Messung der spinabhängigen Strukturfunktion g_1^{d} des Deuterons mit dem HERMES-Experiment

Measurement of the Spin-Dependent Structure Function g_1^{d} of the Deuteron at HERMES

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der
FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrads

vorgelegt von
Christoph Weiskopf
aus Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	7. Oktober 2002
Vorsitzender der Prüfungskommission:	Prof. Dr. H. Kisch (i. V.)
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. K. Rith
Zweitberichterstatterin:	Prof. Dr. G. Anton

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Die Untersuchung der Substruktur des Protons und des Neutrons ist seit einigen Jahrzehnten ein wichtiger Schwerpunkt der physikalischen Grundlagenforschung. Als eine der fruchtbarsten Messmethoden hierfür hat sich die *tiefinelastische Streuung* hochenergetischer Leptonen (Elektronen, Myonen oder Neutrinos) an den zu untersuchenden Nukleonen erwiesen. Diese Methode hat den Vorteil, dass die Wechselwirkung der Strahlleptonen mit dem Target ausschließlich über die sehr gut verstandene elektroschwache Kraft vermittelt wird: Das Projektil dient als Sonde zur Abtastung des Targetinneren, und in den gemessenen Wirkungsquerschnitten treten als freie Parameter nur die so genannten *Strukturfunktionen* auf, die den inneren Aufbau des Nukleons beschreiben. Die zur Strukturuntersuchung auch herangezogenen Proton-Proton-Kollisionen können zwar bei noch höheren Energien durchgeführt werden und verfügen zudem über eine größere spektrale Bandbreite, laufen jedoch überwiegend über die starke Kraft ab, deren Phänomene gerade einen Großteil der zu untersuchenden Nukleonstruktur ausmachen. Demgegenüber zeichnet sich die Lepton-Nukleon-Streuung durch eine geradlinige Interpretation der Messdaten aus.

Ein wichtiges Resultat solcher Messungen war zunächst, dass nur knapp 50 % des Viererimpulses eines Nukleons (im Ruhesystem: der Nukleonmasse) von Materieteilchen, d. h. von Fermionen, den *Quarks*, getragen wird. Für den Rest des Viererimpulses sind die Austauschbosonen der die Quarks zusammenhaltenden starken Kraft, die *Gluonen*, verantwortlich. Etwa die Hälfte der Nukleonmasse ist also letztlich Bindungsenergie. Die Impulsverteilungen der Quarks im Nukleon, besonders im Proton, wurden in den vergangenen Jahren u. a. am Speicherring HERA des Forschungsinstituts DESY in Hamburg mit hoher Präzision vermessen.

Als eine fundamentale Eigenschaft eines DIRAC-Teilchens, neben Masse und Ladung, ist sein *Spin* anzusehen. Besonders in der Hadronstruktur spielen Spineffekte eine wichtige Rolle: Beispielsweise geht die Δ^+-Resonanz, deren Anregungsenergie etwa 30 % der Nukleonmasse beträgt, aus dem Proton durch Umklappen nur eines Quarkspins hervor.

Neben den Impuls- sind daher auch die *Helizitäts*verteilungen der Quarks im Proton und Neutron von großem Interesse. Diese sind ebenfalls in tiefinelastischer Streuung messbar, wenn beide Stoßpartner vor der Streuung über definierte Spinrichtungen verfügen, die Teilchen also polarisiert sind. Die Parametrisierung des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts erfolgt mithilfe eines Satzes von Strukturfunktionen. Die zur Beschreibung longitudinal-polarisierter Streuung wichtigste Strukturfunktion wird mit $g_1(x, Q^2)$ bezeichnet.

Im naiven Quark-Parton-Modell setzt sich der Gesamtspin $1/2$ des Nukleons aus den Spins der drei "Valenzquarks" zusammen, dergestalt dass zwei der Spins entgegengesetzt zueinander sind und der dritte die Spinrichtung des Nukleons angibt. Erste Messungen von g_1 ergaben jedoch eine starke Diskrepanz zu dieser Vorhersage, weswegen in der Folgezeit sowohl große theoretische Bemühungen zum Verständnis der Spinstruktur des Nukleons unternommen als auch neue Experimente zur Steigerung der Präzision der Messungen geplant und durchgeführt wurden und werden. Eines davon ist das HERMES-Experiment, das im Jahr 1995 am DESY den Betrieb aufnahm.

Die spinabhängige Strukturfunktion des Protons g_1^{p} wurde in den Jahren 1996/97 von der HERMES-Kollaboration in polarisierter Positron-Proton-Streuung direkt gemessen. Dagegen erfordert die Bestimmung der Neutronstrukturfunktion g_1^{n} die Verwendung zusammengesetzter Targets, da ein reines Neutrontarget nicht realisierbar ist. Neben dem $^3\mathrm{He}$ -Kern, dessen Spin näherungsweise nur vom Neutron getragen wird, bietet sich hierfür v. a. das Deuteron an, das in erster Näherung als loser Verbund von Proton und Neutron angesehen werden kann und daher eine Extraktion des Neutronwirkungsquerschnitts durch Kombination von Proton- und Deuterondaten erlaubt.

Mit dem HERMES-Detektor wurde in den Jahren 1998–2000 ein umfangreicher Datensatz mit einem kernspinpolarisierten Deuteriumtarget aufgezeichnet. Die Bestimmung der Spinstrukturfunktion g_1^{d} aus diesen Daten ist das Ziel der vorliegenden Arbeit. Besonderes Gewicht liegt dabei auf einer sorgfältigen Behandlung aller Untergrundbeiträge sowie der statistischen und systematischen Unsicherheiten.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 wird die tiefinelastische Streuung vom phänomenologischen Standpunkt aus diskutiert, d. h. die Eigenschaften der Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen werden besprochen und die wichtigsten Observablen vorgestellt. In Kapitel 3 wird der Aufbau des HERMES-Experiments skizziert. Kapitel 4 beschreibt die Selektion verwertbarer Daten aus dem Rohdatensatz, die Ableitung einiger Korrekturen sowie erste Konsistenztests. Die Extraktion von Spinobservablen, also Streuquerschnittsasymmetrien und der gesuchten Strukturfunktion g_1^{d}, ist das Thema von Kapitel 5. Tabellen mit den Resultaten werden im Anhang gegeben.

2 Spinabhängige tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung

Er glaubte nämlich, die Erkenntnis jeder Kleinigkeit, also zum Beispiel auch eines sich drehenden Kreisels, genüge zur Erkenntnis des Allgemeinen.
Franz Kafka, *Der Kreisel*

In diesem Kapitel soll die Untersuchung der Nukleonstruktur mittels tiefinelastischer Streuung (DIS, *engl.* "**d**eep-**i**nelastic **s**cattering") in ihren wesentlichen Zügen beschrieben und so der Rahmen für vorliegende Arbeit abgesteckt werden.

Zu Beginn stehen die Einführung des tiefinelastischen Streuprozesses und die Definition der relevanten kinematischen Variablen. Die Charakterisierung der Dynamik des Prozesses erfolgt in Abschnitt 2.2 durch die Zerlegung des Wirkungsquerschnitts in leptonischen und hadronischen Anteil sowie die Parametrisierung des letzteren nach Strukturfunktionen. Diese enthalten die gesuchte Information über die innere Struktur des Nukleons.

In Abschnitt 2.3 wird dann spezielles Augenmerk auf die spinabhängigen Anteile des Wirkungsquerschnitts und die zugehörigen Strukturfunktionen gelegt, die neben den im selben Abschnitt definierten Spinasymmetrien das zentrale Thema dieser Arbeit sind. Es folgen eine Interpretation der Strukturfunktionen im Zusammenhang mit den Helizitätsverteilungen der Quarks im Nukleon sowie ein knapper Abriss einiger verfügbarer theoretischer Beschreibungsansätze im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung (Abschnitt 2.4). Die in Abschnitt 2.5 angesprochenen elektroschwachen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt sind für die vorliegende Arbeit unerheblich und werden nur der Vollständigkeit halber aufgeführt.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden mit einem Deuteriumtarget genommen. Daher werden die speziellen Phänomene bei der Streuung am Deuteron einschließlich der dabei auftretenden zusätzlichen Strukturfunktionen in Abschnitt 2.6 gesondert herausgestellt. Zum Abschluss dieses Kapitels wird ein kurzer Ausblick auf neuere Entwicklungen in der Untersuchung der Nukleonstruktur gegeben.

Zu den Literaturangaben in diesem Kapitel erscheint folgende Vorbemerkung angebracht: Da die hier dargestellten Sacherverhalte z. T. sehr allgemeiner Natur sind, ist eine präzise Zuweisung zu einzelnen Referenzen nicht immer möglich. Daher sei, zusätzlich

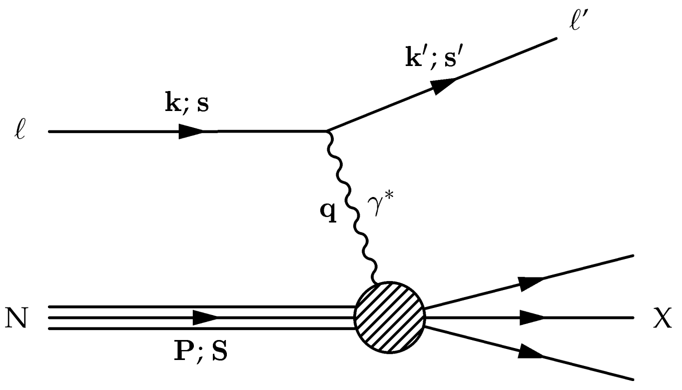


Abbildung 2.1: Führender FEYNMAN-Graph zur Lepton-Nukleon-Streuung.

zu den im Text enthaltenen punktuellen Angaben, an dieser Stelle auf die Lehrbücher [Rob:90, LePr:96, Lea:01] sowie die Übersichtsartikel [Man:92, AEL:95, LaRe:00, FiJi:01] verwiesen. Diese Werke werden im weiteren Verlauf des Kapitels nicht mehr zitiert.

2.1 Kinematik

Die Streuung eines geladenen Leptons an einem Nukleon ist ein quantenelektrodynamischer Prozess, dessen Übergangsmatrixelement in führender Ordnung Störungstheorie durch den in Abbildung 2.1 dargestellten FEYNMAN-Graphen[1] versinnbildlicht werden kann: Das einlaufende Lepton ℓ und das Nukleon N, letzteres hier symbolisiert durch drei Quarklinien, sind durch die relativistischen Viererimpulse $\mathbf{k}$ und $\mathbf{P}$ mit den Ruhemassen m und M sowie durch die Spinvektoren $\mathbf{s}$ und $\mathbf{S}$ charakterisiert. Die letzteren sind bezüglich der LORENTZ-Metrik $(g^{\mu\nu}) = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1)$ orthogonal zu den zugehörigen Viererimpulsen, $s_\mu k^\mu = s'_\mu k'^\mu = S_\mu P^\mu = 0$, und auf $s_\mu s^\mu = s'_\mu s'^\mu = S_\mu S^\mu = -1$ normiert[2]. Die Wechselwirkung der beiden Teilchen erfolgt durch Austausch eines virtuellen Photons γ^*, dessen Viererimpuls durch den des auslaufenden Leptons, $\mathbf{k}'$, zu $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ festgelegt ist. Das Targetnukleon propagiert nach der Streuung in einen hier zunächst nicht näher spezifizierten hadronischen Endzustand X.

Die Kinematik des Streuvorgangs ist im Laborsystem durch die Energie E des einlaufenden Leptons sowie die Energie E' und den Auslaufwinkel Θ des gestreuten Leptons ℓ'

[1]Dieser Graph soll lediglich der Veranschaulichung dienen, denn streng genommen müssen bereits in führender Ordnung *zwei* Amplituden ("s-" und "t-Kanal") berücksichtigt werden.

[2]Gelegentlich wird auch die Normierung $s_\mu s^\mu = s'_\mu s'^\mu = -m^2$ und $S_\mu S^\mu = -M^2$ benutzt. Die im folgenden Abschnitt angeführten Ausdrücke erscheinen dann entsprechend modifiziert.

gegeben. Diese lassen sich in die LORENTZ-Invarianten

$$\nu := \frac{P_\mu q^\mu}{M} \overset{\text{LAB}}{=} q_0 = E - E' \tag{2.1}$$

und

$$Q^2 := -q_\mu q^\mu \overset{\text{LAB}}{\approx} 4EE' \sin^2 \frac{\Theta}{2} \tag{2.2}$$

umrechnen,[3] die das ausgetauschte Eichboson charakterisieren. ν ist die Energie, Q^2 die invariante Masse des virtuellen Photons (mit umgekehrtem Vorzeichen). Q^2 heißt auch *Virtualität* – die invariante Masse reeller Photonen ist null – und ist ein Maß für das räumliche Auflösungsvermögen der Reaktion: Hohes Q^2 ($\gg 1\,\mathrm{GeV}^2$) ist gleichbedeutend mit einer Beobachtung auf sehr kleinen Längenskalen ($\ll 1\,\mathrm{fm}$), also einem Studium der partonischen Substruktur des Nukleons.

