gering ist, misst man für beide Teilproben ähnliche Flugzeiten  $\text{ToF}_{12}$ . Trägt man aber die Pulshöhe  $E_2$  auf der zweiten Wand gegen  $\text{ToF}_{12}$  auf, so findet man charakteristische Unterschiede. Bei  $Q^2 = 0.3 \text{ (GeV}/c)^2$  ist der Impuls der Protonen so gering, dass sie in der ersten Lage der Szintillatoren der zweiten Wand gestoppt werden. Ihre Pulshöhe dort ist demzufolge deutlich mit ihrer Flugzeit korreliert; Protonen mit großer Flugzeit haben wenig kinetische Energie, die sie im Szintillator deponieren können. Demgegenüber ist die Pulshöhe der Neutronen weniger spezifisch, da sie von der Streureaktion in der hinteren Wand abhängt. Bei  $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV}/c)^2$  dagegen haben die Protonen einen so hohen Impuls, dass die meisten von ihnen durch die erste Lage hindurchtreten. Gemäß den in Abschnitt 4.1 definierten Auswahlkriterien beziehen sich die Größen in Abbildung 4.11 im Falle eines Mehrfachtreffers auf den jeweils ersten Szintillator. Dies erklärt die veränderte Form des Spektrums  $E_2$  vs.  $\text{ToF}_{12}$ , denn Protonen mit hoher kinetischer Energie ha-

ben einen geringeren spezifischen Energieverlust. Daraus resultiert der ansteigende Ast in Abbildung 4.11, auf dem sich der größte Teil der  $np$ -Ereignisse konzentriert. Der abfallende Ast, der sich bei  $\text{ToF}_{12} \simeq 19$  ns anschließt, entspricht gestoppten Protonen mit geringerer kinetischer Ausgangsenergie.

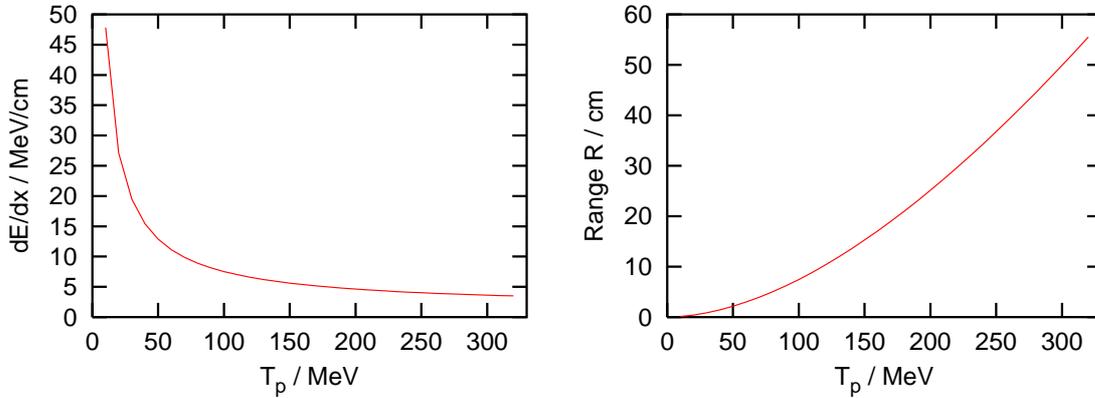


Abbildung 4.12: Energiedeposition der Rückstoßprotonen und ihre Reichweite im Plastikszintillator bei unterschiedlichen Ausgangsenergien.

Das wichtigste Unterscheidungsmerkmal der  $nn$ - und  $np$ -Kanäle ist das Zeitsignal der Vetodetektoren der zweiten Wand. Bei  $0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  ist es darüber hinaus möglich, dort für die  $np$ -Ereignisse auch einen Treffer in zwei hintereinanderliegenden Neutronendetektoren zu fordern. Die Identifikation der Neutronen in der ersten Wand bleibt davon unberührt. Im folgenden werden alle Ergebnisse für  $G_{E,n}$  für die beiden Teilpopulationen getrennt angegeben.

## 4.6 Maximierung des statistischen Gütefaktors

Die effektive Analysierstärke  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  des Neutronpolarimeters hängt von einer Vielzahl von schwer zu kontrollierenden Faktoren ab, beispielsweise dem Anteil inelastischer  $n$ - $^{12}\text{C}$ -Stöße an den Neutronstreureaktionen in der vorderen Szintillatorwand, den Winkelakzeptanzen und den effektiven Diskriminatorschwellen. Die Lage des Nulldurchgangs der transversalen Asymmetrie (2.30) ist von  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  unabhängig, weshalb eine Absolutmessung nicht erforderlich ist. Zur Minimierung des statistischen Fehlers muss aber der Gütefaktor (*figure of merit*), das Produkt  $N \cdot \mathcal{A}_{\text{eff}}^2$ , maximiert werden. Wie in diesem Abschnitt gezeigt wird, kann dieser Faktor selbst dann konstant bleiben oder sogar anwachsen, wenn die Anwendung eines bestimmten Schnittes mit einer Reduzierung der Zahl  $N$  der als gut markierten Neutronereignisse einhergeht.

Einen Anhaltspunkt dafür, welche Analysierstärke erreicht werden kann, gibt Abbildung 2.5. Je nach Kinematik liegt das Maximum für die elastische  $n$ - $p$ -Streuung zwischen 45% und 55%, fällt aber innerhalb des Akzeptanzbereichs des Neutronpolarimeters ( $\Theta' \simeq 10^\circ - 30^\circ$ ) deutlich ab. Für  $np$ -Ereignisse, bei denen die Neutronen

im Bereich  $\Theta' \simeq 60^\circ - 80^\circ$  gestreut werden, ist  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  kleiner. Die tatsächlich gemessenen Asymmetrien sind gemäß  $A = \mathcal{A}_{\text{eff}} P_e \mathcal{P}_0$  um den Polarisationsgrad  $P_e \simeq 80\%$  des Elektronstrahls und die Rückstoßpolarisation  $\mathcal{P}_0 \simeq 0.79$  (0.88) der Neutronen bei 0.3 (0.6)  $(\text{GeV}/c)^2$  geringer als die effektive Analysierstärke.

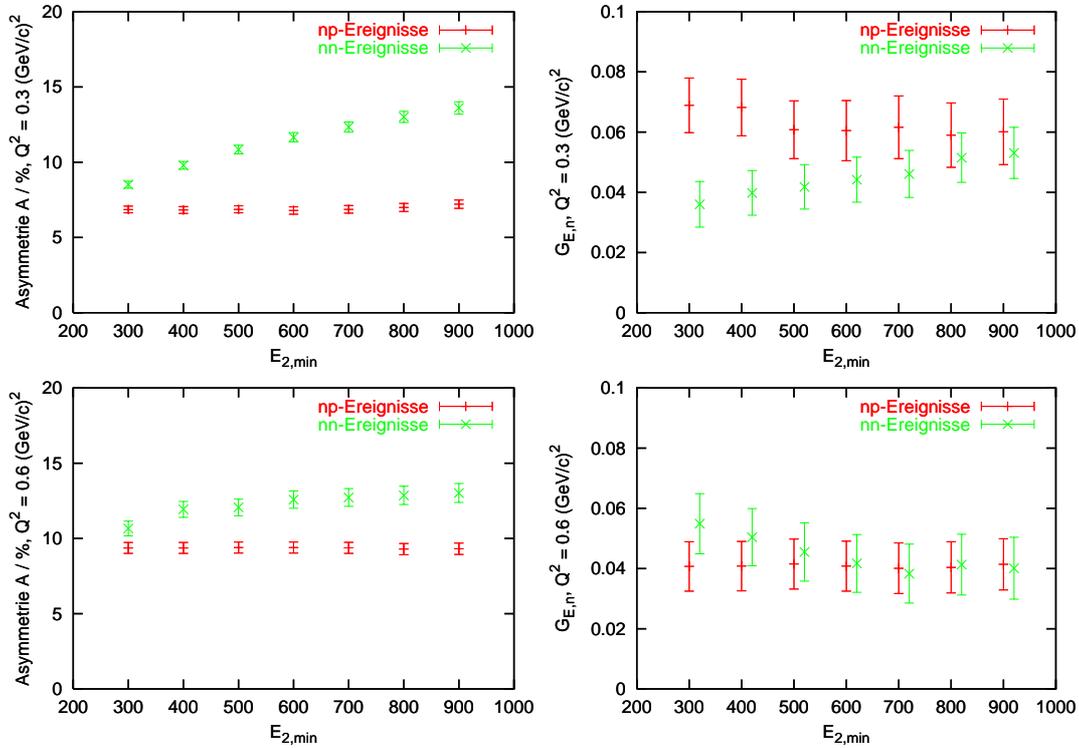


Abbildung 4.13: Amplitude der Asymmetrie  $A$  und  $G_{E,n}$  bei  $Q^2 = 0.3$  und  $0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  in Abhängigkeit von der unteren Schnittgrenze  $E_{2,\text{min}}$ . Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Datenpunkte der  $nn$ -Ereignisse auf der rechten Seite versetzt gezeichnet.

### Schnitt auf Pulshöhen der zweiten Wand:

Die Spektren in Abbildung 4.10 und 4.11 zeigen, dass für  $nn$ -Ereignisse bei kleinen Pulshöhen in der hinteren Wand das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis besonders ungünstig ist. Daher wurde ein Schnitt<sup>5</sup>  $E_2 \geq E_{2,\text{min}}$  zur Auswahl „guter“ Ereignisse angewendet und die Untergrenze schrittweise verschoben. Abbildung 4.13 zeigt, dass der Einfluss auf die  $nn$ -Teilmenge sehr deutlich ist. Zum einen steigt die Asymmetrie mit wachsendem  $E_{2,\text{min}}$  (das in ADC-Kanälen angegeben ist) stark an, was aufgrund der Reduzierung des Untergrunds nicht überrascht. Zum anderen scheint sich der Schnitt aber auch systematisch auf den extrahierten Formfaktor auszuwirken. Dazu ist zu bemerken, dass es nicht unmittelbar einsichtig ist, warum der beigemischte Untergrund die helizitätsabhängige Asymmetrie verfälschen könnte. Wichtig ist jedoch,

<sup>5</sup>Die Variable  $E_2$  bezeichnet hier die in einem einzelnen Szintillator deponierte Energie. Bei  $Q^2 = 0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  hat sie daher für  $np$ -Ereignisse nur begrenzte Aussagekraft.

dass die Population bei hohem  $E_{2,\min}$  offensichtlich stärker mit „echten“ Neutronen angereichert ist und daher einen zuverlässigeren Wert für  $G_{E,n}$  ergibt.<sup>6</sup>

Die Tatsache, dass sich die Verschiebung der Schnittgrenze auf die  $np$ -Ereignisse weniger stark auswirkt, kann dadurch erklärt werden, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen, die auf die Szintillatoren der zweiten Wand treffen, 100% beträgt. Der Untergrund bei niedrigen Energien ist deutlich geringer als im  $nn$ -Kanal, wie man in den Abbildungen 4.10 und 4.11 sieht.