Ist die Wechselwirkung rein elastisch, enthält also der Endzustand die gleichen Teilchen wie der Anfangszustand (X = N), so ist die Kinematik schon durch *einen* Parameter vollständig bestimmt. Zwischen den oben genannten Laborsystemvariablen ebenso wie zwischen den LORENTZ-Invarianten besteht dann jeweils ein eineindeutiger Zusammenhang:

$$Q^2 = 2M\nu \iff 1 - \cos\Theta = M\left(\frac{1}{E'} - \frac{1}{E}\right) . \tag{2.3}$$

Die elastische Streuung ist auf die Form des Nukleons als Ganzes sensitiv, da die gemessenen Wirkungsquerschnitte bzw. die so genannten Formfaktoren $G(Q^2)$ im Wesentlichen FOURIER-Transformierte der räumlichen Verteilung von Ladung und magnetischem Moment des Targets sind. Sie liefern jedoch keine Information über dessen innere Struktur.

Bei inelastischer Streuung gilt statt (2.3) die Ungleichung $Q^2 < 2M\nu$, und ein Teil der Photonenergie wird in innere Freiheitsgrade des Targetnukleons absorbiert. Dies geschieht etwa durch Anregung von Δ- oder anderen Nukleonresonanzen, deren Zerfallsteilchen dann den hadronischen Endzustand X bilden. Daneben ist noch *diffraktive* Wechselwirkung möglich, bei der in Quantenfluktuationen des virtuellen Photons entstehende Quark-Antiquark-Paare durch Energie- und Impulsaustausch mit dem Target in physikalische, d. h. auf der Massenschale liegende Zustände überführt werden. Im Endzustand befindet sich in diesem Fall ein Vektormeson bzw. dessen Zerfallsprodukte.

Zur hier angestrebten Untersuchung der *Sub*struktur des Nukleons bei kleinen und kleinsten Abständen dient die *tiefinelastische* Streuung. Diese ist definiert durch den so

[3]Diese und alle folgenden Verknüpfungen zwischen der Kinematik im Laborsystem und den LORENTZ-invarianten Größen gelten in der hier angegebenen Form nur dann, wenn, wie im HERMES-Experiment der Fall, das Targetnukleon vor dem Stoß ruht. Die Näherung in (2.2) besteht in der Vernachlässigung der quadrierten Ruhemasse des Leptons. Ferner sei erwähnt, dass in der Literatur statt (2.1) gelegentlich auch $\nu := P_\mu q^\mu$ definiert wird.

genannten BJORKEN-Grenzfall hoher Energie- und Impulsüberträge $Q^2, \nu \to \infty$ unter der Nebenbedingung

$$x := \frac{Q^2}{2M\nu} = \text{const.} \tag{2.4}$$

Die so eingeführte BJORKEN*sche Skalenvariable* x ist ein Maß für die Inelastizität des Prozesses: Für elastische Streuung liest man aus (2.3) sofort $x = 1$ ab, während im (tief-)inelastischen Fall gilt:

$$0 < x < 1 \, . \tag{2.5}$$

In partonischen Modellen hat x eine anschauliche Bedeutung: Im Grenzfall eines mit unendlicher Geschwindigkeit längs der Einfallsachse bewegten Systems, in dem alle Transversalimpulse vernachlässigbar sind ("BREIT-System"), ist x der Anteil des in der Wechselwirkung getroffenen Partons am Gesamtimpuls des Nukleons. Es stellt sich heraus, dass im BJORKEN-Grenzfall die Wirkungsquerschnitte dominant von x und – anders als in der elastischen Streuung – nur schwach von Q^2 abhängen[4] (vgl. auch Abschnitt 2.4).

Bei tiefinelastischer Streuung wird das getroffene Quark typischerweise aus dem Nukleon herausgeschlagen und geht, ebenso wie das Überbleibsel des Targets, durch *Fragmentation* in farbneutrale Hadronen über. Die aus dem getroffenen Quark entstandenen Hadronen heißen auch *Strom-*, die Endprodukte des Targetrests *Targetfragmente*.

Die Kinematik einer (tief-)inelastischen Reaktion ist durch zwei Variablen, üblicherweise x und Q^2, vollständig festgelegt. Für manche Zwecke erweisen sich darüber hinaus noch andere, aus diesen ableitbare LORENTZ-Invarianten als sinnvoll. Es sind dies zunächst

$$y := \frac{P_\mu q^\mu}{P_\nu k^\nu} = \frac{\nu}{E} \, , \tag{2.6}$$

die Energie des virtuellen Photons in Einheiten der Einfallsenergie, sowie die invariante Masse des Photon-Nukleon-Systems, d. h. des hadronischen Endzustands X,

$$W^2 := (\mathbf{P}+\mathbf{q})_\mu(\mathbf{P}+\mathbf{q})^\mu = M^2 - Q^2 + 2M\nu = M^2 + \frac{1-x}{x}\, Q^2 \, . \tag{2.7}$$

Nützlich sind gelegentlich auch die Kombinationen

$$\gamma := \frac{\sqrt{Q^2}}{\nu} \, , \tag{2.8}$$

[4] Die schwache, aber messbare Q^2-Abhängigkeit der tiefinelastischen Wirkungsquerschnitte war anfangs gänzlich unbekannt, woraus überhaupt erst auf den inneren Aufbau des Nukleons aus *punktförmigen* Konstituenten geschlossen wurde: Die FOURIER-Transformierte einer Konstanten ist formal die DIRACsche δ-"Funktion".

$$\varepsilon := \frac{4(1-y) - \gamma^2 y^2}{2y^2 + 4(1-y) + \gamma^2 y^2} \tag{2.9}$$

und

$$\eta := \frac{2\varepsilon\sqrt{Q^2}}{(2E+M)[1-(1-y)\varepsilon]} \ . \tag{2.10}$$

2.2 Dynamik (1): Wirkungsquerschnitte und spingemittelte Strukturfunktionen

In Abbildung 2.1 wurde bereits die tiefinelastische Streuung in führender Ordnung Störungstheorie, die auch Ein-Photon- oder BORNsche Näherung genannt wird, gezeigt. Der zweifach differenzielle Wirkungsquerschnitt im Laborsystem kann in dieser Näherung als Kontraktion zweier Tensoren geschrieben werden:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha^2}{s}\frac{E'}{Q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \ . \tag{2.11}$$

$L^{\mu\nu}$ beschreibt den leptonischen Anteil, also die Emission des virtuellen Photons am Leptonvertex, $W^{\mu\nu}$ dagegen die Absorption des Photons im Targetnukleon. Ferner ist die MANDELSTAM-Variable $s = (\mathbf{k}+\mathbf{P})_\mu(\mathbf{k}+\mathbf{P})^\mu \approx 2ME$ (LORENTZ-invariante) quadrierte Gesamtenergie im Schwerpunktsystem.

Der leptonische und der hadronische Tensor sind im Wesentlichen Tensorprodukte der kovarianten Ströme aus den ein- und auslaufenden Teilchen. In der Quantenelektrodynamik (QED) ist der Vektorstrom für ein DIRAC-Feld ψ gegeben durch $j^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$, womit der Leptonvertex exakt berechnet werden kann ([PeSc:95]):

$$L^{\mu\nu} = \sum_{\mathbf{s}'} \left[\bar{\psi}(\mathbf{k}',\mathbf{s}')\,\gamma^\mu\,\psi(\mathbf{k},\mathbf{s})\right]^* \left[\bar{\psi}(\mathbf{k},\mathbf{s})\,\gamma^\nu\,\psi(\mathbf{k}',\mathbf{s}')\right] \ . \tag{2.12}$$

Für das einlaufende Feld gilt die Identität $\psi(\mathbf{k},\mathbf{s})\bar{\psi}(\mathbf{k},\mathbf{s}) = (1/2)(\not{k}+m)(1+\gamma_5\not{s})$. Über die möglichen Richtungen des (nicht gemessenen) Spins des auslaufenden Teilchens wird summiert, $\sum_{\mathbf{s}'}\psi(\mathbf{k}',\mathbf{s}')\bar{\psi}(\mathbf{k}',\mathbf{s}') = \not{k}'+m$. Unter Vernachlässigung der quadrierten Leptonmasse ergibt sich schließlich

$$L^{\mu\nu} \approx 2(k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu - g^{\mu\nu}\frac{Q^2}{2} - \mathrm{i}m\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}q_\alpha s_\beta) \ . \tag{2.13}$$

Dagegen kann der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ nicht analytisch bestimmt werden, weil es sich bei dem Targetnukleon um kein DIRAC-Teilchen, sondern bestenfalls um ein aus DIRAC-Teilchen – den Quarks – zusammengesetztes System handelt. Der einfachste Ansatz für $W^{\mu\nu}$ ist dann die Faltung eines Tensors der Form (2.12) bzw. (2.13) mit einem

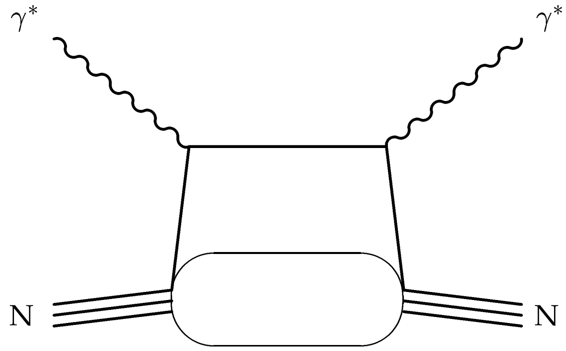


Abbildung 2.2: "Handtaschendiagramm" zur tiefinelastischen Streuung.

Satz von Verteilungsfunktionen für die punktförmigen Konstituenten. Diese so genannten *Strukturfunktionen* enthalten die gesamte Information über die Substruktur des Nukleons.

Die Anzahl der insgesamt auftretenden Verteilungsfunktionen kann man sich klarmachen, indem man die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Nukleon auf den elementaren Prozess der Streuung eines Photons an einem Fermion (COMPTON-Streuung) zurückführt. In Abbildung 2.2 ist dies in Form eines so genannten "Handtaschendiagramms"[5] symbolisiert: Formal streut das Photon an einem als punktförmig anzusehenden Konstituenten des Targets, und im Endzustand befinden sich dieselben Teilchen wie im Anfangszustand. Tiefinelastische Streuung ist nun gerade der Spezialfall, in dem das Photon *absorbiert* wird. Nach dem optischen Theorem der Quantenmechanik ist der Wirkungsquerschnitt hierfür proportional zum Imaginärteil der Amplitude für Vorwärtsstreuung ($\hat{\mathbf{S}}$ = Streuoperator):

$$\sigma_{\mathrm{DIS}} \sim \sigma^{\gamma^* \mathrm{N} \to \mathrm{X}} \sim \Im \Big\{ \langle \gamma^{*\prime} \mathrm{N}' | \hat{\mathbf{S}} | \gamma^* \mathrm{N} \rangle \big(\Theta = 0 \big) \Big\} \,. \tag{2.14}$$

Die Gesamthelizität des Photons und des Nukleons muss bei COMPTON-Streuung erhalten sein, was, solange N ein Spin-$\frac{1}{2}$-Hadron ist, insgesamt zehn Übergangsmatrixelemente $\langle h'H' | \hat{\mathbf{S}} | hH \rangle$ zulässt. Hierbei bezeichnen $h \in \{-;0;+\}$ und $H \in \{\downarrow;\uparrow\}$ die Helizitäten von Photon und Hadron im Anfangs-, h' und H' diejenigen im Endzustand. Invarianz unter Raumspiegelung $\hat{\mathbf{P}}$ erzwingt die paarweise Gleichheit der sechs Amplituden, in denen bei beiden Stoßpartnern die Helizität erhalten bleibt:

$$\begin{aligned} &\langle + \uparrow | \hat{\mathbf{S}} | + \uparrow \rangle \overset{(\hat{\mathbf{P}})}{=} \langle - \downarrow | \hat{\mathbf{S}} | - \downarrow \rangle \,, \quad \langle + \downarrow | \hat{\mathbf{S}} | + \downarrow \rangle \overset{(\hat{\mathbf{P}})}{=} \langle - \uparrow | \hat{\mathbf{S}} | - \uparrow \rangle \,, \\ &\langle 0 \uparrow | \hat{\mathbf{S}} | 0 \uparrow \rangle \overset{(\hat{\mathbf{P}})}{=} \langle 0 \downarrow | \hat{\mathbf{S}} | 0 \downarrow \rangle \,. \end{aligned} \tag{2.15}$$

[5]Auch hier gilt die Bemerkung von Fußnote 1 (S. 4): Zur COMPTON-Streuung trägt in führender Ordnung neben der hier gezeigten noch die "gekreuzte" Amplitude bei, in der formal das auslaufende Photon schon vor der Absorption des einlaufenden emittiert wird.

Für die vier Amplituden, die einen Helizitätsaustausch zwischen Photon und Nukleon beinhalten, gilt, unter zusätzlicher Berücksichtigung der Invarianz unter Zeitumkehr $\hat{\mathbf{T}}$,

$$\langle 0 \uparrow | \hat{\mathbf{S}} | + \downarrow \rangle \overset{(\hat{\mathbf{T}})}{=} \langle + \downarrow | \hat{\mathbf{S}} | 0 \uparrow \rangle \overset{(\hat{\mathbf{P}})}{=} \langle - \uparrow | \hat{\mathbf{S}} | 0 \downarrow \rangle \overset{(\hat{\mathbf{T}})}{=} \langle 0 \downarrow | \hat{\mathbf{S}} | - \uparrow \rangle \ . \tag{2.16}$$

Somit verbleiben vier unabhängige Helizitätsamplituden, die sich in vier freie Parameter im hadronischen Tensor übersetzen ([Clo:79]).