### Korrelation zwischen Neutronstreuwinkeln und Pulshöhen:

Bei einer elastischen Streuung am Proton übertragen die in den Plastiksziintillatoren nachgewiesenen Neutronen winkelabhängig einen durch die Zwei-Körper-Kinematik genau festgelegten Impuls. Nichtrelativistisch ergibt sich für die Rückstoßenergie  $T'_p$  der Protonen

$$T'_p = T_n \sin^2 \Theta'_n . \quad (4.15)$$

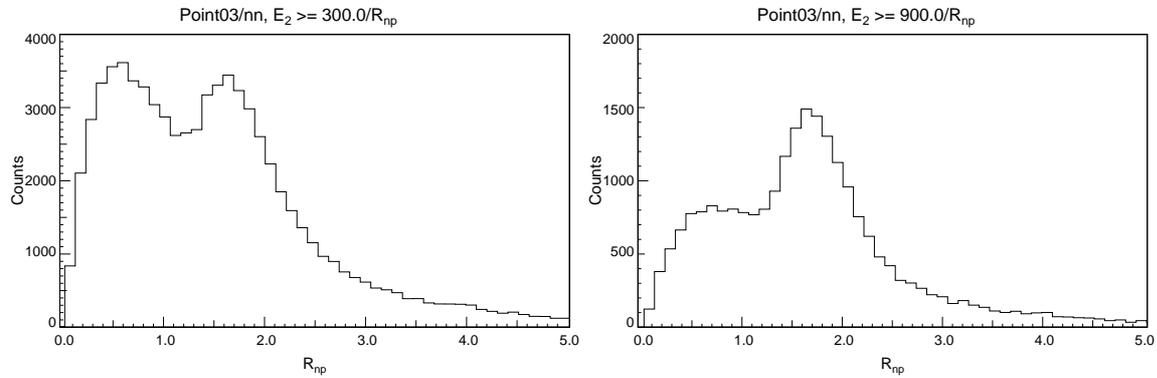


Abbildung 4.14: Gemessenes Verhältnis  $R_{np}$  (Gl. (4.16)) bei  $Q^2 = 0.3$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>. Links: niedrige, rechts: hohe Schnittgrenze  $E_{2,\min}$ .

Die kinetische Energie  $T_n$ , mit der die Neutronen auf die erste Wand treffen, und der Streuwinkel  $\Theta'_n$  in dieser Wand sind aus der Ereignisrekonstruktion bekannt. Für  $T'_p$  gilt dies jedoch nur im Falle der  $nn$ -Ereignisse. Dort tragen die Rückstoßprotonen Energien in der Größenordnung  $< 50$  MeV, so dass sie in der Regel innerhalb eines Szintillators gestoppt werden. Ihre Energiedeposition – und damit die im Photovervielfacher gemessene Pulshöhe – entspricht dann ihrer gesamten kinetischen Energie. Daraus folgt, dass das Verhältnis

$$R_{np} := \frac{T_n \sin^2 \Theta'_n}{T'_p} \quad (4.16)$$

für elastische  $n$ - $p$ -Streuereignisse, bei denen das Neutron auf der zweiten Wand nachgewiesen wird, konstant ist. Ein Schnitt auf diesen charakteristischen Wert kann zur

<sup>6</sup>Es kann allein auf Grundlage dieser Abbildung nicht ausgeschlossen werden, dass es sich um einen rein statistischen Effekt handelt, da die untersuchten Teilmengen nicht unabhängig voneinander sind.

Unterdrückung inelastischer Streuungen (beispielsweise  $^{12}\text{C}(n, pn)$ ) und Diskriminierung von Untergrund verwendet werden. Der günstigste Wertebereich für  $R_{np}$  zur Anreicherung von Ereignissen mit hoher Analysierstärke ergibt sich aus der gemessenen Verteilung. In Abbildung 4.14 ist ein Pik um  $R_{np} \simeq 1.7$  erkennbar, der deutlicher hervortritt, wenn man  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  anhand des im vorangehenden Abschnitt diskutierten Schnitts auf die Pulshöhen der zweiten Wand optimiert.

Für den Absolutwert des Verhältnisses (4.16) würde man im Falle der elastischen Streuung a priori  $R_{np} = 1$  erwarten. Er hängt in der Praxis allerdings von der Energieskala der Photovervielfacher der ersten Wand ab. Mit Hilfe von minimalionisierenden Teilchen wurde sie zu 100 ADC-Kanäle  $\simeq 1$  MeV geeicht. Für niederenergetische Protonen ist die Lichtausbeute jedoch im Vergleich zu ihrem Energieverlust reduziert, da die Ionisationsdichte so groß wird, dass Sättigungseffekte im Plastikszintillator auftreten. Gerade bei  $Q^2 = 0.3$  (GeV/c) $^2$  überrascht es daher nicht, dass der Pik der gemessenen Verteilung deutlich nach rechts verschoben ist. In einer Simulation [39], die die Abhängigkeit der Zahl der Fluoreszenzphotonen von Teilchensorte und -energie berücksichtigt, wird bestätigt, dass um  $R_{np} \simeq 1.7$  das Maximum der Analysierstärke liegt.

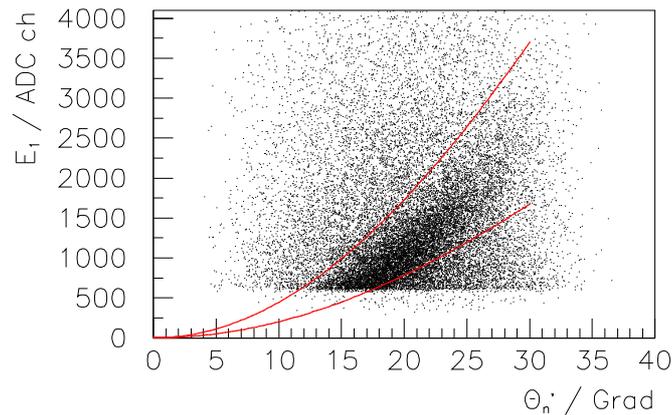


Abbildung 4.15: Pulshöhe  $E_1$  gegen Streuwinkel  $\Theta'_n$  bei  $Q^2 = 0.3$  (GeV/c) $^2$ . Die Linien markieren das Intervall  $1.15 \leq R_{np} \leq 2.55$ .

Die Bedeutung eines Schnitts auf den Pikbereich von  $R_{np}$  wird in Abbildung 4.15 verdeutlicht. Neutronereignisse sind in einem Band in der  $(\Theta'_n, E_1)$ -Ebene konzentriert. Die Grenzen dieser Verteilung verlaufen fließend, werden aber durch die beiden Linien konstanter  $R_{np}$ -Werte angedeutet. Ereignisse in den Bereichen außerhalb dieser Linien werden durch eine Begrenzung auf das entsprechende  $R_{np}$ -Intervall verworfen. Abbildung 4.16 zeigt, dass die gemessenen Asymmetrien deutlich von der Wahl der Schnittgrenzen abhängen. Die niedrigen Amplituden bzw. Zählraten außerhalb des Pikbereichs schlagen sich in großen Fehlerbalken für  $G_{E,n}$  nieder, so dass die Wirkung des Schnitts auf den extrahierten Wert des Formfaktors weniger klar erkennbar als in Abbildung 4.13) ist. Es wird aber bestätigt, dass eine Be-

schränkung auf ein bestimmtes Intervall eine Optimierung von  $A$  und  $\Delta G_{E,n}^{\text{stat}}$  erlaubt. Aufgrund dieser Erkenntnisse wird zur Extraktion des endgültigen  $G_{E,n}$ -Werts auf  $1.15 \leq R_{np} \leq 2.55$  ( $0.7 \leq R_{np} \leq 3.0$ ) bei  $Q^2 = 0.3$  ( $0.6$ )  $(\text{GeV}/c)^2$  geschnitten. Dies gilt allerdings nur für die  $nn$ -Datensätze, da es zur Messung der Rückstoßenergie der Protonen über die Pulshöhen erforderlich ist, dass diese Teilchen in der ersten Szintillatorwand gestoppt werden.

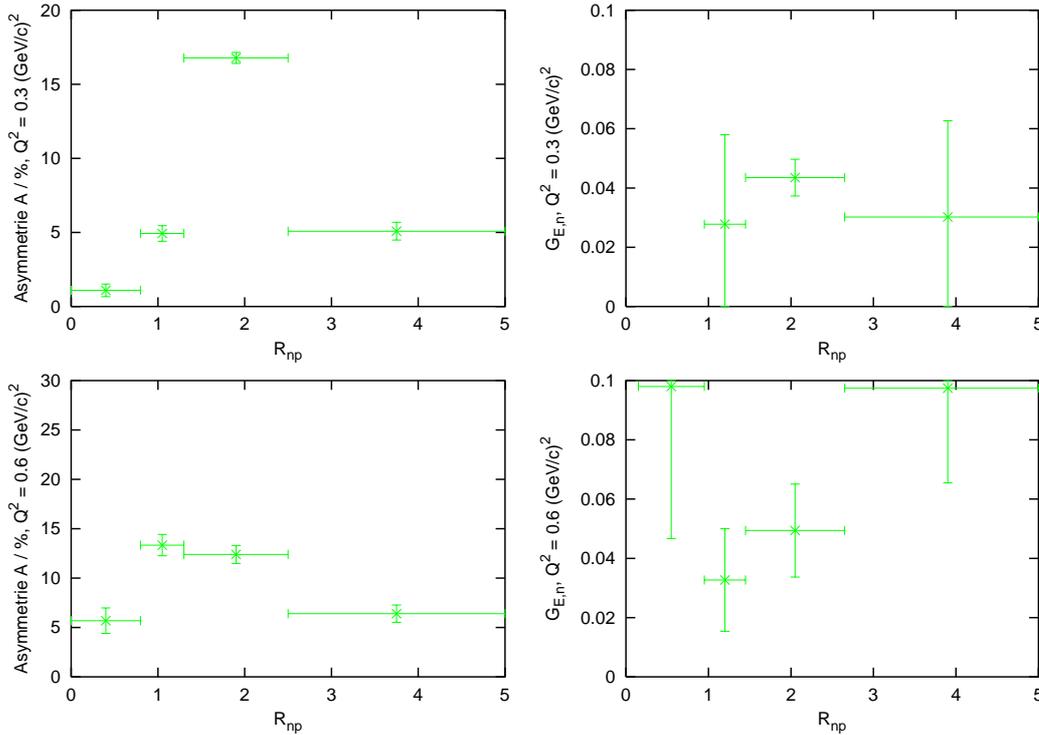


Abbildung 4.16: Amplitude der Asymmetrie  $A$  und  $G_{E,n}$  bei  $Q^2 = 0.3$  und  $0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  in Abhängigkeit von  $R_{np}$ . Die horizontalen Fehlerbalken markieren die Intervalle, über die die  $nn$ -Ereignisse aufsummiert wurden.

Da die Festlegung einer Untergrenze für  $E_{2,\text{min}}$  bei  $Q^2 = 0.3$   $(\text{GeV}/c)^2$  einen großen Einfluss auf den extrahierten Formfaktor hat, wurde untersucht, wie sich dieser Schnitt auf eine bereits mit „guten“ Neutronen angereicherte Datenmenge auswirkt. Dazu wurden die Bedingungen  $1.15 \leq R_{np} \leq 2.25$  und  $E_2 \geq E_{2,\text{min}}$  kombiniert. In Abbildung 4.17 erkennt man, dass die Abhängigkeit von der in der zweiten Wand deponierten Energie bestehen bleibt. Aus Gründen der Übersicht wurden die  $nn$ -Datenpunkte etwas nach rechts versetzt. Die  $G_{E,n}$ -Werte der  $nn$ -Population sind gegenüber denen in Abbildung 4.13 systematisch nach oben verschoben. Die Asymmetrien wachsen gleichzeitig sehr deutlich (Faktor 2) an, und der statistische Fehler wird kleiner, so dass dieser Befund für einen wahrscheinlichen Wert des Formfaktors am oberen Ende des gezeigten Intervalls spricht.

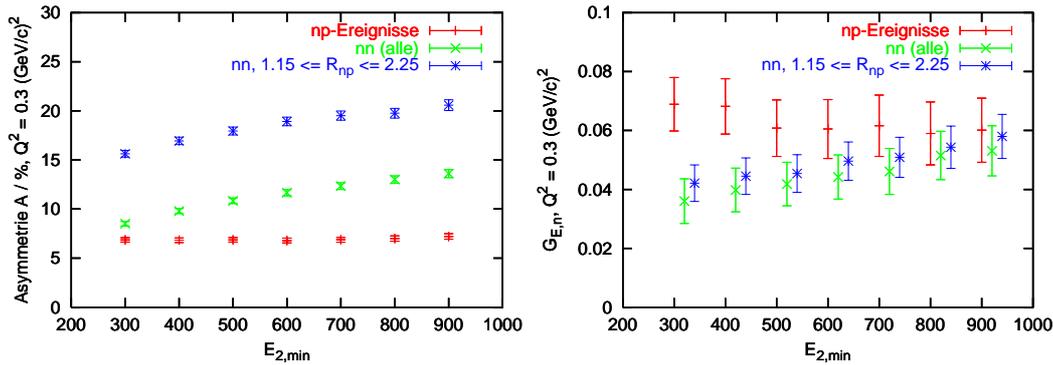


Abbildung 4.17: Amplitude der Asymmetrie  $A$  und  $G_{E,n}$  bei  $Q^2 = 0.3$  in Abhängigkeit von  $E_{2,\min}$  mit zusätzlichem Schnitt auf  $R_{np}$  (vgl. Abb. 4.13).

In Abschnitt 4.8 wird der Fehler, der durch die Abhängigkeit des extrahierten Formfaktors von den Schnittgrenzen verursacht wird, weiter diskutiert. Zunächst soll aber eine andere systematische Fehlerquelle untersucht werden, und zwar polarisierte Protonen, die fälschlich als Neutronen identifiziert werden und die gemessenen Asymmetrien beeinflussen können.

## 4.7 Verbleibender Protonuntergrund

Beim Nachweis der Neutronen in den Plastiksintillatoren des in dieser Arbeit vorgestellten Polarimeters gibt es eine Vielzahl von Untergrundquellen. Dazu zählen Protonen, die in der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{p})n$  freigesetzt werden. Sie können, falls sie Neutron-Triggersignale auslösen, die gemessene Asymmetrie – und damit den extrahierten Wert für  $G_{E,n}$  – systematisch verschieben, da ihre Polarisation von der Helizität des Elektronstrahls abhängt. Das Vorzeichen dieser Proton-Asymmetrie ist dem der Neutronen wegen des umgekehrten magnetischen Moments entgegengesetzt. Da der elektrische Formfaktor des Protons den des Neutrons um etwa eine Größenordnung übertrifft, ist der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt (2.8) dieses Kanals deutlich größer als der von  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$ . Kinematisch gibt es zwischen den beiden Fällen keine Unterschiede, da die Massen der Targetteilchen praktisch gleich sind, so dass eine Separation anhand der Koinzidenzzeit nicht möglich ist. Daher können diese Protonen auf zwei Arten zu Untergrundsignalen führen, die im folgenden diskutiert werden.

Zum einen ist es denkbar, dass Protonen direkt auf die erste Wand gelangen. Die spaltenweise Antikoinzidenz der Veto- und Neutrondetektoren sollte zwar verhindern, dass geladene Teilchen ein Triggersignal auslösen. Dennoch ist es möglich, dass in der aufgezeichneten Datenmenge solche Protonen vorhanden sind, beispielsweise dann, wenn diese nicht genau aus Richtung des Targets kommen oder wenn gleichzeitig an anderer Stelle der ersten Wand ein „echtes“ Ereignis registriert wird. Eine ge-

ringe Ineffizienz ( $\sim 1\%$ ) der Vetodetektoren (beispielsweise aufgrund der gewählten Diskriminatorschwellen) kann überdies zu einer deutlichen Beimischung ( $\sim 10\%$ ) geladener Teilchen führen, da für diese die Nachweiseffizienz der Neutronenzähler  $100\%$ , für Neutronen dagegen nur circa  $15\%$  beträgt. Durch Einbeziehung benachbarter Vetodetektoren wird in der Datenanalyse ein großer Teil der verbleibenden Protonen erkannt und herausgefiltert.

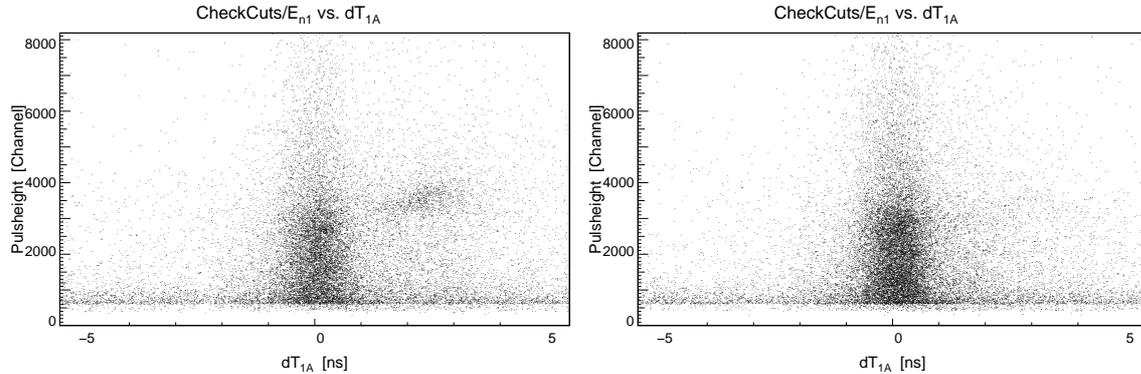


Abbildung 4.18: Protonen, die bei  $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$  verzögert auf die erste Wand treffen. Links:  $I_M = 0 \text{ A}$ , rechts:  $I_M = 400 \text{ A}$ .

Die in der Öffnung des Spindrehmagneten errichtete, 5 cm dicke Bleiabschirmung bietet je nach Kinematik zwar keinen perfekten Schutz, absorbiert aber zumindest einen Teil der kinetischen Energie der Protonen. Bei  $Q^2 = 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$  ( $T_p = 160 \text{ MeV}$ ) beträgt die mittlere Reichweite in Blei circa 3 cm. Dort werden also praktisch alle Teilchen gestoppt. Bei  $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$  ( $T_p = 320 \text{ MeV}$ ) verlieren die Protonen rund 100 MeV, was über die Distanz von 3 m zwischen Absorber und erster Wand einer Verzögerung von rund 2 ns entspricht. Man erkennt sie in den Spektren 4.18, in denen die Pulshöhe gegen die korrigierte Flugzeit  $\Delta T_{1,A}$  aufgetragen ist, in einem Gebiet rechts vom Pikkbereich. Hier wird auch deutlich, dass die Untergrundbelastung durch das Magnetfeld beeinflusst wird, denn bei maximalem Spulenstrom verschwinden diese Ereignisse fast.

Eigentlich sollten die Protonen von den Vetozahlern herausgefiltert werden. Die bisher geschilderten Schnitte erweisen sich jedoch nicht als ausreichend, da die Flugzeitinformation für diese Ereignisse unvollständig ist. Ein möglicher Grund dafür liegt in Totzeiteffekten, die auf die hohen Einzelraten zurückzuführen sind. Die Veto-ADCs zeigen aber zum Teil hohe Energiedepositionen an. Daher bleibt die Möglichkeit, diese geladenen Teilchen durch den in Abschnitt 4.1 erwähnten Schnitt auf die Variable „minADC“ zu eliminieren, was in der Datenanalyse bei  $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$  umgesetzt wurde. Dort wurde auch eine Obergrenze für die Summe der in benachbarten bzw. hintereinanderliegenden Szintillatoren der ersten Wand gemessenen Pulshöhen festgelegt, denn ein Proton, das durch zwei ganze Lagen hindurchfliegt, deponiert mehr Energie als ein Rückstoßproton, das irgendwo in einem der Detektoren erzeugt wird.

Die zweite Sorte von Untergrundereignissen, die durch Protonen verursacht werden, hat ihren Ursprung in der Bleiabschirmung. Dort kann es zu  $p$ - $n$ -Ladungsaustausch kommen, so dass Neutronen in der Szintillatorwand nachgewiesen werden, die nicht aus dem Deuteriumtarget stammen. Da sie a priori nicht von den Neutronen aus der quasielastischen Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  zu unterscheiden sind, ist eine Abtrennung durch Schnitte nicht möglich. Stattdessen wurde in dieser Arbeit versucht, den Anteil solcher Ereignisse an der Gesamtpopulation sowie daraus resultierende falsche Asymmetrien durch Kontrollmessungen an einem  $\text{LH}_2$ -Target abzuschätzen. Für jede Kinematik wurden gesonderte Daten genommen, ohne den Aufbau des  $G_{E,n}$ -Experiments zu verändern. Diese jeweils einige Tage dauernden Strahlzeiten sind in Tabelle A.1 in Anhang A mit dem Namen „Proton“ markiert.

Die  $\text{LH}_2$ -Daten wurden auf die gleiche Art und Weise analysiert wie die am  $\text{LD}_2$ -Target genommenen. Insbesondere wurden sämtliche Schnitte beibehalten, um festzustellen, wieviele der Proton-Streueignisse in der Menge der als gut identifizierten Neutronen verbleiben. Dabei wurde die Zahl  $N_p$  der in den „Proton“-Proben akzeptierten Teilchen auf die Luminosität der  $\text{LD}_2$ -Daten normiert. Je nach Kinematik und Teilmenge liegt der Untergrundanteil zwischen 0.3% und 1.1% (Tabelle 4.2). Bei  $0.6 \text{ (GeV}/c)^2$  ist er erwartungsgemäß höher als bei  $0.3 \text{ (GeV}/c)^2$ , da die Protonen aufgrund ihrer größeren kinetischen Energie auch nach einigen Zentimetern Weglänge in der Bleiabschirmung noch eine  $p$ - $n$ -Konversion durchlaufen können, bei der die freiwerdenden Neutronen innerhalb des Koinzidenzzeitfensters auf die erste Szintillatorwand gelangen.

$Q^2 / (\text{GeV}/c)^2$	Probe	$N_n$	$N_p \cdot L_n / L_p$	Anteil	$\Delta(\mathcal{P}^x / \mathcal{P}^z)$	$\Delta G_{E,n}$
0.3	$nn$	114000	580	0.5%	-0.0053	-0.0017
0.3	$np$	570000	1580	0.3%	-0.0033	-0.0010
0.6	$nn$	55000	300	0.5%	-0.0035	-0.0010
0.6	$np$	316000	3500	1.1% <sup>7</sup>	-0.0077	-0.0023

Tabelle 4.2: Verbleibender Protonuntergrund in den vier Teilmengen, gemessen am  $\text{LH}_2$ -Target.

Es ist nicht bekannt, welchen Anteil ladungskonvertierte Protonen aus der Reaktion  $H(\vec{e}, e'\vec{p})$  an dem in Tabelle 4.2 aufgeführten Untergrund tatsächlich haben. Da sie eine helizitätsabhängige Polarisierung tragen, kann man aber davon ausgehen, dass ihr Einfluss auf den Nulldurchgang der Neutron-Asymmetrie unter allen Kanälen am größten ist. Daher wird für die folgende konservative Abschätzung angenommen, dass sämtliche Untergrundereignisse so polarisiert sind, wie man es nach der ACG-Gleichung (2.23) für elastisch gestreute Protonen erwarten würde. Nähert man die Formfaktoren durch die Dipolformel (2.10) an, so erhält man die Polarisierung

<sup>7</sup>Bei  $0.6 \text{ (GeV}/c)^2$  ( $np$ ) wurde eine recht deutliche Abhängigkeit vom Feld des Spindrehmagneten festgestellt. Der Untergrundanteil schwankt dort je nach Spulenstrom zwischen 0.5% und 3.0%.

tionsverhältnisse  $(\mathcal{P}^x/\mathcal{P}^z)_p = -1.07 (-0.69)$  bei  $0.3 (0.6) (\text{GeV}/c)^2$ . Das Vorzeichen ist im Vergleich zum Neutron dem magnetischen Moment entsprechend umgedreht, woraus folgt, dass verbleibende Protonen den gemessenen Nulldurchgang systematisch zu negativen Präzessionswinkeln hin verschieben. Geht man davon aus, dass diese Verschiebung zum Untergrundanteil proportional ist, so kann man daraus direkt den zu erwartenden Fehler in  $G_{E,n}$  berechnen (die beiden rechten Spalten von Tabelle 4.2). Er liegt in der Größenordnung der anderen Quellen systematischer Unsicherheiten, wie im folgenden Abschnitt deutlich wird.