Üblicherweise wird $W^{\mu\nu}$ nach den vier LORENTZ-invarianten, dimensionslosen Strukturfunktionen F_1, F_2, g_1 und g_2, die ebenso wie die Wirkungsquerschnitte selbst i. Allg. Funktionen von x und Q^2 sind, wie folgt zerlegt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} W^{\mu\nu} = \ & - \left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right) F_1 + \frac{1}{\nu M} \left(P^\mu + \frac{\nu M}{Q^2} q^\mu \right) \left(P^\nu + \frac{\nu M}{Q^2} q^\nu \right) F_2 + \\ & + \mathrm{i} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q_\alpha}{\nu} \left[S_\beta \, g_1 + \left(S_\beta - \frac{S_\kappa q^\kappa P_\beta}{\nu M} \, g_2 \right) \right] \ . \end{aligned} \tag{2.17}$$

Ebenso wie schon der leptonische Tensor (2.13) zerfällt auch $W^{\mu\nu}$ in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil, wobei in beiden Fällen nur der antisymmetrische Teil vom Spin $\mathbf{s}$ bzw. $\mathbf{S}$ abhängt. Bei der Kontraktion (2.11) ergeben sich im Wirkungsquerschnitt nur Terme, die die Spinstellung *beider* Stoßpartner enthalten, und solche, die gänzlich spinunabhängig sind. Die gemischten Terme dagegen, die nur einen der beiden Spins enthalten, sind null.[6]

Sind weder die Lepton- noch die Nukleonhelizität im Anfangszustand festgelegt, so wird im Wirkungsquerschnitt effektiv über die einlaufenden Spins gemittelt. Es verbleiben dann von beiden Vertices nur die symmetrischen Teile, und aus dem hadronischen Tensor tragen nur die beiden Funktionen F_1 und F_2 bei. Diese parametrisieren den spingemittelten Wirkungsquerschnitt und werden manchmal auch als "unpolarisierte Strukturfunktionen" bezeichnet.

Die beiden weiteren Funktionen g_1 und g_2 heißen *spinabhängige* oder kurz *Spin*strukturfunktionen und werden im nächsten Abschnitt ausführlich diskutiert. Hier seien zunächst einige Bemerkungen zum spinunabhängigen Anteil eingeschoben.

Die Strukturfunktion F_2 hat im Quark-Parton-Modell (QPM), das zumindest bei hohem Q^2 gut anwendbar ist, eine anschauliche Interpretation als Summe der impulsgewichteten, spingemittelten Dichteverteilungen q der einzelnen Quarksorten f im Nukleon:

$$F_2(x, Q^2) \overset{\mathrm{QPM}}{=} x \sum_f e_f^2 \, q_f(x, Q^2) \ . \tag{2.18}$$

[6] Dies gilt nur für die hier diskutierte BORNsche Näherung, auf die jedoch später auch die Messergebnisse reduziert werden (s. Abschnitt 5.3).

Die Dichteverteilungsfunktionen $q_f(x, Q^2)$ sind zu verstehen als Wahrscheinlichkeitsdichten dafür, ein Quark der Sorte f mit Bruchteil x des Nukleonimpulses anzutreffen. Eine Abhängigkeit von der Auflösung Q^2 tritt im einfachen QPM nicht auf. Sie wird hier zunächst pro forma mitgeschrieben und in Abschnitt 2.4 noch näher diskutiert. Die Gewichtung mit e_f^2, der quadrierten Quarkladung in Einheiten der Elementarladung, reflektiert die Proportionalität aller quantenelektromagnetischen Amplituden zu den Ladungen der beteiligten Teilchen. Aus (2.18) erkennt man, dass die Sensitivität der tiefinelastischen Streuung auf u-Quarks um einen Faktor $(e_u/e_d)^2 = 4$ größer ist als die auf d-Quarks ("u-Quark-Dominanz"). Die Messung von F_2 ist nicht Gegenstand dieser Arbeit, dennoch spielt die spingemittelte Strukturfunktion zur Normierung und zu Konsistenzuntersuchungen der Daten eine wichtige Rolle (vgl. Abschnitte 4.8, 5.3 und 5.5).

F_2 beschreibt den Absorptionsquerschnitt *transversal polarisierter* virtueller Photonen im Nukleon σ_T. Nun tragen virtuelle Photonen, anders als (masselose) reelle, auch longitudinale Polarisationsanteile.[7] Der Absorptionsquerschnitt für longitudinal polarisierte Photonen σ_L, bzw. das Verhältnis

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_\mathrm{L}(x, Q^2)}{\sigma_\mathrm{T}(x, Q^2)} \,, \tag{2.19}$$

verschwindet in tiefinelastischer Streuung nicht. Mit (2.19) gilt zwischen F_2 und F_1 der allgemeine Zusammenhang

$$F_1(x, Q^2) \;=\; \frac{1+\gamma^2}{1+R(x,Q^2)}\,\frac{F_2(x,Q^2)}{2x} \;\overset{\mathrm{QPM}}{=}\; \frac{1+\gamma^2}{1+R(x,Q^2)}\,\frac{1}{2}\sum_f e_f^2\, q_f(x,Q^2)\,. \tag{2.20}$$

Die tiefinelastische Streuung gibt somit auch Aufschluss über longitudinale Anteile virtueller Photonen und damit die Struktur des elektromagnetischen Stroms an sich ([CaGr:69]). Im Bjorken-Grenzfall $\gamma \to 0$ und der Vereinfachung $R \approx 0$ ist der Zusammenhang zwischen F_1 und F_2 (2.20) auch unter der Bezeichnung "CALLAN-GROSS-Beziehung" bekannt.

Die eigentliche Impulsverteilung der Quarks im Nukleon, gewichtet mit x, wird durch F_2 beschrieben, während F_1 auch Beiträge longitudinaler Photonen zur tiefinelastischen Streuung und damit Information über den zur Strukturuntersuchung verwendeten Prozess enthält. Ausgehend von F_2 sind F_1 und R bezüglich ihres Informationsgehalts äquivalent. Alternativ wird häufig auch die "longitudinale Strukturfunktion" $F_\mathrm{L} := F_2 R/(1+R)$ angegeben (s. z. B. [H1:97, Eck:01]).

[7] Die Begriffe "longitudinal" und "transversal" beziehen sich hier immer auf die elektrischen und magnetischen Feldvektoren, *nicht* auf die Spinrichtung (dann müssten die Bezeichnungen gerade vertauscht werden). Transversal polarisierte Photonen befinden sich in einem der Spinzustände $m_S = \pm 1$, longitudinal polarisierte dagegen haben $m_S = 0$.

2.3 Dynamik (2): Spinasymmetrien und spinabhängige Strukturfunktionen

Die Streuung unpolarisierter Teilchen wird durch die beiden unabhängigen Strukturfunktionen F_1 und F_2 beschrieben. Sind dagegen die Spinrichtungen der einlaufenden Teilchen bekannt, so können die Wirkungsquerschnitte für parallele und antiparallele Spinstellung der Stoßpartner relativ zueinander separat gemessen werden. Auch in diesem Fall wird über die Spins im Endzustand summiert. Die Differenz der Wirkungsquerschnitte, häufig auch als "spinabhängiger Wirkungsquerschnitt" bezeichnet, ergibt sich als Linearkombination aus den Strukturfunktionen g_1 und g_2, während im Gegenzug die symmetrischen, zu F_1 und F_2 proportionalen Terme in (2.11) wegfallen:

$$\frac{\mathrm{d}^2(\sigma^{\uparrow\Uparrow} - \sigma^{\uparrow\Downarrow})}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega} = -\frac{8\alpha^2}{s}\,\frac{E'}{\nu Q^2}\,\left[(E + E'\cos\Theta)g_1 - 2Mxg_2\right] \ . \tag{2.21}$$

Ist das Targetnukleon senkrecht zur Spinrichtung des Leptons polarisiert, so ist die Wirkungsquerschnittsdifferenz

$$\frac{\mathrm{d}^2(\sigma^{\uparrow\Rightarrow} - \sigma^{\uparrow\Leftarrow})}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega} = -\frac{8\alpha^2}{s}\,\frac{E'^2}{\nu Q^2}\left[g_1 + \frac{2E}{\nu}g_2\right]\sin\Theta\cos\phi \tag{2.22}$$

messbar, wobei der Nullpunkt des azimutalen Streuwinkels ϕ durch die Polarisationsebene des Nukleons gegeben ist. Da der Polarwinkel im Laborsystem Θ aufgrund des nach vorne gerichteten LORENTZ-Boosts meist klein ist, sind die transversalen Spineffekte (2.22) wegen der Proportionalität zu $\sin\Theta$ kleiner als die longitudinalen (2.21). Ferner ist anhand der kinematischen Faktoren zu erkennen, dass in der Differenz der transversal-polarisierten Wirkungsquerschnitte (2.22) die Strukturfunktion g_2 hohes Gewicht hat, während die der longitudinal-polarisierten Wirkungsquerschnitte (2.21) im Wesentlichen ein Maß für g_1 darstellt.

Die (schwache) Q^2-Abhängigkeit der Spinstrukturfunktion g_1 wird, wie auch die der spingemittelten Funktionen $F_{1(2)}$, durch die (perturbative) Quantenchromodynamik zumindest bei hohem Q^2 ($\gg$1 GeV^2) gut beschrieben, wie im nächsten Abschnitt diskutiert wird. Für die weitaus stärkere x-Abhängigkeit existieren ebenfalls Modelle. Diese unterscheiden sich jedoch je nach den Voraussetzungen bzw. Annahmen bisweilen beträchtlich, wie beispielsweise die frühen Quarkmodell-Rechnungen [KuWe:71] und [Clo:74] belegen. Am überzeugendsten erscheint noch das semi-empirische Modell von [CaKa:77, Kau:77] und seine Erweiterung in [Sch:88]: Ausgehend von Parametrisierungen der spingemittelten Partondichten wird hier das Zustandekommen von Quarkpolarisation auf spontane Brechung der chiralen Symmetrie zurückgeführt. Ebenfalls interessant sind Rechnungen im Rahmen des "MIT-Taschenmodells", in dem das Nukleon aus in einem endlichen Raumzeitvolumen eingeschlossenen Partonen besteht (s. etwa [Str:93]). Insgesamt jedoch ist man für eine genaue Kenntnis aller funktionalen Abhängigkeiten von g_1 nahezu vollständig auf *Präzisionsmessungen* angewiesen.

Partonische Interpretation von g_1

Im QPM schreibt sich die spinabhängige Strukturfunktion g_1 als

$$g_1(x,Q^2) \stackrel{\text{QPM}}{=} \frac{1}{2}\sum_f e_f^2\,\Delta q_f(x,Q^2)\,. \tag{2.23}$$

Hierbei ist $\Delta q_f(x,Q^2) := q_f^{\uparrow}(x,Q^2) - q_f^{\downarrow}(x,Q^2)$ die Differenz der Quarkdichten mit Spin $+1/2$ und $-1/2$ relativ zum Nukleonspin, d. h. die in den spingemittelten Strukturfunktionen auftretende Impulsdichteverteilung q_f(x,Q^2), erweitert um eine Wichtung mit der Quarkhelizität. In Analogie zu (2.18) ist g_1 die ladungsgewichtete Summe der Quark*helizitäts*verteilungen im Nukleon. Die Strukturfunktion g_2 kann dagegen im QPM nicht dargestellt werden (s. auch folgenden Abschnitt).

Eine zunächst sinnvoll erscheinende Annahme ist, dass s-Quarks, die im Rahmen der Quantenchromodynamik ausschließlich paarweise in Quantenfluktuationen der Gluonen erzeugt werden können und deren Spins während der kurzen Lebensdauer der Fluktuationen gekoppelt bleiben sollten, nicht zum Nukleonspin beitragen, also $\Delta s(x) = 0$ oder zumindest $\Delta S := \int_0^1 \mathrm{d}x\,\Delta s(x) = 0$ gilt. Unter dieser und der weiteren Annahme, dass das Spektrum der existierenden Hadronen durch die SU(3)-Symmetrie komplett beschrieben wird, kann man für die Spinstrukturfunktionen g_1 des Protons p und des Neutrons n die ELLIS-JAFFE-Summenregel ableiten ([ElJa:74]),

$$\begin{pmatrix} \Gamma_1^{\mathrm{p}} \\ \Gamma_1^{\mathrm{n}} \end{pmatrix} := \int_0^1 \mathrm{d}x \begin{pmatrix} g_1^{\mathrm{p}}(x) \\ g_1^{\mathrm{n}}(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{12}\left|\frac{g_A}{g_V}\right| \begin{pmatrix} 1{,}78 \\ -0{,}22 \end{pmatrix}, \tag{2.24}$$

die das nullte Moment der Funktionen mit der elektroschwachen Vektor- und Axialvektorkopplung g_V und g_A verknüpft.[8] Messungen von g_1^{p} mit dem EMC-Experiment am CERN ergaben einen signifikant kleineren Wert für das Integral als von (2.24) vorhergesagt ([EMC:88, EMC:89]) und weckten damit das Interesse an der Spinstruktur des Nukleons.

In der BJORKEN-Summenregel ([Bjo:66, Bjo:70])

$$\Gamma_1^{\mathrm{p}} - \Gamma_1^{\mathrm{n}} = \int_0^1 \mathrm{d}x \left[g_1^{\mathrm{p}}(x) - g_1^{\mathrm{n}}(x)\right] = \frac{1}{6}\left|\frac{g_A}{g_V}\right| \tag{2.25}$$

tragen die s-Quarks, deren Anteile im Proton und Neutron als gleich anzunehmen sind, nicht bei.[9] Die Tatsache, dass (2.25) bisher mit allen Messungen verträglich ist, kann im

[8] Die Q^2-Abhängigkeit von g_1 wurde hier nicht berücksichtigt, kann aber als Korrektur in die Summenregel mit einbezogen werden, wie z. B. in [LRV:97] gezeigt (vgl. auch Abschnitt 2.4).

[9] Bezüglich der Q^2-Abhängigkeit gilt die Bemerkung zur ELLIS-JAFFE-Summenregel (Fußnote 8) analog.

Rahmen der SU(3)-Symmetrie als indirekter Hinweis auf eine nicht verschwindende s-Quark-Polarisation $\Delta S/S \neq 0$ als mögliche Ursache für die Verletzung der ELLIS-JAFFE-Summenregel gewertet werden.

Die Beschreibung der Nukleonstruktur in rein statischen Modellen erweist sich jedoch als zu einfach und nicht mit Messungen vereinbar. Der Gesamtspin des Nukleons ist eine dynamische Größe und setzt sich additiv zusammen aus den über x integrierten Helizitätsverteilungen der Quarks, $\Delta Q := \int_0^1 \mathrm{d}x\, \Delta q(x)$, und der Gluonen, $\Delta G := \int_0^1 \mathrm{d}x\, \Delta g(x)$. Weiterhin tragen die Bahndrehimpulse sowohl der Quarks als auch der Gluonen, L_z^q und L_z^g, zum Nukleonspin bei, so dass die Bilanz lauten muss:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\sum_f \Delta Q_f + \Delta g + L_z^g + L_z^g\,. \tag{2.26}$$

Die Spinstrukturfunktion g_1 enthält die Anteile der Quarkspins, gewichtet mit der Ladung der jeweiligen Quarksorte. Insgesamt macht die Summe der Quarkanteile $\Delta\Sigma := \sum_f \Delta Q_f$ aber nur etwa 20–30 % des Nukleonspins aus, was insbesondere die kanonische Vorstellung, wonach der Spin des Nukleons ausschließlich von den Spins der drei "Valenzquarks" getragen wird, widerlegt.

In so genannten semi-inklusiven Messungen, bei denen neben dem gestreuten Lepton auch der hadronische Endzustand analysiert wird, ist auch ein Rückschluss auf die Sorte des in der Streuung getroffenen Quarks und damit eine Entfaltung der Anteile einzelner Quarksorten am spinabhängigen Wirkungsquerschnitt möglich. Dies erfordert allerdings Modellannahmen über den Fragmentationsprozess. Besonderes Augenmerk liegt bei solchen Analysen auf dem Anteil der s-Quarks ΔS am Nukleonspin. Dieser wurde bei der Ableitung der ELLIS-JAFFE-Summenregel (2.24) als verschwindend angenommen, während bereits etwa [ClSi:77] eine von null verschiedene Polarisation der Seequarks vorhersagt. Eine direkte experimentelle Überprüfung der Annahme $\Delta S = 0$ kann hier Klarheit schaffen und damit indirekt auch die zweite Annahme für (2.24), die strikte Gültigkeit der SU(3)-Symmetrie, testen (s. z. B. [EhSc:95, LiLi:95, MRL:96, LSS:00] für quantitative Diskussionen). In neuerer Zeit deuten sowohl theoretische Arbeiten, etwa [CCW:01], als auch Analysen experimenteller Resultate wie z. B. [BaTa:02, LSS:02] auf eine schwach negative Polarisation der s-Quarks hin.

Auch die beiden leichtesten Seequarks bzw. die Differenz ihrer Beiträge zum Nukleonspin sind von großem theoretischem Interesse. Eine positive Differenz der spingemittelten Quarkverteilungen $\bar{d}(x,Q^2) - \bar{u}(x,Q^2) > 0$, die experimentell als gesichert gilt – u. a. liegen auch vom HERMES-Experiment Resultate hierzu vor ([HER:98c]) –, ist z. B. als Folgeerscheinung des PAULI-Prinzips oder durch Mesonwolkenmodelle zu verstehen ([SUS:01]). Hieraus leitet [Bha:01] eine von null verschiedene Differenz der entsprechenden spinabhängigen Verteilungen $\Delta\bar{u}(x,Q^2) - \Delta\bar{d}(x,Q^2) > \bar{d}(x,Q^2) - \bar{u}(x,Q^2)$ ab. Dieses sowie etliche weitere Modelle für die Helizitätsverteilungen der leichten Seequarks ([FrSc:98, DKPW:00, GRSV:01, CaSi:01, StVo:01, BSB:02]) können anhand einer semi-inklusiven Analyse überprüft werden (vgl. auch [FSW:02]).

Der Beitrag der Gluonspins zum Spin des Nukleons, $\Delta g(x, Q^2)$, kann prinzipiell aus der Q^2-Abhängigkeit von g_1 ("Skalenbrechung") gefolgert werden. Ferner ist auch eine Bestimmung von $\Delta g(x, Q^2)$ mittels semi-inklusiver Messungen über den Prozess der "Photon-Gluon-Fusion" möglich. Erste Resultate solcher Studien ([HER:00b]) deuten auf eine positive Gluonpolarisation hin.

Dagegen enthält g_1 keinerlei Information über die bislang unbekannten Bahndrehimpulsanteile L_z^q und L_z^g. Eine Messung dieser zudem theoretisch nur schwer fassbaren Größen muss z. B. die viel versprechenden "verallgemeinerten Partonverteilungen" (s. hierzu Abschnitt 2.7) involvieren.

Die wichtigsten Messgrößen

In dieser Arbeit wird eine inklusive, d. h. nur das gestreute Lepton berücksichtigende Analyse longitudinal-polarisierter tiefinelastischer Streuung durchgeführt. Die so gemessene "inklusive Strukturfunktion" g_1 tritt direkt im Wirkungsquerschnitt auf und ist somit per definitionem eine vollkommen modellunabhängige, integrative Observable. Das Messprinzip soll im Folgenden in einigen relevanten Gleichungen skizziert werden.

Ausgangspunkt ist die Differenz der Wirkungsquerschnitte für parallele und antiparallele Spinorientierung der Stoßpartner (2.21). In der Praxis erweist es sich dabei als vorteilhaft, statt der reinen Differenz die *Asymmetrie* der beiden Streuquerschnitte[10]

$$A_{||} = \frac{\sigma^{\uparrow\Downarrow} - \sigma^{\uparrow\Uparrow}}{\sigma^{\uparrow\Downarrow} + \sigma^{\uparrow\Uparrow}} \tag{2.27}$$

zu messen, da sich in dieser ein Großteil aller auftretenden Detektorineffizienzen u. Ä. bereits weghebt und sich somit die Normierung der Daten wesentlich vereinfacht. Entsprechend definiert man als Analogon zu (2.22) die Asymmetrie der transversal-polarisierten Wirkungsquerschnitte

$$A_{\perp} = \frac{\sigma^{\uparrow\Rightarrow} - \sigma^{\uparrow\Leftarrow}}{\sigma^{\uparrow\Rightarrow} + \sigma^{\uparrow\Leftarrow}} \,. \tag{2.28}$$

Diese Asymmetrien der tiefinelastischen Streuquerschnitte enthalten nach (2.11) Anteile sowohl vom leptonischen als auch vom hadronischen Vertex. Nur der letztere enthält Information über die zu untersuchende Substruktur des Hadrons. Man greift daher auf den bereits im vorstehenden Abschnitt diskutierten Absorptionsquerschnitt transversal polarisierter virtueller Photonen im Nukleon σ_{T} bzw. dessen Spinasymmetrie

$$A_1 = \frac{\sigma_{\mathrm{T}}^{1/2} - \sigma_{\mathrm{T}}^{3/2}}{2\sigma_{\mathrm{T}}} \tag{2.29}$$

[10] Alle im folgenden angegebenen Wirkungsquerschnitte und Asymmetrien sind als zweifach differenzielle Größen wie in (2.21) zu verstehen. Die Differenziale d^2 werden hier jedoch aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mitgeschrieben.

zurück. Die Indices "$1/2$" und "$3/2$" bezeichnen hierbei die Gesamthelizität des Photon-Nukleon-Systems. Eine weitere Photonabsorptionsasymmetrie ergibt sich aus der Interferenz der Absorption longitudinal und transversal polarisierter Photonen σ_{LT}:

$$A_2 = \frac{\sigma_{\mathrm{LT}}}{\sigma_{\mathrm{T}}} \, . \tag{2.30}$$

Bei der Umrechnung der unmittelbar messbaren Streuquerschnittsasymmetrien $A_{||}$ und $A_{\perp}$ in die hier definierten Absorptionsasymmetrien A_1 und A_2 tritt neben den bereits in (2.8)–(2.10) eingeführten kinematischen Faktoren v. a. der *Depolarisationsfaktor*

$$D = \frac{y(2-y)\left(1+\gamma^2 y/2\right)}{y^2(1+\gamma^2)\left(1-2m^2/Q^2\right)+2\left(1-y-(y\gamma)^2/4\right)(1+R)} \tag{2.31}$$

in Erscheinung, der anschaulich die Polarisation des virtuellen Photons in Einheiten der Leptonpolarisation angibt. Er ist generell ungefähr gleich dem Energieübertrag des Leptons auf das Photon, $D \approx y$: Photonen, die einen Großteil der Energie des Leptons erhalten, übernehmen mit hoher Wahrscheinlichkeit auch dessen Spinrichtung, während der Spinübertrag auf niederenergetische Photonen entsprechend klein ist.

Zwischen den oben eingeführten Streuquerschnitts- und Photonabsorptionsasymmetrien besteht ein linearer, eineindeutiger Zusammenhang:

$$A_{||} = D(A_1 + \eta A_2) \, , \tag{2.32}$$

$$A_{\perp} = D\sqrt{\frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon}}(A_2 - \eta\frac{1+\varepsilon}{2\varepsilon}A_1) \, . \tag{2.33}$$

Wie bereits an den Ausdrücken (2.21) und (2.22) zu erkennen, misst man in den Streuquerschnittsasymmetrien $A_{||}$ (2.27, 2.32) und $A_{\perp}$ (2.28, 2.33) immer eine Linearkombination *beider* "Photonasymmetrien" A_1 und A_2. Diese enthalten im Zähler bzw. Nenner im Wesentlichen die spinabhängigen bzw. -gemittelten Absorptionsquerschnitte und sind mit den entsprechenden Strukturfunktionen verknüpft über

$$A_1 = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \, , \tag{2.34}$$

$$A_2 = \gamma\frac{g_1 + g_2}{F_1} \, . \tag{2.35}$$

Aus der Definition (2.29) folgt trivial die Einschränkung

$$|A_1| \leq 1 \, . \tag{2.36}$$

Für die "transversale" Asymmetrie A_2 wird bei [SoTe:00] gezeigt

$$|A_2| \leq \sqrt{\frac{R(1+A_1)}{2}} \, . \tag{2.37}$$

Die Photonasymmetrien sind i. Allg. Funktionen von x und Q^2, wobei sich als die dominante Abhängigkeit diejenige von x herausstellt. In (2.34) und (2.35) erkennt man jedoch, dass wegen $\gamma \sim \sqrt{Q^2}$ auch eine Variation mit Q^2 nicht a priori auszuschließen ist. Im Falle von A_1 wurde eine solche Abhängigkeit bislang noch nicht signifikant nachgewiesen und ist daher höchstens marginal[11] (s. Abschnitt 5.5.3). Dagegen ist A_2 näherungsweise $\sim \gamma g_1/F_1$ und somit explizit Q^2-abhängig, was durch Messungen bestätigt wird und sich auch in verschiedenen Modellen und Parametrisierungen niederschlägt.

Für die hier durchzuführende g_1-Messung ist gelegentlich, als grobe Faustregel, die aus (2.32) und (2.34) abzulesende Näherung $g_1/F_1 \approx A_1 \approx A_{||}/D$ hilfreich, um sich die wesentlichen Zusammenhänge und Größenordungen klarzumachen. Die jeweils beigemischten "falschen" Größen A_2 bzw. g_2 sind klein und überdies kinematisch unterdrückt. Ihre exakte Behandlung bei der g_1-Extraktion aus den Daten erfolgt mittles externer Annahmen bzw. Parametrisierungen (s. Abschnitt 5.5.1).