## 4.8 Ergebnisse und systematische Fehler

In Abschnitt 4.6 ist deutlich geworden, dass der aus den  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$ -Daten extrahierte Wert für den elektrischen Formfaktor des Neutrons innerhalb gewisser Grenzen von den gewählten Schnitten, beispielsweise auf die Energiedeposition in der zweiten Wand, abhängt. Um sich in einem solchen Fall auf ein Ergebnis festzulegen, sind verschiedene Ansätze denkbar:

- Die Drift kann im Extremfall rein statistische Ursachen haben. Daher könnte man argumentieren, dass die größtmögliche Population die kleinste Unsicherheit birgt. Dies gilt aber nicht, wenn durch den Schnitt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verändert wird, was der Regelfall ist.
- Ist bei kontinuierlicher Variation der Schnittgrenzen in einem bestimmten Intervall erkennbar, dass die Beziehung zwischen  $G_{E,n}$  und dem jeweiligen Parameter abflacht, so spricht dies dafür, das Ergebnis aus dem Plateaubereich zu wählen. In Abbildung 4.13 ist dies beispielsweise für die  $nn$ -Ereignisse bei  $0.6 (\text{GeV}/c)^2$  erkennbar. Man kann dort davon ausgehen, dass bei niedriger Schnittgrenze mehr Untergrund vorhanden ist, der das Ergebnis verfälscht.
- Die gezeigten Schnitte dienen der Anreicherung der effektiven Analysierstärke bzw. der Minimierung des statistischen Fehlers. Ist eine Optimierung eines dieser beiden Parameter möglich, so sollten die Schnittgrenzen dementsprechend gesetzt werden.
- Anhand der Pulshöhen- und Flugzeitspektren sollte ersichtlich sein, dass jeder Schnitt tatsächlich zur Trennung von Neutronen und Untergrundereignissen beiträgt.

Eine zusätzliche Komplikation entsteht dadurch, dass die Parameter  $R_{np}$ ,  $E_{2,\min}$  und  $\text{ToF}_{12}$  korreliert sind. Eine Einschränkung einer dieser Größen führt zu deutlichen Verschiebungen in den Spektren der jeweils anderen. Letzten Endes bleibt daher nur die Möglichkeit, sich anhand von Modellrechnungen (im Falle von  $R_{np}$ ) und der in Abschnitt 4.6 gezeigten Grafiken auf geeignet erscheinende Werte festzulegen. Bei der Präparation der im folgenden vorgestellten Ergebnisse geschieht dies gemäß Tabelle 4.3.

Zur Festlegung der Intervallgrenzen für den Parameter  $R_{np}$  wurden in Abschnitt 4.6 bereits Erläuterungen gegeben. Die Auswahl für  $E_{2,\min}$  lässt sich wie folgt rechlertigen:

- Aus den Abbildungen 4.10 und 4.11 ist ersichtlich, dass der Untergrundanteil bei Pulshöhen  $E_2 < 500$  im Falle der  $nn$ -Ereignisse besonders hoch ist. Daher wurde dieser Wert bei  $0.3 \text{ (GeV/c)}^2$  als Untergrenze gewählt.
- Bei  $0.3 \text{ (GeV/c)}^2$  wächst die gemessene Asymmetrie bei steigendem  $E_{2,\min}$  stark an, was darauf hindeutet, dass dadurch „echte“ Neutronen ausgewählt werden. Daher erscheint es hier gerechtfertigt, diese Untergrenze bei Kanal 800 anzusetzen. Der deutliche Einfluss auf den Messwert für  $G_{E,n}$  wird bei der Diskussion der systematischen Fehler berücksichtigt.
- Auf die  $np$ -Teilmenge bei  $0.6 \text{ (GeV/c)}^2$  hat der Schnitt auf  $E_{2,\min}$  keinen erkennbaren Einfluss. Um die Zahl der akzeptierten Ereignisse nicht unnötig zu reduzieren, wird die Grenze niedrig angesetzt (Kanal 300). Bei  $0.3 \text{ (GeV/c)}^2$  lässt das Spektrum (Abbildung 4.10) nicht eindeutig darauf schließen, dass ein Abschneiden bei höheren Energien den Untergrundanteil merklich verringert. Dennoch gibt es bei  $E_2 < 500$  offenbar Ereignisse, die den extrahierten  $G_{E,n}$ -Wert systematisch nach oben verschieben. Letzterer bleibt oberhalb dieser Schwelle stabil, weshalb für die Berechnung des endgültigen Werts  $E_{2,\min} = 500$  gewählt wurde.

Die Empfindlichkeit des Ergebnisses bei  $Q^2 = 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$  auf die Schnittgrenze  $E_{2,\min}$  ist noch nicht völlig verstanden. Die Datenpunkte in Abbildung 4.17 zeigen, dass der wahrscheinlichste Wert für den elektrischen Formfaktor um 0.06 liegt. Die parameterabhängigen Abweichungen der  $nn$ - und  $np$ -Ereignisse zu kleineren bzw. größeren Werten können sowohl statistischer als auch systematischer Natur sein. Vorläufig sollen sie in Form eines systematischen Fehlers von  $\Delta G_{E,n}^{\text{sys}} = \pm 0.005$  in das Endresultat einfließen.

$Q^2 / \text{(GeV/c)}^2$	Probe	Schnittdefinitionen
0.3	$nn$	$E_{2,\min} = 800.0, 1.15 \leq R_{np} \leq 2.55,$ $16.5 \text{ ns} \leq \text{ToF}_{12} \leq 41.3 \text{ ns}$
0.3	$np$	$E_{2,\min} = 500.0, (0.0 \leq R_{np} \leq 10.0)^8$ $16.5 \text{ ns} \leq \text{ToF}_{12} \leq 41.3 \text{ ns}$
0.6	$nn$	$E_{2,\min} = 500.0, 0.7 \leq R_{np} \leq 3.0,$ $12.0 \text{ ns} \leq \text{ToF}_{12} \leq 21.0 \text{ ns}$
0.6	$np$	$E_{2,\min} = 300.0, (0.0 \leq R_{np} \leq 20.0)^8$ $12.0 \text{ ns} \leq \text{ToF}_{12} \leq 21.0 \text{ ns}$

Tabelle 4.3: Festlegung der Schnitte für die endgültige Extraktion von  $G_{E,n}$ .

<sup>8</sup>Die eingeklammerten Schnitte haben in der Praxis keine Bedeutung, da die jeweiligen Parameter bereits aufgrund anderer Randbedingungen eingeschränkt sind.

Bei  $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$  ist eine Auswirkung der Schnittdefinition auf  $G_{E,n}$  auf das untere Ende der  $E_{2,\min}$ -Achse (Abbildung 4.13) beschränkt und nur bei  $nn$ -Ereignissen erkennbar. Da die Limitierung des  $R_{np}$ -Intervalls aber möglicherweise einen systematischen Einfluss auf den extrahierten Formfaktor hat, was aus Abbildung 4.16 nicht eindeutig feststellbar ist, wird vorläufig ein Fehler der gleichen Größe wie beim niedrigeren Impulsübertrag angenommen.

Die Resultate, die sich aus den Definitionen der Tabelle 4.3 für den elektrischen Formfaktor des Neutrons ergeben, sind für die vier Teilpopulationen in Tabelle 4.4 zusammengestellt. Die Fehler in  $Q^2$  sind die  $\sigma$ -Breiten der entsprechenden Verteilungen. In Abbildung 4.19 sind die dazugehörigen Asymmetrien über dem Spinpräzessionswinkel  $\chi$  sowie die daran angepasste Sinusfunktion aufgetragen.

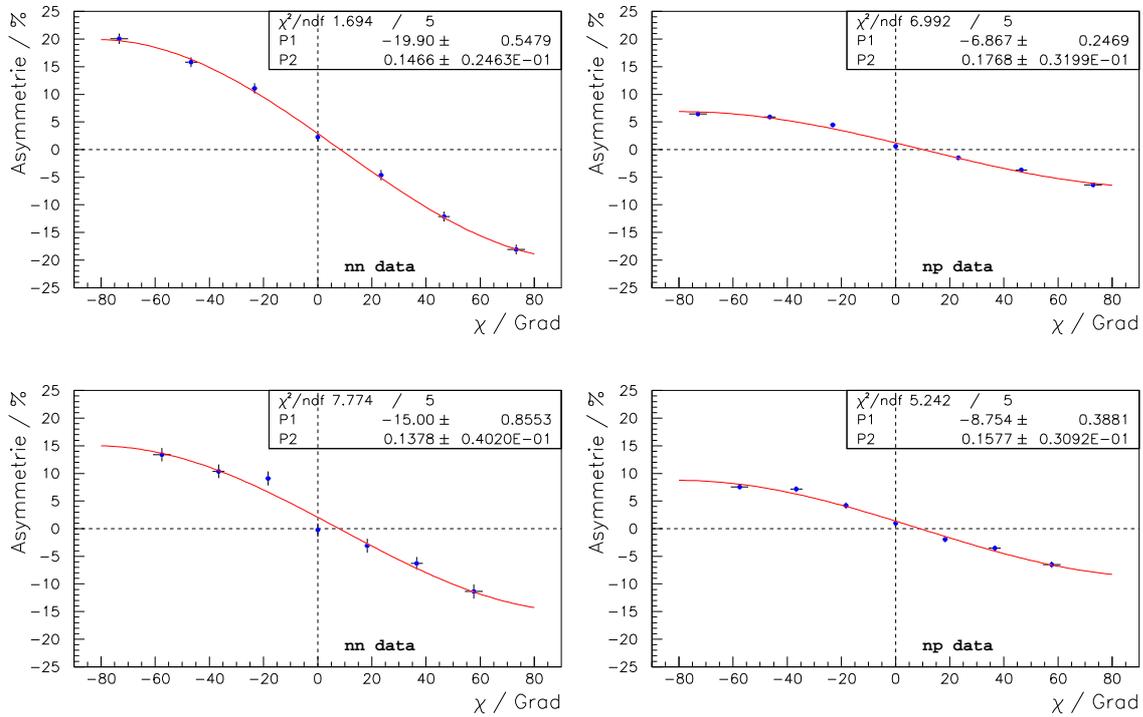


Abbildung 4.19: Anpassung des Nulldurchgangs bei  $Q^2 = 0.3$  (oben) und  $0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ . Links sind  $nn$ -, rechts  $np$ -Ereignisse gezeigt.

$Q^2 / \text{(GeV/c)}^2$	Probe	$N$	$A/\%$	$G_{E,n} \pm \Delta G_{E,n}^{\text{stat}}$
$0.296 \pm 0.020$	$nn$	114000	$19.9 \pm 0.6$	$0.0520 \pm 0.0077$
$0.296 \pm 0.020$	$np$	570000	$6.9 \pm 0.2$	$0.0606 \pm 0.0100$
$0.589 \pm 0.032$	$nn$	55000	$15.0 \pm 0.9$	$0.0432 \pm 0.0119$
$0.590 \pm 0.032$	$np$	316000	$8.8 \pm 0.4$	$0.0491 \pm 0.0092$

Tabelle 4.4: Ergebnisse für  $G_{E,n}$  aus den vier Teilproben.  $N$  ist die Zahl der nach allen Schnitten verbleibenden Ereignisse.