2.4 Auswirkungen der Quantenchromodynamik

Bis hierher wurde das Nukleon stets als ein Verbund masseloser, nicht wechselwirkender DIRAC-Teilchen idealisiert. Tiefinelastische Streuung ist dann als quasi-elastische Wechselwirkung mit den punktförmigen Konstituenten anzusehen, und die Wirkungsquerschnitte bzw. Strukturfunktionen sind von der räumlichen Auflösung Q^2 vollkommen unabhängig. Die einzige funktionale Abhängigkeit ist die von der Inelastizität x ("BJORKEN scaling"). Experimentelle Befunde ergeben jedoch eine schwache, aber signifikante Q^2-Abhängigkeit sowohl der spingemittelten als auch der spinabhängigen Wirkungsquerschnitte ("Skalenbrechung"), was zunächst eine Interpretation tiefinelastischer Streuung als quasi-elastische Streuung an *ausgedehnten* Konstituenten nahe legt. Dieser scheinbare Widerspruch zum Bild punktförmiger Partonen kann im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) aufgelöst werden, die die Bindungskräfte im Nukleon beschreibt.

Der hier folgende kurze Überblick über die wichtigsten QCD-Phänomene beginnt mit der Diskussion der Verhältnisse bei hohem Q^2, also hoher transversaler Auflösung des virtuellen Photons. Die Physik bei kleinem Q^2, d. h. auf größeren Längenskalen, ist komplizierter und wird anschließend behandelt. Einige Bemerkungen über den ebenfalls mit der QCD in Zusammenhang stehenden anomalen Gluonbeitrag beschließen diesen Abschnitt.

[11] Dies gilt zumindest im BJORKEN-Grenzfall. Da bei Verwendung reeller Photonen, also bei $Q^2 = 0$, eine stark negative Asymmetrie gemessen wird ([GDH:01]), muss A_1 bei kleinem Q^2 sogar das Vorzeichen wechseln.

2.4.1 QCD bei kleinen Abständen ($Q^2 \gg 1\,\mathrm{GeV}^2$): "asymptotische Freiheit"

Die QCD beschreibt die starke Kraft als Austausch von Eichbosonen, den masselosen, elektrisch ungeladenen Gluonen, die an die "Farbladung" der Quarks koppeln. Die Kopplungskonstante α_s hängt von der Auflösung Q^2 ab: Mit steigender Auflösung des Photons nimmt α_s ab, im Grenzfall unendlich kleiner Abstände verschwindet die Kopplung ganz, $\lim_{Q^2\to\infty} \alpha_\mathrm{s} = 0$. Diese "asymptotische Freiheit" ist ein wichtiges Charakteristikum der QCD. Ursache hierfür ist im Wesentlichen, dass die Gluonen selbst Farbe tragen, anders als in der QED, die die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch elektrisch ungeladener Teilchen beschreibt. Die Eichbosonen der QCD unterliegen also selbst der von ihnen vermittelten Kraft. Gerade dieses Phänomen macht Berechnungen in der QCD für die Praxis sehr viel aufwändiger als in der QED.

In Abbildung 2.3 sind einige FEYNMAN-Graphen, an denen Gluonen beteiligt sind, gezeigt: die Abstrahlung bzw. Absorption eines "harten" Gluons, der Zerfall eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar, eine "weiche" Gluonschleife, auch "Quark-Selbstenergie" genannt, sowie der Drei- und der Vier-Gluonen-Vertex. Die Aufspaltung des Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar ist für die Erforschung der Nukleonstruktur von besonderer Bedeutung, weil auf diesem Wege die Seequarks entstehen, die direkt zum tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt beitragen. Zur Beschreibung solcher Vertices dienen die Verzweigungsfunktionen $P_{ij}(\xi)$, d. h. die Wahrscheinlichkeitsdichten dafür, dass ein Parton i ein anderes Parton j mit Impulsbruchteil ξ des Ausgangspartons "enthält" bzw. abstrahlen oder in ein solches übergehen kann. Die spinabhängigen Verzweigungsfunktionen werden mit $\Delta P_{ij}(\xi)$ bezeichnet.

Die scheinbar ausgedehnten Konstituenten, auf die die Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktionen zunächst hinzudeuten scheint, sind anschaulich ausgedrückt "Wolken" aus Quarks und Gluonen, die durch die in Abbildung 2.3 dargestellten Prozesse entstehen. Ein virtuelles Photon mit kleinem Q^2 "sieht" diese Wolken als strukturlose Objekte, während bei höherem Q^2, also besserer räumlicher Auflösung, die Substruktur solcher Gebilde getrennt wird. Dieses Schema setzt sich für $Q^2 \to \infty$ fort bis zum Grenzfall tatsächlich punktförmiger Quarks.

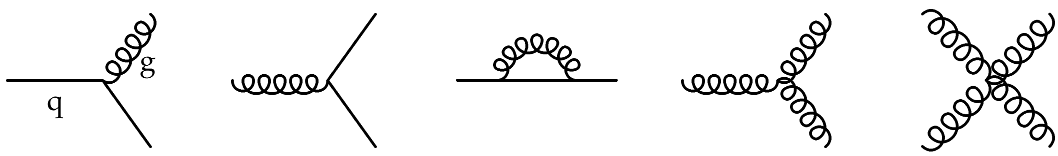


Abbildung 2.3: Einige FEYNMAN-Graphen der starken Wechselwirkung. Von links: Gluonabstrahlung bzw. (durch Drehung) -absorption, Gluonaufspaltung in ein Quark-Antiquark-Paar, virtuelle Gluonschleife und Gluon-Selbstwechselwirkung.

Bei hinreichend hohem Q^2 ist die Kopplung α_s schwach genug, um eine störungstheoretische Behandlung solcher Phänomene zu ermöglichen. Aufgrund der Gluon-Selbstwechselwirkung in der QCD treten hierbei allerdings wesentlich mehr zu berücksichtigende Terme auf als in der QED, weswegen bislang nur die ersten Ordnungen gerechnet werden konnten. Eine umfassende Behandlung dieser Thematik, die hier nur in sehr groben Zügen umrissen werden kann, findet sich in [Alt:82].

In führender Ordnung (LO, *engl.* "**l**eading **o**rder) bleibt die QPM-Darstellung von g_1 (2.23) in gleicher Form gültig, da die Skalenbrechung durch modifizierte, Q^2-abhängige Quarkdichten $\Delta q(x, Q^2)$ ausgedrückt werden kann. Die Q^2-Evolution der spinabhängigen[12] Quark- und Gluondichten wird durch ein lineares System gekoppelter Integro-Differenzial-Gleichungen beschrieben, die im Wesentlichen die logarithmische Änderung der Dichtefunktionen mit Q^2 als Summe über *alle* Partondichten, gefaltet mit den diese erzeugenden Verzweigungsfunktionen, darstellen:

$$\begin{aligned} Q^2 \frac{\partial \Delta q_f(x,Q^2)}{\partial Q^2} &= \frac{\alpha_\mathrm{s}(Q^2)}{2\pi} \left[\Delta q_f * \Delta P_{qq} \quad + \quad \Delta g * \Delta P_{qg} \right] \quad \forall\, f \,, \\ Q^2 \frac{\partial \Delta g(x,Q^2)}{\partial Q^2} &= \frac{\alpha_\mathrm{s}(Q^2)}{2\pi} \left[\Delta q_f * \Delta P_{gq} \quad + \quad \Delta g * \Delta P_{gg} \right] , \end{aligned} \tag{2.38}$$

mit der Konvolution

$$f_1 * f_2 := \int_x^1 \frac{\mathrm{d}x'}{x'} \, f_1(x', \dots) f_2\left(\frac{x}{x'}\right) \tag{2.39}$$

(die Punkte stehen für weitere, in die Faltung nicht involvierte Variablen, wie in diesem Fall Q^2). Die Gleichungen (2.38) wurden von Altarelli und Parisi sowie, davon unabhängig, von Dokshitzer, Gribov und Lipatov formuliert und werden nach diesen auch als "DGLAP-Gleichungen" bezeichnet.

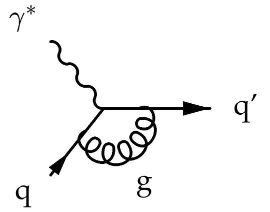
In nächsthöherer Ordnung (NLO, *engl.* "**n**ext-to-**l**eading **o**rder) muss der QPM-Ausdruck für g_1 (2.23) um Terme für Partonen höherer Virtualität erweitert werden:

$$\begin{aligned} g_1(x,Q^2) = \ & \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Bigg\{ \Delta q_f(x,Q^2) + \\ & + \frac{\alpha_\mathrm{s}(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{\mathrm{d}x'}{x'} \left[\Delta C_f \left(\frac{x}{x'}\right) \Delta q_f(x',Q^2) + \Delta C_g \left(\frac{x}{x'}\right) \Delta g(x',Q^2) \right] \Bigg\} , \end{aligned} \tag{2.40}$$

also um Faltungen mit weiteren Koeffizientenfunktionen $\Delta C_{f(g)}(\xi)$. Die Entwicklungsgleichungen sind den DGLAP-Gleichungen der Form nach äquivalent, benötigen aber neben modifizierten Quarkdichten auch eigene Verzweigungsfunktionen ([Vog:96]).

[12] Für die spingemittelten Verteilungen gelten entsprechende Gleichungen.

Durch Anpassung von (2.40) an inklusive Messdaten unter Verwendung der DGLAP-Gleichungen können sowohl die $\Delta q(x, Q^2)$ als auch $\Delta g(x, Q^2)$ prinzipiell extrahiert werden. Ein gewisses, ab NLO auftretendes Problem ist dabei, dass die zu bestimmenden Größen nur dann wohldefiniert sind, wenn das verwendete Renormierungs- und Faktorisierungsschema angegeben werden. Im naiven QPM wird zunächst angenommen, dass die Fragmentation des in der Streuung getroffenen Quarks ("Stromquark") von der Absorption des virtuellen Photons sowie von der Fragmentation des Targetüberbleibsels vollständig entkoppelt ist, die Amplituden aller Vorgänge also faktorisieren und keine Interferenz auftritt. Diese Idealisierung wird aber etwa durch die "Gluon-Vertexkorrektur"



(2.41)

und mehr noch durch die Endzustandswechselwirkung der Strom- mit den Targetfragmenten gestört. Die Fragmentationen der einzelnen Bestandteile des Endzustands können genau genommen niemals vollkommen unabhängig voneinander ablaufen, da zur Entstehung farbneutraler Hadronen zumindest Farbfluss zwischen Strom- und Targetfragmenten stattfinden muss.

Bei NLO-Analysen ist daher besonderes Augenmerk auf das gewählte Renormierungs- und das Faktorisierungsschema zu legen. Virtuell erzeugte Partonen mit kleinem Viererimpulsquadrat können in die Dichteverteilungen Δq bzw. Δg integriert werden, während "harte" Gluonen und die daraus hervorgehenden Quarks mithilfe der Koeffizienten $\Delta C_{f(g)}$ behandelt werden müssen. Die Grenze zwischen den beiden Bereichen, die so genannte *Faktorisierungsskala* μ^2, ist nicht eindeutig festlegbar. Ihre genaue Wahl muss daher stets angegeben werden, wenn von Partonverteilungen die Rede ist. Lediglich die inklusive Strukturfunktion g_1 ist eine echte Observable und darf vom theoretischen Rahmen in keinerlei Weise abhängen, während dies bei *extrahierten* Größen wie den Partonverteilungen durchaus der Fall sein kann.

Die Klärung einiger theoretischer Fragen sowie die zunehmende Menge an Experimentdaten ermöglichten in den vergangenen Jahren eine große Zahl an NLO-Analysen. Neben den schon in Abschnitt 2.3 genannten seien hier stellvertretend für viele weitere noch [GeSt:96, E154:97b, SMC:98c, AAC:00, dFSa:00, BlBö:02] erwähnt.

2.4.2 QCD bei großen Abständen ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$): "Confinement"

Die QCD-Effekte in den Strukturfunktionen können bei hohem Q^2 mit den beschriebenen störungstheoretischen Methoden gut beschrieben werden. Bei kleinem Q^2, d. h. stärkerer Kopplung, ist die Hinzunahme immer höherer Ordnungen nicht mehr mit vertretbarem

Aufwand durchführbar und wäre darüber hinaus auch sinnlos, weil die QCD-Störungsreihe i. Allg. überhaupt nicht konvergiert. Dies liegt daran, dass auf den in diesem kinematischen Bereich untersuchten größeren Längenskalen ein partonischer Ansatz in der Art von (2.23) oder auch (2.40) grundsätzlich nicht mehr zu rechtfertigen ist. Vielmehr treten zunehmend durch das "Confinement" in der QCD bedingte langreichweitige Korrelationseffekte zwischen Quarks und Gluonen und im Extremfall die Eigenschaften des Nukleons als Ganzes zutage. Die Streuung erfolgt dann nicht mehr quasi-elastisch an freien, punktförmigen Partonen bzw. kleinen "Teilchenwolken", sondern *kohärent* an räumlich weit ausgedehnten Substrukturen des Nukleons.