Um zu verdeutlichen, welchen Anteil die Korrekturen der Kernbindungseffekte an den Endergebnissen haben, sind diese in Tabelle 4.6 noch einmal getrennt aufgelistet. Der jeweils erste  $G_{E,n}$ -Wert entspricht dem Nulldurchgang der Asymmetrie, der über

$$\frac{\Delta\chi_0}{\chi_0} = \frac{\Delta G_{E,n}^{\text{stat}}}{G_{E,n}} \quad (4.17)$$

auch den relativen statistischen Fehler bestimmt. Dann werden zunächst die kinematischen Korrekturen aufgrund des Fermiimpulses, und zuletzt die der Endzustandswechselwirkung angebracht. Letztere berechnet sich aus den tabellierten Polarisationen  $\vec{P}_{\text{Born}}, \vec{P}_{\text{FSI}}$ , die ihrerseits via  $\mathcal{P}^x \sim G_{E,n}$  vom elektrischen Formfaktor des Neutrons abhängen. Um den Einfluss der verwendeten Parametrisierung auf das Endergebnis zu bestimmen, wurde die Datenanalyse im Rahmen dieser Arbeit mit drei verschiedenen  $G_{E,n}$ -Werten durchgeführt (Tabelle 4.5). Ausgangspunkt war die Galster-Parametrisierung (2.15); zusätzlich wurden aber auch um  $\pm 20\%$  veränderte Startwerte zur Berechnung von  $\Delta R_{\mathcal{P}}$  erprobt. In diesem Intervall variiert die Korrektur bei 0.3 (0.6)  $(\text{GeV}/c)^2$  um  $\pm 5.7\%$  (9.0%) relativ zu derjenigen mit  $G_{E,n} = G_{E,n}^G$ . Da die tatsächlich gemessenen Formfaktoren um deutlich weniger als 20% vom Galster-Wert abweichen, kann man davon ausgehen, dass der resultierende Fehler gegenüber dem der Binnierung nicht ins Gewicht fällt und somit zum systematischen Fehler von  $G_{E,n}$  weit unter 1% beiträgt.

$Q^2 / (\text{GeV}/c)^2$	Probe	$G_{E,n}^G$	$\Delta R_{\mathcal{P}}$ ( $G_{E,n}^G \cdot 0.8$ )	$\Delta R_{\mathcal{P}}$ ( $G_{E,n}^G \cdot 1.0$ )	$\Delta R_{\mathcal{P}}$ ( $G_{E,n}^G \cdot 1.2$ )
0.296	<i>nn</i>	0.0544	0.02193	0.02322	0.02464
0.296	<i>np</i>	0.0544	0.02524	0.02648	0.02788
0.589	<i>nn</i>	0.0493	0.00909	0.01004	0.01091
0.590	<i>np</i>	0.0493	0.00941	0.01032	0.01124

Tabelle 4.5: Berechnete Korrekturterme  $\Delta R_{\mathcal{P}}$  bei Variation des verwendeten Startwerts für  $G_{E,n}$ ; der obere Index  $G$  bezeichnet die Galster-Parametrisierung (2.15).

$Q^2 / (\text{GeV}/c)^2$	Probe	$G_{E,n}$ (unkorr.)	$G_{E,n}$ (kin. korr.)	$G_{E,n}$ (FSI-korr.)
$0.296 \pm 0.020$	<i>nn</i>	$0.0458 \pm 0.0077$	0.0448	0.0520
$0.296 \pm 0.020$	<i>np</i>	$0.0554 \pm 0.0100$	0.0523	0.0606
$0.589 \pm 0.032$	<i>nn</i>	$0.0407 \pm 0.0119$	0.0402	0.0432
$0.590 \pm 0.032$	<i>np</i>	$0.0467 \pm 0.0092$	0.0461	0.0491

Tabelle 4.6: Korrekturen der Kernbindungseffekte für die vier  $G_{E,n}$ -Werte.

In Abschnitt 4.4 wurde bereits erläutert, dass die Differenz  $\Delta R_{\mathcal{P}}$  aufgrund der Binnierung in den Variablen  $E'_e$  und  $\vartheta_e$  einen relativen Fehler in der Größenordnung 9% besitzt. Eine Reihe weiterer systematischer Fehlerquellen wurden in den

vorangegangenen Abschnitten bereits diskutiert. Wie groß ihr Anteil am Gesamtfehler von  $G_{E,n}$  ist, geht aus Tabelle 4.7 hervor. Für den Fehler im Präzessionswinkel  $\chi$  gibt es zwei unabhängige Quellen. Zum einen hat das Feldintegral eine relative Unsicherheit von circa 2%, was linear in  $\Delta\chi$  eingeht. Zum anderen ist es denkbar, dass die Flugzeit der Neutronen durch Ungenauigkeiten in der Kalibration systematisch zu groß oder zu klein gemessen wird. Dies schlägt sich über  $\beta_n$  auch in den berechneten Präzessionswinkeln nieder. Nimmt man für  $\Delta t_1 = 1$  ns an, so führt dies zu  $\Delta\chi/\chi \simeq 2.5\%$ . Aus quadratischer Addition der beiden Beiträge folgt ein Gesamtfehler von rund 3% in  $\chi$ , der im gleichen Umfang in  $G_{E,n}$  eingeht.

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen des hier vorgestellten Experiments bildet im Prinzip eine weitere systematische Fehlerquelle. Dazu gibt es eine Reihe verschiedener Beiträge, die sich aber alle als sehr klein erweisen:

- Der Viererimpulsübertrag wird aus der Energie und den Winkeln des gestreuten Elektrons berechnet. Geht man davon aus, dass eine mögliche systematische Ablage die Impuls- bzw. Winkelauflösung von Spektrometer A nicht übersteigt, so wird  $Q^2$  bis auf einen relativen Fehler in der Größenordnung  $10^{-3}$  genau bestimmt. Mögliche Auswirkungen auf  $G_{E,n}$  über das Produkt  $G_{M,n}(Q^2) \cdot F(Q^2)$  sind verschwindend gering.
- Entsprechendes gilt für die  $\vec{q}$ -Richtung, die zur Rekonstruktion der Winkel  $\vartheta_{nq}$  und  $\Phi_R$  benötigt wird. Der Einfluss des Fehlers  $\Delta\vartheta_q \simeq 3$  mrad auf die Korrektur der Kernbindungseffekte ist gering.
- Positionierungsfehler in Teilen des Neutronpolarimeters führen zu Unsicherheiten in den Azimutwinkeln  $\Phi'_n$  und damit in den Amplituden  $A$  der Asymmetrien. Solange letztere keine helizitätsunabhängigen Anteile haben, werden sie lediglich um konstante Faktoren gedehnt oder gestaucht, so dass die Lage des Nulldurchgangs  $\chi_0$  unberührt bleibt.

Die Situation ist hier völlig anders als im früheren Mainzer Experiment der A3-Kollaboration [65, 66], wo ein Bleikristallkalorimeter zum Nachweis der Elektronen eingesetzt wurde. Der Hauptbeitrag zum systematischen Fehler wurde dort durch die Absolutmessung der Neutronflugzeit verursacht. In der vorliegenden Arbeit wird diese Flugzeit nicht zur eigentlichen Rekonstruktion der Kinematik, sondern lediglich zur Definition von zusätzlichen Schnitten verwendet. Aus den genannten Gründen ist nicht damit zu rechnen, dass durch Unsicherheiten in der Impuls- und Winkelmessung systematische Fehler auftreten, die nicht bereits in den zuvor genannten (Tabelle 4.7) enthalten sind.

Da die Ergebnisse der  $nn$ - und  $np$ -Datensätze innerhalb ihrer Fehler miteinander kompatibel sind, erscheint es gerechtfertigt, sie zu einem Messwert für den elektrischen Formfaktor des Neutrons zu kombinieren. Bei den beiden in der vorliegenden Arbeit ausgewerteten Kinematiken erhält man

Fehlerquelle	$\Delta G_{E,n}/G_{E,n}$	$\Delta G_{E,n}^{\text{systr}}$
Kernbindungskorrektur (Binnierung)	1.0%	$\pm 0.0006$
Nukleon-Nukleon-Potential	1.0%	$\pm 0.0006$
Präzessionswinkel $\chi$	3.0%	$\pm 0.0017$
$G_{M,n}$	1.1%	$\pm 0.0006$
$F \cdot G_{M,n}$	0.9%	$\pm 0.0005$
Verschiebung der Schnittgrenzen	9.1%	$\pm 0.0050$
verbleibender Proton-Untergrund	2.5%	$-0.0014$
Gesamt	10.1%	$+0.0054$ $-0.0056$
Fehlerquelle	$\Delta G_{E,n}/G_{E,n}$	$\Delta G_{E,n}^{\text{systr}}$
Kernbindungskorrektur (Binnierung)	0.5%	$\pm 0.0002$
Nukleon-Nukleon-Potential	0.5%	$\pm 0.0002$
Präzessionswinkel $\chi$	3.0%	$\pm 0.0014$
$G_{M,n}$	1.1%	$\pm 0.0005$
$F \cdot G_{M,n}$	0.9%	$\pm 0.0004$
Verschiebung der Schnittgrenzen	10.7%	$\pm 0.0050$
verbleibender Proton-Untergrund	3.7%	$-0.0017$
Gesamt	11.8%	$+0.0052$ $-0.0055$

Tabelle 4.7: Systematische Fehlerquellen in der Bestimmung von  $G_{E,n}$  bei  $Q^2 = 0.3$  (oben) und  $0.6$  (GeV/c) $^2$ .

$$\begin{aligned}
Q^2 = 0.30 \text{ (GeV/c)}^2 & : G_{E,n} = 0.0552 \pm 0.0061 \text{ (stat)}_{-0.0056}^{+0.0054} \text{ (syst)} \\
Q^2 = 0.59 \text{ (GeV/c)}^2 & : G_{E,n} = 0.0469 \pm 0.0073 \text{ (stat)}_{-0.0055}^{+0.0052} \text{ (syst)} .
\end{aligned} \tag{4.18}$$

Diese Werte sind in Abbildung 4.20 zusammen mit den veröffentlichten Daten aus Doppelpolarisationsexperimenten (s. Abb. 2.2) dargestellt. Ein weiterer Punkt wird bei  $Q^2 = 0.8$  (GeV/c) $^2$  gezeigt, der ebenfalls im hier vorgestellten Experiment gemessen wurde [39]. Im folgenden werden diese Ergebnisse diskutiert.