Eine volle Beschreibung der Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktionen kann mit der – im Übrigen für alle Q^2 anwendbaren, aber mathematisch recht aufwändigen – Operatorproduktentwicklung erfolgen, die auf eine Reihenentwicklung bezüglich $1/Q := 1/\sqrt{Q^2}$ hinausläuft. Der Entwicklungsexponent τ wird als "Twist" bezeichnet. Für g_1 ergibt sich ([Ste:99])

$$xg_1(x, Q^2) = xg_1|_{\tau=2}(x, Q^2) + \frac{h|_{\tau=3}(x, Q^2) + h|_{\tau=4}(x, Q^2)}{Q^2} + \mathcal{O}(\frac{1}{Q^4}) \; . \tag{2.42}$$

Die oben diskutierte partonische Betrachtungsweise gilt nur für führenden Twist $\tau = 2$ und gibt bei hohem Q^2 eine gute Beschreibung, weil alle höheren Terme $h_{\tau>2}$ mit mindestens $(1/Q)^{\tau-2}$ unterdrückt sind. Bei $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$ gewinnen diese Anteile jedoch an Gewicht und können daher i. Allg. nicht mehr vernachlässigt werden.

Man erwartet, dass eine *perturbative* Analyse in nächsthöherer Ordnung (NNLO, *engl.* "**n**ext-to-**n**ext-to-**l**eading **o**rder) die Effekte der höheren Twists teilweise ebenfalls wiedergibt. Eine vollständige, geschlossene Beschreibung wird jedoch mit rein störungstheoretischen Methoden nach heutigem Wissensstand nicht möglich sein ([SSS:01]).

Bei kleinem Q^2 kann das Nukleon nicht länger als ein System sich parallel zueinander bewegender Partonen ohne Transversalimpulse angesehen werden. Vielmehr werden in diesem kinematischen Bereich sowohl transversale Impuls- als auch Polarisationsanteile sichtbar. Die beiden Effekte sind nicht strikt voneinander zu trennen, weil transversale Bewegung der Partonen relativ zueinander auch mit Bahndrehimpulsen verbunden ist, die wiederum zum Nukleonspin beitragen. Solche Phänomene können durch den Twist-2-Anteil nicht beschrieben werden, sondern manifestieren sich erst in den höheren Beiträgen.

Besonderes Interesse verdient in diesem Zusammenhang die "transversale Strukturfunktion" g_2, da bei dieser der Twist-2-Beitrag verschwindet. Dies ist der Grund dafür, dass g_2, wie oben schon angedeutet, nicht in der Art von (2.23) nach Partondichten aufgeschlüsselt werden kann (oder dann bestenfalls $g_2 = 0$ gesetzt werden müsste). Diese Funktion ist eine wichtige Testgröße für transversale Spinkomponenten im Nukleon.

Der Zusammenhang mit g_1 kann als

$$g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{\mathrm{d}x'}{x'}\, g_1(x', Q^2) + g_2|_{\tau \geq 3}(x, Q^2) \tag{2.43}$$

formuliert, g_2 also aus einem führenden Anteil und Korrekturen höherer Ordnung konstruiert werden. Der führende Anteil, der schon von [WaWi:77] abgeleitet wurde, reproduziert die bisher verfügbaren Messdaten (s. v. a. [E155:02]) bereits erstaunlich gut, was darauf schließen lässt, dass die höheren Anteile $g_2|_{\tau \geq 3}(x, Q^2)$ nur klein sind. Somit erlaubt (2.43) eine Berechnung von g_2 aus der besser bekannten Strukturfunktion g_1, was zur Parametrisierung der transversalen Asymmetrie A_2 in Abschnitt 5.5.1 von großem Nutzen sein wird.

Neben diesen dynamischen höheren Twists treten bei kleinem Q^2 auch Effekte auf, die mit den statischen Eigenschaften des Nukleons zusammenhängen. Speziell sind hier die *Targetmassenkorrekturen* zu nennen, die wichtig werden, sobald die Masse M des Nukleons gegenüber der Photonvirtualität Q^2 nicht mehr vernachlässigt werden darf, also bei $Q^2 \approx M^2$ und darunter. Diese Korrekturen lassen sich ebenfalls als Potenzreihe in M^2/Q^2 schreiben, sind aber – anders als die dynamischen höheren Twists – grundsätzlich in beliebiger Ordnung berechenbar ([BlTk:99]).

Zusätzlich zur "echten" tiefinelastischen Streuung erhalten die gemessenen Strukturfunktionen auch Beiträge von diffraktiver Vektormesonproduktion. In inklusiver Streuung sind die beiden Kanäle anhand der Endzustände nicht zu unterscheiden. Die diffraktiven Anteile sind ebenfalls bei kleinem Q^2 besonders hoch, ihre genaue quantitative Beschreibung ist stark modellabhängig (s. z. B. [ClRo:94, BKK:00]). Interessant sind in diesem Zusammenhang mögliche Spinabhängigkeiten in der Vektormesonproduktion, zu denen seit kurzer Zeit experimentelle Resultate vorliegen ([Tri:99, HER:01b]) und deren theoretische Erfassung Gegenstand aktueller Forschung ist (zu neueren Studien s. [BlRo:02] und [KMVV:02]). Von besonderer Wichtigkeit ist das Verständnis dieser Beiträge wiederum für semi-inklusive Analysen, in denen sichergestellt werden muss, dass die erzeugten Hadronen tatsächlich auf dem Wege tiefinelastischer Streuung mit nachfolgender Fragmentation und nicht in diffraktiven Prozessen entstanden sind (s. etwa [UlSz:02]). Für solche Zwecke müssen daher diffraktive Anteile unter Zuhilfenahme von Modellen als Untergrund subtrahiert werden.

2.4.3 Der anomale Gluonbeitrag und die Seequarkpolarisation

In der QED ist die LAGRANGEdichte eines freien DIRAC-Felds ψ invariant unter Eichtransformationen und der zugehörige Axialvektorstrom $j_5^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$ eine Erhaltungsgröße, solange das Feld masselos ist ([PeSc:95]):

$$\partial_\mu j_5^\mu = 2\mathrm{i}m\bar{\psi}\gamma^5\psi\ . \tag{2.44}$$

In der QCD dagegen tritt aufgrund der Selbstwechselwirkung der Austauschteilchen ein weiterer, die Gluonfelder enthaltender Term in der Divergenz auf, so dass der Axialvektorstrom auch masseloser Quarks nicht erhalten ist. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von der "axialen Anomalie" in der QCD. Bei [AlRo:88] wird nun darauf hingewiesen, dass – obwohl Gluonen elektrisch ungeladen sind und daher nicht direkt zum tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt beitragen – es aufgrund der Anomalie zu einem *anomalen Gluonbeitrag* $\alpha_\mathrm{s}\Delta G/2\pi$ zum Integral $\Gamma_1 = \int_0^1 \mathrm{d}x\, g_1(x)$ kommt. Dieser resultiert im Wesentlichen aus einer Verschiebung des Axialvektorstroms

$$j_5^\mu \mapsto j_5^\mu - K^\mu \,, \tag{2.45}$$

wobei K^μ die zusätzliche Divergenz gerade kompensiert, so dass (2.44) auch in der QCD gültig bleibt ([TrTy:94]).

Nimmt man in (2.26) für jede Quarksorte f die Ersetzung

$$\Delta Q_f \mapsto \Delta Q_f - \frac{\alpha_\mathrm{s}(Q^2)}{2\pi}\Delta G \tag{2.46}$$

vor, so resultiert je nach der Größe von ΔG ein u. U. beträchtlich kleinerer Anteil der Quarkspins am Gesamtspin des Nukleons als nach der naiven Erwartung. Der eigentliche Gluonbeitrag ΔG zum Nukleonspin in (2.26) bleibt davon unberührt.

Der anomale Spinbeitrag der Gluonen kann vollkommen gleichwertig als ein negativer Spinbeitrag der aus den Gluonen perturbativ entstandenen Seequarks $\Delta Q_\mathrm{sea} = \int_0^1 \mathrm{d}x\, \Delta q_\mathrm{sea}(x) < 0$ aufgefasst werden ([BoQi:90]). Es sei daran erinnert, dass in NLO die virtuell erzeugten Partonen sowohl in den Quarkdichten absorbiert als auch als externe "QCD-Strahlungskorrekturen" behandelt werden können, wobei die genaue Interpretation nur vom verwendeten Faktorisierungsschema abhängt, also lediglich eine Frage der Konvention ist. Im Grenzfall verschwindender Seequarkpolarisation ist die Verkleinerung des Quarkspinbeitrags in (2.46) ausschließlich durch den anomalen Gluonbeitrag gegeben, im anderen Extremfall ist dieser null und ΔQ_sea negativ. Ferner sind, je nach Wahl des Faktorisierungsschemas, Darstellungen denkbar, in denen der anomale Gluonbeitrag nur teilweise als Seequarkpolarisation geführt und teilweise den Gluonen zugeschrieben wird. Die verschiedenen Beschreibungen sind mathematisch wie physikalisch völlig äquivalent und enthalten die gleiche Information, weil die Partondichten für sich genommen keine Observablen sind ([Che:96]). Anschaulich gesprochen kann ein Beobachter nicht entscheiden, ob der Gesamtspin einer perturbativen "Partonwolke" von den Gluonen oder den Seequarks getragen wird, weil beide ständig auseinander hervor- bzw. ineinander übergehen und die Interpretation als Quark- oder Gluonpolarisation nur von der Faktorisierungsskala abhängt.

Ein Faktorisierungsschema, das den anomalen Gluonbeitrag vollständig als Seequarkpolarisation auffasst, ist eichinvariant. Es verletzt aber die chirale Symmetrie, nach der (masselose) Quark-Antiquark-Paare in perturbativen Prozessen stets mit einander entgegengesetzten Helizitäten erzeugt werden, also unabhängig vom Wert von ΔG stets

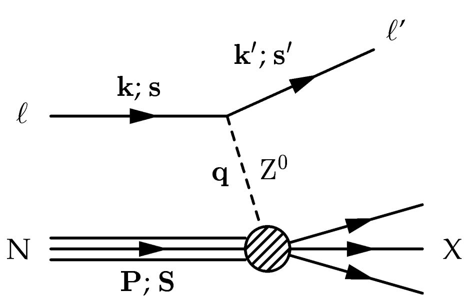
$\Delta Q_{\mathrm{sea}} = 0$ erfüllt sein sollte. Umgekehrt ist in einem Schema, in dem $\Delta Q_{\mathrm{sea}} = 0$ gilt, zwar die chirale Symmetrie gewahrt, die Eichinvarianz aber gebrochen, was letztlich eine Folge der Nichterhaltung des Axialvektorstroms in der QCD ist. Aufgrund der axialen Anomalie können nicht beide Symmetrien gleichzeitig gewahrt bleiben.

Es sollte hervorgehoben werden, dass die hier besprochene Äquivalenz von Seequarkpolarisation und anomalem Gluonbeitrag nur für die Integrale über $\Delta q_{\mathrm{sea}}(x)$ und $\Delta g(x)$ bzw. deren Beiträge zum Integral Γ_1 bei festem Q^2 gilt, nicht aber für höhere Momente und damit auch nicht für die funktionalen Verläufe $\Delta q_{\mathrm{sea}}(x), \Delta g(x)$ bzw. $g_1(x)$.

Der anomale Gluonbeitrag gilt heutzutage als Erklärung für die Verletzung der Ellis-Jaffe-Summenregel (2.24): Reduziert man den Quarkspinbeitrag wie in (2.46), so wird das Integral Γ_1 entsprechend kleiner, kommt also den Messwerten näher. Voraussetzung dafür ist, dass ΔG positiv und groß genug bzw., vollkommen gleichbedeutend, ΔQ_{sea} hinreichend negativ ist, was nur durch Messungen überprüft werden kann. Von theoretischer Seite bleibt jedoch zu klären, wie eine solche negative Seequark-Polarisation zustande kommen kann. Zwar existieren beispielsweise Instantonmodelle, die nicht-perturbativ eine Helizitätswechsel erlaubende und somit die chirale Symmetrie brechende Seequark-Erzeugung aus dem QCD-Vakuum beschreiben. Weiterhin hätten von null verschiedene Quarkmassen eine solche Symmetriebrechung zur Folge. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt scheint jedoch fraglich, ob diese Mechanismen ausreichen, um die Abweichung des Messwerts für Γ_1 von der Ellis-Jaffe-Summenregel auch quantitativ zu erklären ([Che:00]).

2.5 Elektroschwache Beimischungen

Der in Abbildung 2.1 gezeigte Feynman-Graph stellt nur eine Näherung für kleine Energien dar. Im allgemeinen Fall muss bereits in führender Ordnung Störungstheorie noch die Interferenz des virtuellen Photons mit dem ungeladenen Eichboson der schwachen Wechselwirkung, dem Z^0-Teilchen, berücksichtigt werden. Zum Ein-Photon-Austausch tritt also kohärent die Amplitude



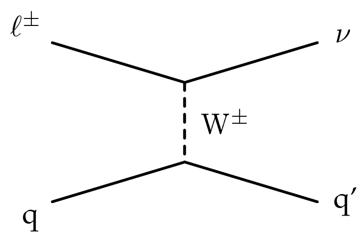
(2.47)

hinzu. Der hadronische Tensor erweitert sich dann gegenüber (2.17) um vier zusätzliche Strukturfunktionen F_3, g_3, g_4 und g_5:

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}W^{\mu\nu} = & -\left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2}\right) F_1 + \frac{1}{\nu M}\left(P^\mu + \frac{\nu M}{Q^2}q^\mu\right)\left(P^\nu + \frac{\nu M}{Q^2}q^\nu\right) F_2 + \\ & + \mathrm{i}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\frac{q_\alpha}{\nu}\left[\frac{P_\beta}{2M}F_3 + S_\beta\, g_1 + \left(S_\beta - \frac{S_\kappa q^\kappa P_\beta}{\nu M}\, g_2\right)\right] - \\ & - \frac{P^\mu S^\nu + P^\nu S^\mu}{2\nu} g_3 + P^\mu P^\nu \frac{S_\kappa q^\kappa}{M\nu^2} g_4 + g^{\mu\nu}\frac{S_\kappa q^\kappa}{\nu} g_5 \,.\end{aligned} \tag{2.48}$$

Man beachte, dass die spingemittelte elektroschwache Strukturfunktion F_3 – der entsprechende Term enthält nicht den Nukleonspin **S** – im antisymmetrischen Teil des hadronischen Tensors auftaucht, während die spinabhängigen Terme, die die Strukturfunktionen g_3, g_4 und g_5 enthalten, zum symmetrischen Teil gehören. Man bezeichnet diese Funktionen auch als "paritätsverletzende" Strukturfunktionen. Die damit verbundenen Beiträge zum tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt sind auf den schwachen Isospin, d. h. auf die Ladung des Strahlteilchens sensitiv. Messungen der Strukturfunktion F_3 im Austausch neutraler Ströme wurden durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Elektron-Proton- und Positron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring durchgeführt ([Fus:01]).

Neben dem Z^0-Austausch ist noch die schwache Wechselwirkung über *geladene* Ströme



(2.49)

möglich (Zuschauerquarks wurden hier weggelassen), bei der das getroffene Quark in eine andere Quarksorte und das geladene Lepton in ein Neutrino umgewandelt wird. Auch solche Prozesse wurden bei HERA studiert ([Fus:01]). Das Neutrino hinterlässt dabei keine Spur im Detektor und muss aus dem fehlenden Impuls der Reaktion rekonstruiert werden, was eine zuverlässige Analyse des Endzustands im vollen Raumwinkelbereich 4π erfordert. Durch Zeitumkehr geht (2.49) in die Neutrino-Nukleon-Streuung über, die bereits in zahlreichen Experimenten vermessen wurde (s. [CCFR:97, IHEP:99] als Beispiele für neuere Arbeiten).

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass auch in elastischer Streuung zusätzliche Beiträge zum Wirkungsquerschnitt auftreten, wenn elektroschwache Effekte relevant sind ([Maa:01]).

Die elektroschwachen Strukturfunktionen sind v. a. deshalb von Interesse, weil sie im QPM bestimmte Kombinationen von Valenz- und Seequarkdichten enthalten und somit besonders auf Seequarkbeiträge sensitiv sind. Im QPM gilt beispielsweise bei W^--Austausch:

$$F_3(x,Q^2) = 2\Big[u(x,Q^2) + c(x,Q^2) - \bar{d}(x,Q^2) - \bar{s}(x,Q^2)\Big] , \tag{2.50}$$

und entsprechend für die spinabhängige Strukturfunktion g_3:

$$g_3(x,Q^2) = 2x\Big[\Delta u(x,Q^2) + \Delta c(x,Q^2) - \Delta\bar{d}(x,Q^2) - \Delta\bar{s}(x,Q^2)\Big] . \tag{2.51}$$

Insbesondere könnten derartige Messungen wesentlich zur Klärung der s-Quark-Anteile am Nukleonspin und damit der in Abschnitt 2.4 angesprochenen Fragen beitragen (vgl. [ABM:02]). Zwischen den Spinstrukturfunktionen besteht der "CALLAN-GROSS-ähnliche" Zusammenhang $g_3 \approx 2xg_5$, während g_4 im QPM verschwindet.

Eine Ausnutzung der elektroschwachen Beiträge in der spinabhängigen tiefinelastischen Streuung erscheint jedoch zum gegenwärtigen Zeitpunkt wenig realistisch. Spinabhängige Neutrino-Nukleon-Streuung scheitert an den technischen Schwierigkeiten, die mit der Polarisierung der zur Neutrinostreuung nötigen großen Targets verbunden sind. Ein möglicher Weg wäre, analog zu den unpolarisierten Messungen mit neutralen (2.47) und mit geladenen (2.49) Strömen auch spinabhängige Wirkungsquerschnitte an den Kollisionsexperimenten bei HERA zu studieren. Hierzu müsste neben dem Lepton- auch der Protonstrahl polarisiert werden, wie bereits vorgeschlagen wurde ([DeR:99]).

Im kinematischen Bereich des HERMES-Experiments liegen die Photonvirtualitäten bzw. invarianten Massen des Austauschbosons weit unterhalb der Massen der schwachen Eichbosonen: $Q^2 < 15\ \mathrm{GeV}^2 \ll M_Z^2$. Die elektroschwachen Anteile am Streuprozess, die schon bei den hohen Energien der HERA-Kollisionsexperimente nur wenige Prozent ausmachen, sind somit für diese Arbeit vollkommen unbedeutend. Für die Datenanalyse hat dies konkret den Vorteil, dass die mit Elektronen und mit Positronen als Strahlteilchen genommenen Daten absolut gleich behandelt und die Resultate kombiniert werden können.

2.6 Besonderheiten bei der Streuung am Deuteron

In den vorausgehenden Abschnitten wurde implizit stets die tiefinelastische Streuung von Leptonen an Protonen betrachtet. Bei der Aufzeichnung der in dieser Arbeit analysierten Daten wurde jedoch ein *Deuteron*target verwendet. Von Interesse ist dies zur Strukturuntersuchung des Deuterons als leichtester zusammengesetzter Kern, aber auch, um durch Kombination mit Messdaten am Proton Aufschluss über die Spinstruktur des Neutrons zu gewinnen, da die Präparation eines reinen Neutrontargets bislang nicht möglich ist.

In diesem Abschnitt sollen die Unterschiede zwischen der Streuung am Proton und am Deuteron herausgearbeitet werden. Diese treten bereits in (quasi-)elastischer Streuung zutage ([Zho:99, Nik:01]), haben aber auch in der tiefinelastischen Streuung tief greifende Auswirkungen. Sie betreffen direkt die Extraktion der Spinstrukturfunktion des Neutrons

g_1^{n} aus den Proton- und den Deuterondaten, äußern sich jedoch auch in einer Reihe von Effekten, die mit der Spin-1-Natur des Deuterons zusammenhängen und durch zusätzliche, im Proton nicht auftretende Strukturfunktionen beschrieben werden.

2.6.1 Das Deuteron als Bindungszustand von Proton und Neutron

Die Wirkungsquerschnitte bzw. Strukturfunktionen in tiefinelastischer Streuung an Kernen sind i. Allg. nicht gleich der Summe der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Nukleonen. Vielmehr treten Modifikationen durch kohärente Streuung an größeren Untereinheiten des Kerns und am Kern als Ganzem sowie v. a. durch Bindungseffekte zwischen den Nukleonen auf. Diese als EMC-Effekte bekannten Phänomene sind jedoch – zumindest im BJORKEN-Grenzfall – für das Deuteron aufgrund dessen geringer Bindungsenergie von $-2{,}2\ \mathrm{MeV}$ noch nicht relevant, und die spingemittelte Strukturfunktion ist das arithmetische Mittel derer der beiden Nukleonen:

$$F_2^{\mathrm{d}} = \frac{F_2^{\mathrm{p}} + F_2^{\mathrm{n}}}{2} \ . \tag{2.52}$$

Abweichungen hiervon in der Größenordnung 1–$2\,\%$ werden etwa bei [MST:94] vorhergesagt, sind jedoch stark modellabhängig.

Im Falle der spinabhängigen Strukturfunktionen tritt jedoch eine teilweise Depolarisation ein, wenn sich die beiden Nukleonen im Deuteron in einem D-Wellen-Zustand befinden. Dem wird durch einen *konstanten* "Verdünnungsfaktor" $(1 - 3\omega_D/2)$ Rechnung getragen, wobei die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für das D-Orbital mit $\omega_D \approx 0{,}05$ anzusetzen ist ([Lac:80]):

$$g_1^{\mathrm{d}} = (1 - \frac{3}{2}\omega_D)\frac{g_1^{\mathrm{p}} + g_1^{\mathrm{n}}}{2} \ . \tag{2.53}$$

Weitere Kerneffekte, die etwa durch eine effektive Massenreduktion der Nukleonen im Bindungszustand verstanden werden können, werden im Deuteron erst bei $x \gtrsim 0{,}7$ wichtig ([KMPW:95, MPT:95]) und sind im kinematischen Bereich der in dieser Arbeit vorzustellenden Messung vernachlässigbar.

2.6.2 Das Deuteron als Spin-1-Hadron

Betrachtet man das Deuteron als Ganzes, so ergeben sich eine Reihe interessanter Phänomene, die mit dem ganzzahligen Spin $I = 1$ zusammenhängen. Generell gibt es bei Spin-1-Teilchen *drei* Möglichkeiten der Spinorientierung, wie in Abbildung 2.4 veranschaulicht: Der Spin kann entweder auf einem Kegel um die positive oder negative Quantisierungsachse präzedieren ($m_I = \pm 1$) oder aber auf einem zum Kreis entarteten Kegel senkrecht zur Achse ($m_I = 0$). Die beiden erstgenannten Zustände sind den Einstellmöglichkeiten $m_I = \pm 1/2$ (bzw. "up" $\uparrow$ und "down" $\downarrow$) bei Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen äquivalent, der letztere

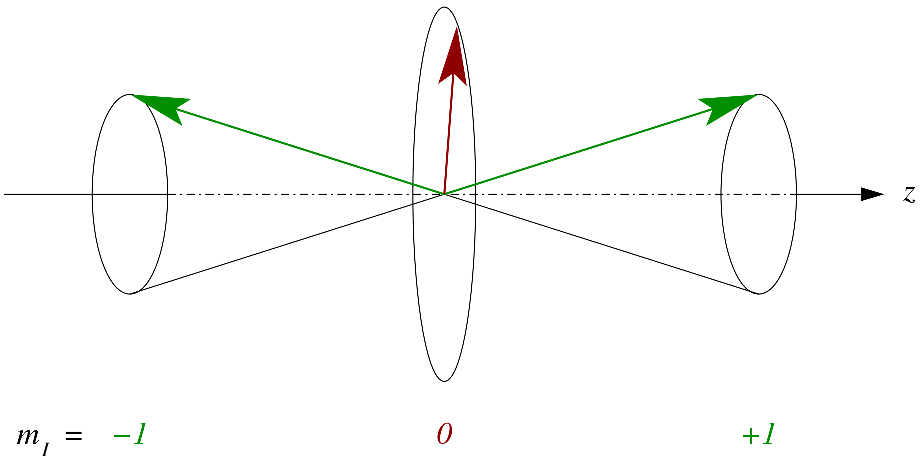


Abbildung 2.4: Veranschaulichung der möglichen Spinzustände des Deuterons.

dagegen existiert nur bei Teilchen mit ganzzahligem Spin. Bezeichnet man die relativen Besetzungszahlen, d. h. die Besetzungswahrscheinlichkeiten der drei Zustände mit p_+, p_- und p_0, so ist die so genannte *Vektor*polarisation definiert als

$$P_z := p_+ - p_- \ , \qquad |P_z| \leq 1 \ . \tag{2.54}$$

Diese entspricht genau dem bekannten Polarisationsgrad eines Ensembles von Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen.

Zusätzlich ist nun bei Spin-1-Teilchen noch die *Tensor*polarisation

$$P_{zz} := p_+ + p_- - 2p_0 = 1 - 3p_0 \ , \qquad -2 \leq P_{zz} \leq +1 \tag{2.55}$$

zu berücksichtigen, die die Asymmetrie zwischen den gemittelten "Vektorzuständen" $m_I = \pm 1$ und dem "Tensorzustand" $m_I = 0$ angibt ([Fic:71, Fic:72]).

Im Falle reiner Vektorpolarisation, also $P_{zz} = 0$, ist der Zustand $m_I = 0$, wie bei einem vollständig unpolarisierten Teilchenensemble, zu einem Drittel besetzt: $p_0 = 1/3$. Die Vektorpolarisation (2.54) ist dann allerdings auf $|P_z| \leq 2/3$ eingeschränkt. Um eine größere Vektorpolarisation $|P_z| \to 1$ zu erzielen, wie in Spinexperimenten in den meisten Fällen erwünscht, muss der Tensorzustand $m_I = 0$ entvölkert werden, was jedoch nach (2.55) unweigerlich eine Tensorpolarisation $P_{zz} \to +1$ zur Folge hat. Umgekehrt verschwindet die Vektorpolarisation komplett, wenn sich alle Teilchen in diesem Zustand aufhalten, die Tensorpolarisation ist dann $P_{zz} = -2$.

Die Existenz des dritten Spinzustands $m_I = 0$ und die damit einhergehende Tensorpolarisation hat weit reichende Auswirkungen auf die tiefinelastische Streuung an Spin-1-Targets wie dem Deuteron. Um diese zu studieren, sei zunächst auf die Diskussion in Abschnitt 2.2 zurückgegriffen. Dort wurde der Streuprozess als absorptive Komponente der COMPTON-Vorwärtsstreuung interpretiert und anhand von Drehimpulserhaltung und Symmetrieüberlegungen abgeleitet, dass der hadronische Tensor durch genau vier Strukturfunktionen zu parametrisieren ist. Dies gilt prinzipiell nicht nur für Nukleonen, sondern – solange die in Abschnitt 2.5 dargestellten Z^0- und $W^\pm$-Beiträge nicht in Betracht kommen – für jedes beliebige Spin-$\frac{1}{2}$-Hadron.