## 4.9 Diskussion der Ergebnisse

Die neu gewonnenen Datenpunkte sind mit den bisher vorhandenen Welt Daten verträglich. Die von Galster im Jahre 1971 vorgeschlagene Parametrisierung (2.15) beschreibt die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $G_{E,n}$  gut, was angesichts der Modellabhängigkeit der damals verfügbaren Resultate allerdings als zufällige Übereinstimmung gewertet werden muss. Berechnet man daraus über eine Fourier-Transformation die radiale Ladungsverteilung des Neutrons (genauer gesagt, die mit  $r^2$  gewichtete Ladungsdichte  $\rho(r)$ ), so findet man ein positives Maximum bei einem Abstand von etwa 0.3 fm, gefolgt von einem negativen Minimum bei 1.1 fm (Abbildung 4.21). Das Neutron ist

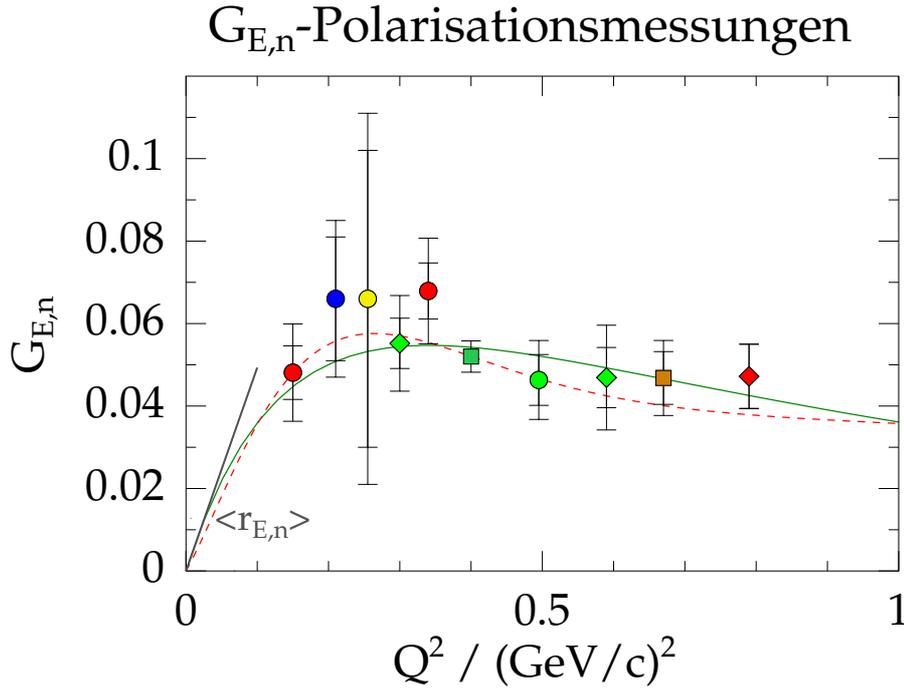


Abbildung 4.20: Ergebnisse für  $G_{E,n}$  bei  $Q^2 = 0.3$  und  $0.6 (\text{GeV}/c)^2$  (grüne Karos). Gezeigt ist auch der im gleichen Experiment extrahierte Wert bei  $0.8 (\text{GeV}/c)^2$  [39] (rotes Karo, nur mit statistischen Fehlern). Die durchgezogene Linie entspricht der Galster-Parametrisierung (2.15), die gestrichelte Kurve ist aus [91] (siehe Text).

demzufolge im Inneren nicht elektrisch neutral, da die positiven Ladungen um den Mittelpunkt und die negativen weiter außen konzentriert sind. Dieses Ergebnis ist qualitativ unabhängig von der Wahl der Parametrisierung für  $G_{E,n}$ , die lediglich die Zahl und Lage der Extrema beeinflusst.

Die Gleichung (2.15) hat keine tiefere theoretische Grundlage; sie bietet lediglich eine einfache Möglichkeit, den  $Q^2$ -Verlauf von  $G_{E,n}$  mit einem einzigen Parameter  $p$  annähernd zu beschreiben. In [91] wird eine alternative Parametrisierung vorgeschlagen, die die „weiche“ Dipolform (2.10) mit einem lokal begrenzten „Buckel“ (Gauss-Kurve) kombiniert,

$$G_N(Q^2) = G_D(Q^2) + a_G Q^2 \cdot G_G(Q^2). \quad (4.19)$$

Sie führt zu einer besseren Anpassung an die Weltdaten (die gestrichelte Kurve in Abbildung 4.20), was auf den ersten Blick nicht überrascht, da sie mehr Freiheitsgrade besitzt. Darüber hinaus konnten die Autoren aber zeigen, dass sich dieser phänomenologische Ansatz zur Beschreibung aller elastischen Nukleonformfaktoren  $G_{E/M,p}$ ,  $G_{E/M,n}$  eignet und dass die Lage des „Buckels“ in allen Fällen übereinstimmt. Eine Fourier-Transformation verdeutlicht für das Beispiel  $G_{E,n}$ , dass Glei-

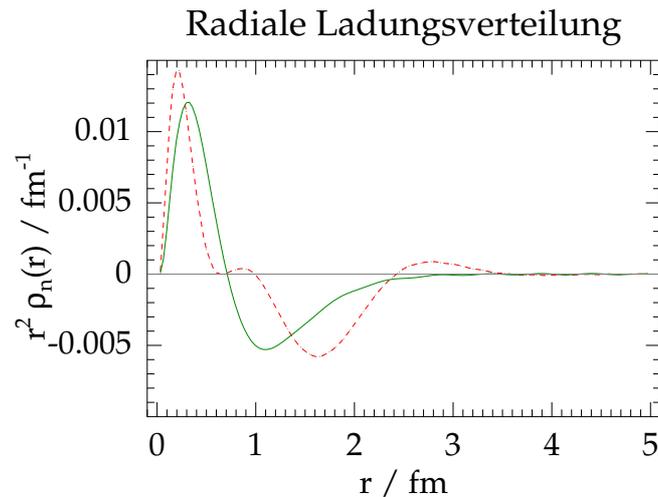


Abbildung 4.21: Radiale Ladungsverteilung des Neutrons (nach [91]). Die Kodierung der Linien entspricht der in Abbildung 4.20.

chung (4.19) einer Ladungsverteilung entspricht, deren positive und negative Anteile stärker voneinander abgegrenzt sind als im Galster-Fall (Abbildung 4.21). Diese überraschenden experimentellen Befunde motivieren ein statisches Modell, das auf Isospinvarianz basiert und Proton und Neutron als eine Summe aus „nacktem“ Nukleon und dem jeweiligen Gegenpart, der von einer Pionwolke umgeben ist, darstellt.

## 4.10 Ausblick

Präzise Messwerte des elektrischen Formfaktors des Neutrons sind – trotz jahrzehntelanger experimenteller Bemühungen – immer noch rar. Der apparative Aufwand ist sehr hoch, und nur wenige Labors weltweit (MAMI, TJNAF) verfügen überhaupt über die Infrastruktur, die für ein Doppelpolarisationsexperiment hoher Luminosität erforderlich ist. Daher, und aufgrund des großen theoretischen Interesses, kommt jedem neuen Datenpunkt erhebliches Gewicht zu. Die in Abschnitt 4.6 geschilderten Unsicherheiten, die insbesondere bei  $0.3 \text{ (GeV}/c)^2$  verbleiben und die größte systematische Fehlerquelle bilden, können noch besser verstanden werden. Weitere kinematische Schnittbedingungen erlauben möglicherweise eine bessere Abtrennung von Untergrundereignissen in den  $np$ -Teilmengen, beispielsweise mit Hilfe von dimensionslosen Variablen, die analog zu  $R_{np}$  (Gl. (4.16)) definiert sind. Aufgrund der endlichen Zeit- und Pulshöhenauflösung erweisen sich nicht alle Randbedingungen in der Praxis als nützlich, was die Suche nach geeigneten Observablen erschwert. Ein detaillierter Vergleich mit der Simulation, die Derek Glazier im Rahmen seiner Doktorarbeit [39] durchgeführt hat, kann dabei sehr hilfreich sein.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Die elastischen Formfaktoren parametrisieren die Fähigkeit des Nukleons, in elektromagnetischen Streureaktionen einen Impulsübertrag als Ganzes aufzunehmen. Sie charakterisieren die Verteilungen von Ladung und Magnetisierung im Nukleon. Zur experimentellen Bestimmung des sehr kleinen elektrischen Formfaktors des Neutrons,  $G_{E,n}$ , ist erheblicher apparativer Aufwand und ein theoretisches Verständnis des Einflusses der Kernbindung auf die Messgrößen erforderlich. Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Messung dieses Neutronformfaktors an der Drei-Spektrometer-Anlage des Mainzer Mikrotrons MAMI. Die zugrundeliegende Methode, die bereits in früheren Arbeiten des Instituts für Kernphysik angewendet wurde, beruht auf der quasielastischen Streuung polarisierter Elektronen in der Reaktion  $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$  und der Messung des Verhältnisses von transversaler zu longitudinaler Polarisation der Rückstoßneutronen. Dazu wurde ein Neutronpolarimeter aus Plastiksziellatoren aufgebaut, das einen orts aufgelösten Nachweis der Teilchen ermöglicht. Die auf  $G_{E,n}$  empfindliche Observable ist eine Streuwinkelasymmetrie, die zur Transversalkomponente der Rückstoßpolarisation proportional ist. Durch Drehung des Neutronspins in einem Magnetfeld wird die Amplitude  $A$  der gemessenen Asymmetrie gezielt variiert. Der Präzessionswinkel, der  $A = 0$  entspricht, lässt direkt auf  $G_{E,n}$  schließen. Dieses Verfahren zeichnet sich insbesondere durch seine weitgehende Unabhängigkeit von Kalibrierfaktoren aus. Die größte experimentelle Schwierigkeit besteht hierbei in der Abtrennung der Neutronstreuereignisse vom dominanten Untergrund.

Aus den in den Jahren 2001 und 2002 genommenen Messdaten werden folgende Werte für den Formfaktor extrahiert:

$$\begin{aligned} Q^2 = 0.30 \text{ (GeV}/c)^2 & : G_{E,n} = 0.0552 \pm 0.0061 \text{ (stat)} \pm 0.0055 \text{ (syst)} \\ Q^2 = 0.59 \text{ (GeV}/c)^2 & : G_{E,n} = 0.0469 \pm 0.0073 \text{ (stat)} \pm 0.0054 \text{ (syst)} . \end{aligned}$$

Darin sind Korrekturen von 10.3% und 5.2% bei  $Q^2 = 0.30$  bzw.  $Q^2 = 0.59 \text{ (GeV}/c)^2$  enthalten, die die Auswirkungen der Kernbindung im Deuteron auf die Polarisationsobservablen beschreiben und ihrerseits nur schwach von der Wahl der Modellparameter abhängen. Die Resultate sind mit denjenigen aus anderen Polarisationsexperimenten konsistent.

# Anhang A

## Zeittafel zur Datennahme

Die Datennahme des  $G_{E,n}$ -Experiments nahm in 2001 und 2002 mehrere Monate in Anspruch. Da das Neutronpolarimeter in dieser Zeit viermal an der Dreispektrometer-Anlage aufgebaut wurde, war es erforderlich, wiederholte Kalibrationsmessungen durchzuführen. Tabelle A.1 enthält eine Übersicht über die wesentlichen Strahlzeitabschnitte. Dazu zählten auch dedizierte Messungen mit einem Flüssig-Wasserstoff-Target ( $H(\vec{e}, e'\vec{n})$ ), bei denen ein Neutron-Triggersignal ausgelöst wurde (durch zufällige Koinzidenzen oder  $n$ - $p$ -Konversion in der Bleiabschirmung vor der ersten Szintillatorwand). Bei Einarmexperimenten stammten die meisten Signale durch minimalionisierende Teilchen im Polarimeter ( $p(e, e')$ ).

$Q^2 / (\text{GeV}/c)^2$	Datum	Datensatz	Beschreibung
0.6	2. 2. – 9. 2. 2001	Magnet	$D(\vec{e}, e'\vec{n})p$
	9. 2. 2001	CH2-elastic-1	$p(e, e'p)$
0.6	13. 3. – 24. 3. 2001	Magnet	$D(\vec{e}, e'\vec{n})p$
	24. 3. – 26. 3. 2001	Proton	$H(\vec{e}, e'\vec{n})$
0.8	18. 4. – 26. 4. 2001	Magnet2	$D(\vec{e}, e'\vec{n})p$
	27. 4. – 28. 4. 2001	CH2-5	$p(e, e'p)$
	28. 4. – 1. 5. 2001	Proton2	$H(\vec{e}, e'\vec{n})$
	1. 5. 2001	Peep, PeX	$p(e, e'p), p(e, e')$
0.8	14. 5. – 5. 6. 2001	Magnet2	$D(\vec{e}, e'\vec{n})p$
	7. 6. – 8. 6. 2001	TimeCalib02/03	$p(e, e')$
0.8	12. 5. – 24. 5. 2002	Magnet3	$D(\vec{e}, e'\vec{n})p$
0.8	31. 5. – 9. 6. 2002	Magnet3	$D(\vec{e}, e'\vec{n})p$
	9. 6. – 10. 6. 2002	TimeCalib04/05	$p(e, e')$
	10. 6. 2002	CH2-elastic-2	$p(e, e'p)$
0.3	28. 6. – 15. 7. 2002	Magnet4	$D(\vec{e}, e'\vec{n})p$
0.3	30. 7. – 5. 8. 2002	Proton4	$H(\vec{e}, e'\vec{n})$
	6. 8. – 11. 8. 2002	Magnet4	$D(\vec{e}, e'\vec{n})p$
	11. 8. – 12. 8. 2002	TimeCalib06/07	$p(e, e')$
	12. 8. 2002	CH2-elastic-3	$p(e, e'p)$

Tabelle A.1: Zeittafel zur  $G_{E,n}$ -Datennahme.

# Anhang B

## Triggerelektronik

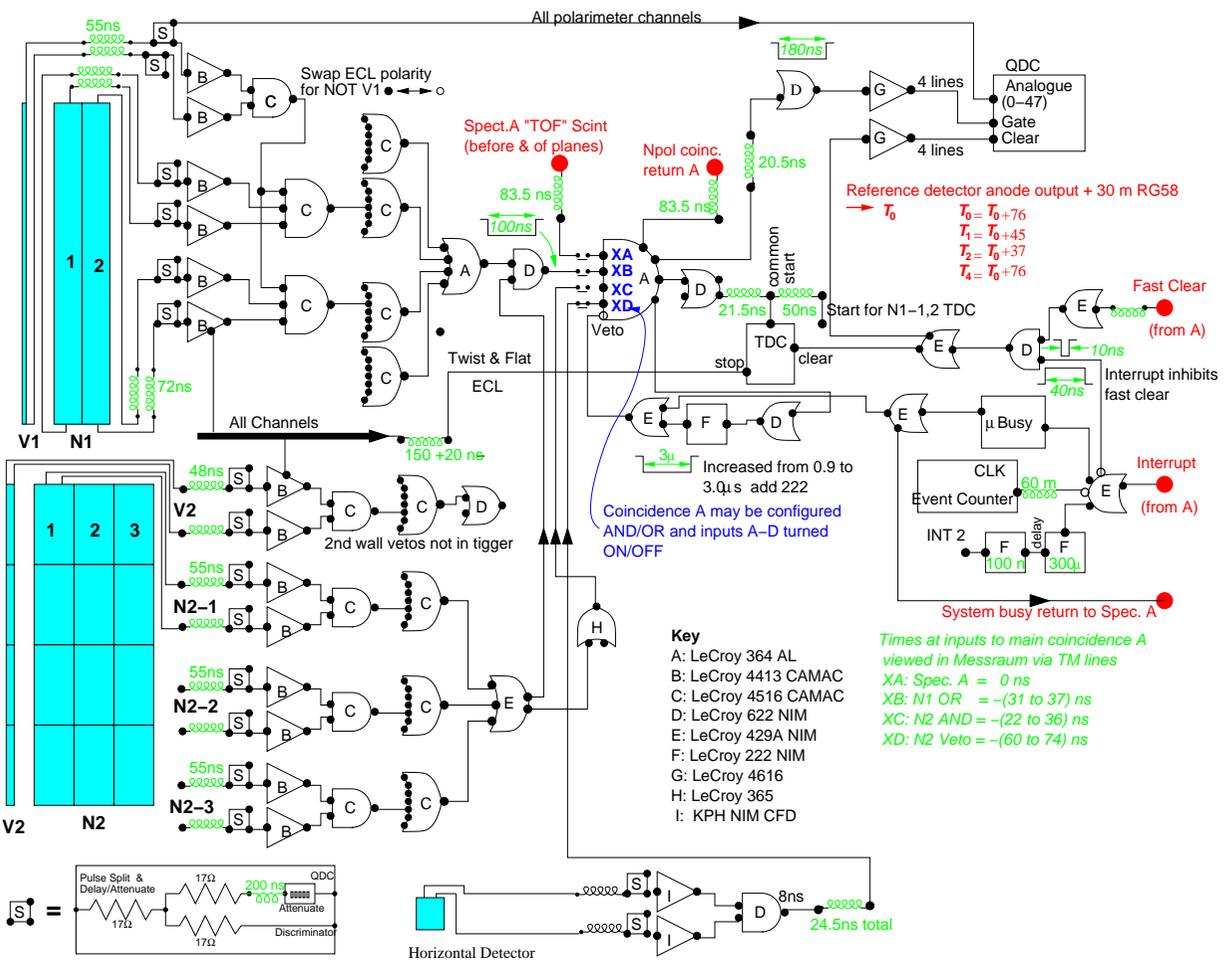


Abbildung B.1: Schaltplan des Hardware-Triggers bei der  $G_{E,n}$ -Datennahme (Abb.: D. Glazier [39]).

# Literaturverzeichnis

- [1] K. Hagiwara et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **66** (2002), 010001
- [2] E. Melkonian, B.M. Rustad, W.W. Havens Jr., Phys. Rev. **114** (1959), 1571–1576
- [3] S. Kopecky et al., Phys. Rev. C **56** (1997), 2229–2237
- [4] L.L. Foldy, Rev. Mod. Phys. **30** (1958), 471–481
- [5] N. Isgur, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 111–118
- [6] F. Cardarelli, S. Simula, Phys. Lett. B **467** (1999), 1–7
- [7] M. Bawin, S. A. Coon, Phys. Rev. C **60** (1999), 025207
- [8] D.B. Leinweber, A.W. Thomas, R.D. Young, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 5011–5014
- [9] V. Olmos de León et al., Eur. Phys. J. A **10** (2001), 207–215
- [10] K. Kossert et al., Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 162301
- [11] N. d’Hose et al., MAMI-Proposal A1/01-00, *Double Polarization Virtual Compton Scattering in the threshold regime*, Mainz 2001
- [12] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. **28** (1956), 214–254
- [13] C.W. Akerlof et al., Phys. Rev. **135 B** (1964), 810–815
- [14] J.R. Dunning et al., Phys. Rev. **141** (1966), 1286–1297
- [15] R. Budnitz et al., Phys. Rev. Lett. **19** (1967), 809–812
- [16] W. Albrecht et al., Phys. Lett. **26 B** (1968), 642–644
- [17] W. Bartel et al., Nucl. Phys. **B58** (1973), 429–475
- [18] A. Lung et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993), 718–721
- [19] S. Galster et al., Nucl. Phys. **B32** (1971), 221–237
- [20] S. Platchkov et al., Nucl. Phys. **A510** (1990), 740–758
- [21] H. Schmieden, private Mitteilung (2001)
- [22] V.M. Muzafarov, V.E. Troitsky, Sov. J. Nucl. Phys. **33** (1981), 749–753
- [23] R. Schiavilla, I. Sick, Phys. Rev. C **64** (2001), 041002
- [24] E. Tomasi-Gustafsson, M.P. Rekalo, Europhys. Lett. **55** (2001), 188
- [25] A.F. Krutov, V.E. Troitsky, hep-ph/0202183
- [26] C.E. Jones-Woodward et al., Phys. Rev. C **44** (1991), R571–R574

- [27] A.K. Thompson et al., Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 2901–2904
- [28] T. Eden et al., Phys. Rev. C **50** (1994), 1749–1753
- [29] T. Eden et al., Nucl. Inst. Meth. **A338** (1994), 432–441
- [30] M. Ostrick et al., Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 276–279
- [31] C. Herberg et al., Eur. Phys. J. **A5** (1999), 131–135
- [32] I. Passchier et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 4988–4991
- [33] H. Zhu et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 081801
- [34] H. Arenhövel, Z. Phys. A **331** (1988), 123–138
- [35] J. Becker et al., Eur. Phys. J. A **6** (1999), 329–344
- [36] J. Bermuth, Doktorarbeit, Mainz 2001, und nucl-ex/0303015
- [37] J. Golak, W. Glöckle et al., Phys. Rev. C **63** (2001), 034006
- [38] W. Glöckle, private Mitteilung (2003)
- [39] D. Glazier, Ph.D. thesis, Glasgow, Schottland, in Vorbereitung
- [40] R. Madey et al., JLab-Proposal P01-106, *The Electric Form Factor of the Neutron at  $Q^2 = 2.40$  (GeV/c)<sup>2</sup> [and the Proton at  $Q^2 = 2.08$  (GeV/c)<sup>2</sup>]*, Newport News, USA, 2001
- [41] M.F. Gari, W. Krümpelmann, Phys. Lett. B **274** (1992), 159–162; Phys. Lett. B **282** (1992), 483 (E)
- [42] P. Mergell, U.-G. Meißner, D. Drechsel, Nucl. Phys. **A596** (1996), 367–396
- [43] M.K. Jones et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000), 1398–1402
- [44] O. Gayou et al., Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 092301
- [45] E.L. Lomon, Phys. Rev. C **66** (2002), 045501
- [46] R. Bijker, F. Iachello, A. Leviatan, Phys. Rev. C **54** (1996), 1935–1953
- [47] D. Merten et al., Eur. Phys. J. A **14** (2002), 477–489
- [48] B.-Q. Ma, D. Qing, I. Schmidt, Phys. Rev. C **65** (2002), 035205
- [49] D.H. Lu, A.W. Thomas, A.G. Williams, Phys. Rev. C **57** (1998), 2628–2637
- [50] G.A. Miller, Phys. Rev. C **66** (2002), 032201
- [51] Chr.V. Christov et al., Nucl. Phys. **A592** (1995), 513–538
- [52] H.-Ch. Kim et al., Phys. Rev. D **53** (1996), 4013–4029
- [53] G. Holzwarth, hep-ph/0201138

- [54] B. Kubis, U.-G. Meißner, Nucl. Phys. A **679** (2001), 698–734
- [55] Th. Fuchs, Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz 2003
- [56] M. Schindler, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz 2003, in Vorbereitung
- [57] Th. Fuchs, J. Gegelia, S. Scherer, nucl-th/0305070
- [58] M. Vanderhaeghen, *Connection of Generalized Parton Distributions to High-t Processes*, in “Exclusive Processes at high momentum transfer”, Eds. A. Radyushkin, P. Stoler, World Scientific, Singapur 2002
- [59] S.J. Dong, K.F. Liu, A.G. Williams, Phys. Rev. D **58** (1998), 074504
- [60] N. Dombey, Rev. Mod. Phys. **41** (1969), 236–246
- [61] F.J. Ernst, R.G. Sachs, K.C. Wali, Phys. Rev. **119** (1960), 1105–1114
- [62] R.G. Arnold, C.E. Carlson, F. Gross, Phys. Rev. C **23** (1981), 363–374
- [63] T.N. Taddeucci et al., Nucl. Inst. Meth. A **241** (1985), 448–460
- [64] R.A. Arndt et al., Programm SAID, Partial-Wave Analyses, <http://gwdac.phys.gwu.edu/analysis/navnn.htm>
- [65] M. Ostrick, Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz, Juli 1998
- [66] C. Herberg, Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz, September 1998
- [67] H. Arenhövel, private Mitteilung (2002)
- [68] M. Seimetz, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, Juni 1999
- [69] J. Sanner, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, April 2000
- [70] F. Klein, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, Mai 2001
- [71] K. Aulenbacher et al., Nucl. Inst. Meth. A **391** (1997), 498–506
- [72] P. Bartsch, Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz, Dezember 2001
- [73] C.G. Schilling, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, 1994
- [74] K.I. Blomqvist et al., Nucl. Inst. Meth. A **403** (1998), 263–301
- [75] F. Klein, M. Seimetz, *Calibration of the A1 Neutron Polarimeter*, A1-Kollaborationsbericht, Institut für Kernphysik, Mainz, April 2003
- [76] G. Jover Mañas, Report on Summer Student Work, Institut für Kernphysik, Mainz, September 2000
- [77] MAFIA 4, Gesellschaft für Computer Simulationstechnik mbH, Darmstadt 1997
- [78] M.O. Distler, H. Merkel, M. Weis, Proc. 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences, Valencia, Spanien, Juni 2001

- [79] M. Weis, Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz, in Vorbereitung
- [80] Programmpaket COLA++,  
<http://www1.kph.uni-mainz.de/A1/trigger/doc/Cola++.html>
- [81] G. Kubon et al., Phys. Lett. B **524** (2002), 26–32
- [82] H. Anklin et al., Phys. Lett. B **336** (1994), 313–318
- [83] H. Anklin et al., Phys. Lett. B **428** (1998), 248–253
- [84] H. Gao et al., Phys. Rev. C **50** (1994), R546–R549; H. Gao, Nucl. Phys. A **631** (1998), 170c–189c
- [85] W. Xu et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 2900–2904
- [86] P. Markowitz et al., Phys. Rev. C **48** (1993), R5–R9
- [87] E.E.W. Bruins et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995), 21–24
- [88] J. Jourdan, I. Sick, J. Zhao, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 5186; Bruins et al.,  
ibid., 5187
- [89] H. Schmieden, Proc. PAVI 02, Mainz, 5.-8. Juni 2002
- [90] J.J. Kelly, Phys. Rev. C **66** (2002), 065203
- [91] J. Friedrich, Th. Walcher, hep-ph/0303054 (akzeptiert von Eur. Phys. J. A)

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Ergebnisse für $G_{E,n}$ aus elastischer $e$ - $d$ -Streuung . . . . .	9
2.2	Publizierte $G_{E,n}$ -Messungen aus Doppelpolarisationsexperimenten . . . . .	10
2.3	$G_{E,n}$ in Nukleonmodellen. . . . .	13
2.4	Definition der Elektron-Streuebene . . . . .	16
2.5	Analysierstärke und differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen $n$ - $p$ -Streuung . . . . .	19
2.6	Skizze des A1-Neutronpolarimeters . . . . .	20
2.7	Verlauf der Asymmetrie in Abhängigkeit vom Präzessionswinkel $\chi$ . . . . .	22
2.8	Definition der Reaktionsebene . . . . .	24
2.9	Helizitätsabhängige Polarisationskomponenten in Bornscher Näherung . . . . .	27
2.10	Beiträge zum Deuteronaufbruch $D(\vec{e}, e'\vec{n})p$ . . . . .	28
2.11	Helizitätsabhängige Polarisationskomponenten mit allen Kernbindungseffekten . . . . .	28
3.1	Polarisation des Elektronstrahls während der $G_{E,n}$ -Datennahme . . . . .	31
3.2	Schematische Darstellung der Magnetoptik und des Detektorsystems von Spektrometer A . . . . .	33
3.3	Streuwinkel $\vartheta_e$ gegen Elektronenergie $E'_e$ . . . . .	34
3.4	Schematische Darstellung der vorderen Szintillatorwand . . . . .	35
3.5	Vergleich der Walkparameter $p_1$ und $p_2$ aus verschiedenen Datensätzen von 2001 und 2002 . . . . .	38
3.6	Vergleich der Parameter der $y - \Delta T$ -Kalibrierung von 2001 und 2002 . . . . .	40
3.7	Test der Ortskalibrierung der ersten Wand mit elastischen $p(e, e'p)$ -Daten . . . . .	41
3.8	Vergleich der gemessenen Flugzeit $T_1$ mit der Variablen $\Delta T_{1,A}$ . . . . .	41
3.9	Rück- und Seitenansicht des Dipolmagneten . . . . .	42
3.10	$Y$ -Komponente des Magnetfeldes in der $(X, Z)$ -Ebene . . . . .	43
3.11	Vergleich des simulierten und gemessenen Magnetfelds entlang der $Z$ -Achse . . . . .	44
3.12	Vergleich des simulierten und gemessenen Felds in der $(X, Z)$ -Ebene . . . . .	45
3.13	Zweidimensionale Karte der integrierten $Y$ -Komponente des Dipolfelds . . . . .	46
3.14	Häufigkeitsverteilung der gemessenen Feldintegrale . . . . .	47
3.15	Das Neutronpolarimeter an der Drei-Spektrometer-Anlage . . . . .	50
4.1	Pulshöhe gegen Flugzeit in der ersten Wand . . . . .	54
4.2	Verknüpfung der azimutalen Streuwinkelverteilungen zur Asymmetrie A . . . . .	57
4.3	Der kinematische Vorfaktor $F$ gegen $Q^2$ . . . . .	59
4.4	Messwerte für $G_{M,n}/\mu_n G_D$ (Auswahl) . . . . .	60

4.5	$G_{M,n}$ und das Produkt $F \cdot G_{M,n}$ gegen $Q^2$ . . . . .	61
4.6	Verteilungen von $\vartheta_{nq}$ , $\Phi_R$ und $f$ . . . . .	62
4.7	Verteilungen der Polarisationskomponenten $\mathcal{P}^x$ und $\mathcal{P}^z$ . . . . .	63
4.8	Binnierung der Akzeptanzebene ( $E'_e, \vartheta_e$ ) von Spektrometer A für die Korrektur der Endzustandswechselwirkung . . . . .	64
4.9	Energie- und Winkelabhängigkeit von $\mathcal{P}_x$ , $\mathcal{P}_z$ und $\Delta R_{\mathcal{P}}$ . . . . .	65
4.10	$nn$ - (links) und $np$ -Ereignisse bei $Q^2 = 0.3$ (GeV/c) <sup>2</sup> . . . . .	68
4.11	$nn$ - (links) und $np$ -Ereignisse bei $Q^2 = 0.6$ (GeV/c) <sup>2</sup> . . . . .	69
4.12	Energiedeposition und Reichweite der Rückstoßprotonen . . . . .	70
4.13	Amplitude der Asymmetrie $A$ und $G_{E,n}$ in Abhängigkeit von der un- teren Schnittgrenze $E_{2,\min}$ . . . . .	71
4.14	Gemessenes Verhältnis $R_{np}$ (Gl. (4.16)) bei $Q^2 = 0.3$ (GeV/c) <sup>2</sup> . . . . .	72
4.15	Pulshöhe $E_1$ gegen Streuwinkel $\Theta'_n$ bei $Q^2 = 0.3$ (GeV/c) <sup>2</sup> . . . . .	73
4.16	Amplitude der Asymmetrie $A$ und $G_{E,n}$ in Abhängigkeit von $R_{np}$ . . . . .	74
4.17	Amplitude der Asymmetrie $A$ und $G_{E,n}$ in Abhängigkeit von $E_{2,\min}$ mit zusätzlichem Schnitt auf $R_{np}$ . . . . .	75
4.18	Protonen, die verzögert auf die erste Wand treffen . . . . .	76
4.19	Anpassung des Nulldurchgangs bei $Q^2 = 0.3$ und $0.6$ (GeV/c) <sup>2</sup> . . . . .	80
4.20	Ergebnisse für $G_{E,n}$ bei $Q^2 = 0.3$ und $0.6$ (GeV/c) <sup>2</sup> . . . . .	84
4.21	Radiale Ladungsverteilung des Neutrons . . . . .	85
B.1	Schaltplan des Hardware-Triggers bei der $G_{E,n}$ -Datennahme . . . . .	88

# Tabellenverzeichnis

3.1	Kinematiken bei der $G_{E,n}$ -Datennahme . . . . .	49
4.1	Mittlere Strahlpolarisation bei verschiedenen Spulenströmen . . . . .	58
4.2	Verbleibender Protonuntergrund in den vier Teilmengen . . . . .	77
4.3	Festlegung der Schnitte für die endgültige Extraktion von $G_{E,n}$ . . . . .	79
4.4	Ergebnisse für $G_{E,n}$ aus den vier Teilproben . . . . .	80
4.5	Berechnete Korrekturterme $\Delta R_{\mathcal{P}}$ bei Variation des verwendeten Startwerts für $G_{E,n}$ . . . . .	81
4.6	Korrekturen der Kernbindungseffekte für die vier $G_{E,n}$ -Werte . . . . .	81
4.7	Systematische Fehlerquellen in der Bestimmung von $G_{E,n}$ bei $Q^2 = 0.3$ und $0.6 \text{ (GeV}/c)^2$ . . . . .	83
A.1	Zeittafel zur $G_{E,n}$ -Datennahme . . . . .	87



# Danksagung

Ohne die tatkräftige Unterstützung meiner Kollegen und Freunde wäre die vorliegende Arbeit nicht in dieser Form zustande gekommen. Leider muss ich an dieser Stelle auf namentliche Nennungen verzichten. Mein herzlicher Dank gilt aber den Betreuern meiner Dissertation (in Mainz und Bonn), den Mitgliedern der A1-Kollaboration, der MAMI-Crew sowie den Mitarbeitern der Werkstätten für viele angeregte Diskussionen, ihre Hilfe bei der Datennahme und die gute Zusammenarbeit.

Meinen Mainzer Freunden danke ich für die schönen Jahre in ihrer Mitte. Dazu zählt in besonderem Maße auch *toda la peña de Valencia*, die mir viele fröhliche Stunden geschenkt hat.

Ein besonders herzliches Dankeschön spreche ich meinen Eltern und meinem Bruder aus für die Unterstützung und das Interesse, die sie meinem Studium entgegengebracht haben, sowie meiner Freundin für ihr Verständnis, ihre Geduld, viele hilfreiche Ideen und vor allem die Erfahrung, dass Spanien ganz nah ist.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten:

**Name:** Seimetz, Michael  
**Geburtsdatum:** 04.03.1974 in Trier  
**Anschrift:** Bergstr. 9  
54413 Beuren/Hw.  
Tel. 06586/308, mobil 0160 99238044  
seimetz@kph.uni-mainz.de  
**Staatsangehörigkeit:** deutsch  
**Familienstand:** ledig, keine Kinder

## Schulbildung:

**1980 – 1984** Grundschule Beuren/Hw.  
**1984 – 1993** Staatliches Gymnasium Hermeskeil  
**25.06.1993** Abitur

## Studium und studienbegleitende Tätigkeiten:

**1993 – 1999** Physikstudium an der Universität Mainz  
**04.09.1995** Vordiplom in Physik  
**09/95 – 03/96** Auslandssemester an der University of Glasgow/  
Schottland (ERASMUS-Stipendium)  
**04/96 – 04/99** Wissenschaftliche Hilfskraft am Fachbereich  
Mathematik der Universität Mainz  
**09/96 – 10/96** Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für  
Kernphysik der Universität Mainz  
**08/97 – 09/97** Teilnahme am DESY-Sommerstudentenprogramm  
in Hamburg  
**04/98 – 05/99** Diplomarbeit am Institut für Kernphysik  
der Universität Mainz  
**14.06.1999** Diplom in Physik  
**seit 07/99** Promotion in Physik am Institut für Kernphysik  
der Universität Mainz  
**2000 – 2002** Koorganisation des Sommerstudentenprogramms  
Mainz-Valencia am Fachbereich Physik