Überträgt man dieses Schema auf das Deuteron, bzw. generell auf Spin-1-Hadronen, so sind in der allgemeinen Übergangsamplitude $\langle h'H'|\hat{\mathbf{S}}|hH\rangle$ statt zwei insgesamt *drei* Hadronhelizitäten $H \in \{-;0;+\}$ zu berücksichtigen. Abzählen der von der Drehimpulserhaltung erlaubten Übergänge ergibt zunächst 19 unabhängige Amplituden. Durch Invarianz unter Raumspiegelung, $\langle -h\,-H|\hat{\mathbf{S}}|-h\,-H\rangle = \langle hH|\hat{\mathbf{S}}|hH\rangle$, und unter Zeitumkehr, $\langle h'H'|\hat{\mathbf{S}}|hH\rangle = \langle hH|\hat{\mathbf{S}}|h'H'\rangle$, verbleiben *acht* freie Parameter zur Beschreibung der Hadronstruktur. Der hadronische Tensor ist also gegenüber (2.17) um vier neue Terme zu erweitern ([HJM:89]):

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu}|_{\text{spin-1}} &= W^{\mu\nu}|_{\text{spin-1/2}} - \\ &\quad -r^{\mu\nu}b_1 + \tfrac{1}{3}(s^{\mu\nu}+t^{\mu\nu}+u^{\mu\nu})b_2 + (s^{\mu\nu}-u^{\mu\nu})b_3 + (s^{\mu\nu}-t^{\mu\nu})b_4\ . \end{aligned} \tag{2.56}$$

Hierbei wurden die kovarianten Tensoren

$$r^{\mu\nu} = \frac{2g^{\mu\nu}}{\nu^2}\left(q^\alpha\mathcal{E}^*_\alpha q^\beta\mathcal{E}_\beta - \frac{\nu^2}{3}(1+\gamma^2)\right)\ , \tag{2.57}$$

$$s^{\mu\nu} = \frac{2P^\mu P^\nu}{\nu^3 M}\left(q^\alpha\mathcal{E}^*_\alpha q^\beta\mathcal{E}_\beta - \frac{\nu^2}{3}(1+\gamma^2)\right)\ , \tag{2.58}$$

$$t^{\mu\nu} = \frac{1}{2\nu^2}\left(q^\alpha\mathcal{E}^*_\alpha(P^\mu\mathcal{E}^\nu + P^\nu\mathcal{E}^\mu) + q^\beta\mathcal{E}_\beta(P^\mu\mathcal{E}^{*\nu} + P^\nu\mathcal{E}^{*\mu}) - \frac{4\nu}{3M}P^\mu P^\nu\right)\ , \tag{2.59}$$

$$u^{\mu\nu} = \frac{M}{\nu}\left[\mathcal{E}^{*\mu}\mathcal{E}^\nu + \mathcal{E}^{*\nu}\mathcal{E}^\mu + \frac{2}{3}\left(g^{\mu\nu} + \frac{P^\mu P^\nu}{M^2}\right)\right] \tag{2.60}$$

eingeführt. Der Polarisationsvektor des Deuterons $\mathcal{E}$ ist mit dem Spinvektor $\mathbf{S}$ über

$$S^\mu = -\frac{\mathrm{i}}{M}\epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma}\mathcal{E}^*_\alpha\mathcal{E}_\beta P_\gamma \tag{2.61}$$

verknüpft und wie dieser orthogonal zum Viererimpuls, $\mathcal{E}_\mu P^\mu = 0$, und auf $\mathcal{E}^*_\mu\mathcal{E}^\mu = -1$ normiert [13].

Es sei darauf hingewiesen, dass die neu hinzugetretenen Strukturfunktionen $b_{1-4}(x,Q^2)$, anders als die "gewöhnlichen" Spinstrukturfunktionen g_1 und g_2, zum *symmetrischen* Teil von $W^{\mu\nu}$ gehören. Daher ergibt sich keine Kombination dieser Beiträge mit dem nur im antisymmetrischen Teil des leptonischen Tensors (2.13) auftretenden Leptonspin. Die auch als *Tensor*strukturfunktionen bezeichneten b_{1-4} nehmen also unabhängig

[13] Auch hierfür ist mancherorts die Normierung $\mathcal{E}^*_\mu\mathcal{E}^\mu = -M^2$ zu finden.

von der Strahlpolarisation an der Streuung teil. In der Differenz der Wirkungsquerschnitte für Deuteronspin $+1$ und -1 im Sinne von (2.21) heben sich die damit verbundenen Anteile weg, tragen aber zum spingemittelten Wirkungsquerschnitt bei. Um dies zu konkretisieren, betrachtet man den Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Leptonstrahls der Polarisation P_{b} an einem Deuterontarget der Vektor- und Tensorpolarisation P_z bzw. P_{zz}:

$$\sigma^{\mathrm{d}} = \sigma^{\mathrm{d}}_{\mathrm{unpol}}(1 + P_z P_{\mathrm{b}} A^{\mathrm{d}}_{||} + \frac{P_{zz}}{2} A^{\mathrm{d}}_{\mathrm{T}}) \ . \tag{2.62}$$

Hierbei ist $\sigma^{\mathrm{d}}_{\mathrm{unpol}}$ der spingemittelte Wirkungsquerschnitt. Bezeichnen σ^0 den Wirkungsquerschnitt am Deuteron im Zustand $m_I = 0$ und $\sigma^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)}$ diejenigen für die Zustände $m_I = +1$ bzw. -1, so sind die "Vektor-" und die "Tensorasymmetrie" $A^{\mathrm{d}}_{||}$ und $A^{\mathrm{d}}_{\mathrm{T}}$ definiert als ([EfTe:99])

$$A^{\mathrm{d}}_{||} = \frac{\sigma^{\uparrow\Downarrow} - \sigma^{\uparrow\Uparrow}}{2\sigma_{\mathrm{unpol}}} \ , \tag{2.63}$$

$$A^{\mathrm{d}}_{\mathrm{T}} = \frac{\sigma^{\uparrow\Downarrow} + \sigma^{\uparrow\Uparrow} - 2\sigma^0}{3\sigma_{\mathrm{unpol}}} \ . \tag{2.64}$$

In den Gesamtwirkungsquerschnitt (2.62) geht die Tensorasymmetrie, wie schon erwähnt, nur mit der Tensorpolarisation des Targets P_{zz} gewichtet ein, nicht mit der Strahlpolarisation, weil die Beiträge nicht von der Strahlhelizität abhängen. Aus demselben Grund ist beim Übergang von Streuquerschnitts- zu Photonabsorptionsasymmetrien die Tensorasymmetrie, anders als die Vektorasymmetrie (2.32), nicht um den Depolarisationsfaktor D (2.31) zu korrigieren.

Die Tensorasymmetrie A_{T} gibt im Wesentlichen das Verhältnis der Tensor- zur spingemittelten Strukturfunktion an,

$$A_{\mathrm{T}} \approx -\frac{2}{3}\frac{b_1}{F_1} \ , \tag{2.65}$$

analog zum Zusammenhang zwischen Vektorasymmetrie und -strukturfunktion $A_{||} \approx Dg_1/F_1$ (2.32, 2.34).

Zur Bestimmung der Deuteronspinstrukturfunktion g^{d}_1 wird im Normalfall die Streuquerschnittsasymmetrie $A^{\mathrm{d}}_{||}$ wie in (2.27) bestimmt, also die Differenz der Wirkungsquerschnitte für parallele und antiparallele Spinorientierung $\sigma^{\uparrow\Downarrow} - \sigma^{\uparrow\Uparrow}$ auf deren Summe $\sigma^{\uparrow\Downarrow} + \sigma^{\uparrow\Uparrow}$ normiert. Korrekt müsste die Normierung aber auf den *kompletten unpolarisierten* Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\mathrm{d}}_{\mathrm{unpol}}$ erfolgen, s. (2.63). Die gemessene Asymmetrie $A^{\mathrm{d,exp}}_{||}$ unterscheidet sich daher von der tatsächlichen um eine "Verdünnung" durch die Tensorasymmetrie,

$$A^{\mathrm{d,exp}}_{||} = \frac{A^{\mathrm{d}}_{||}}{1 + \frac{P_{zz}}{2} A^{\mathrm{d}}_{\mathrm{T}}} \ , \tag{2.66}$$

sofern das Target neben der Vektor- auch eine Tensorpolarisation $P_{zz} \neq 0$ aufweist, was, wie oben erwähnt, meist der Fall ist. Diese quantitativ bislang völlig unbekannte Korrektur wird üblicherweise vernachlässigt, also $A_{\mathrm{T}}^{\mathrm{d}} = 0$ gesetzt. Diese Annahme mag plausibel erscheinen, weil das Auftreten der Tensorbeiträge im Deuteron im Wesentlichen als nuklearer Effekt zu werten ist, der wegen der schwachen Bindung der beiden Nukleonen nicht groß sein sollte. Dennoch ist a priori nicht auszuschließen, dass die Tensoranteile mit bislang qualitativ wie quantitativ unbekannten Kerneffekten verbunden sind.

Die Kenntnis von b_1 ist jedoch nicht nur zur korrekten Messung von Vektorasymmetrien auf dem Deuteron von Bedeutung. Sie gibt vielmehr auch Aufschluss über Partonverteilungen in Spin-1-Teilchen und kann somit neues Licht auf den Streuprozess an nuklearen Targets im Allgemeinen werfen. Hier seien noch einige Aspekte zur Interpretation von Tensorstrukturfunktionen kurz angesprochen.

Die Funktionen b_3 und b_4 haben, ebenso wie g_2, in führendem Twist $\tau = 2$ keine Beiträge. Für die übrigen dagegen existieren, analog zu (2.18, 2.23), QPM-Darstellungen. Allgemein sind für ein Target mit Spin I hierzu $(2I+1)$ Verteilungsfunktionen für jede Quarksorte f nötig ([JaMa:89]). Diese seien mit $q_f^{\uparrow(\downarrow),m_I}(x,Q^2)$ bezeichnet, wobei $\uparrow$ $(\downarrow)$ für den Quark- und m_I für den Hadronspin steht. Wegen Symmetrie unter Raumspiegelung gilt $q_f^{\uparrow(\downarrow),m_I} = q_f^{\uparrow(\downarrow),-m_I}$. Für ein einzelnes Nukleon ergeben sich pro Quarktyp die zwei "kanonischen" Dichtefunktionen $q_f^{\uparrow}$ und $q_f^{\downarrow}$, für das Deuteron seien die unabhängigen Funktionen $q_f^{\uparrow,1}$, $q_f^{\downarrow,1}$ und $q_f^{\uparrow,0}$ gewählt. Im QPM gilt, wenn die Korrektur R auf longitudinale Photonanteile beiseite gelassen wird, ([HJM:89]):

$$F_1 \stackrel{\mathrm{QPM}}{=} \frac{F_2}{2x} , \tag{2.67}$$

$$F_2 \stackrel{\mathrm{QPM}}{=} \frac{2x}{3} \sum_f e_f^2 \, (q_f^{\uparrow,1} + q_f^{\downarrow,1} + q_f^{\uparrow,0}) , \tag{2.68}$$

$$g_1 \stackrel{\mathrm{QPM}}{=} \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \, (q_f^{\uparrow,1} - q_f^{\downarrow,1}) , \tag{2.69}$$

$$b_1 \stackrel{\mathrm{QPM}}{=} \frac{b_2}{2x} , \tag{2.70}$$

$$b_2 \stackrel{\mathrm{QPM}}{=} x \sum_f e_f^2 \, (2q_f^{\uparrow,0} - q_f^{\uparrow,1} - q_f^{\downarrow,1}) . \tag{2.71}$$

F_1 bzw. F_2 sind, wie schon im Falle des freien Nukleons, ein Maß für den gesamten unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, mitteln also über alle Spinzustände (einschließlich des Tensorzustands $m_I = 0$). Die Vektorstrukturfunktion g_1 stimmt bezüglich ihres Informationsgehalts im QPM vollkommen mit (2.23) überein und enthält selbst keine Tensoranteile. Die Tensorstrukturfunktionen b_1 und b_2 sind miteinander verknüpft über eine Beziehung, die der CALLAN-GROSS-Relation zwischen F_1 und F_2 äquivalent ist. Sie sind auf eine "tensorartige" Polarisation der Quarks im Hadron sensitiv.

Im Falle des Deuterons besteht eine Möglichkeit, für die Strukturfunktion $b_1^{\rm d}$ quantitative Vorhersagen zu treffen, indem man das Deuteron durch zwei sich in einem Zentralpotenzial bewegende Nukleonen charakterisiert, deren Substruktur mit der freier Nukleonen identisch ist. Befinden sich sowohl das Proton als auch das Neutron in einem S-Wellen-Zustand, so verschwinden alle Tensorbeiträge. Dagegen resultiert aus dem D-D- und v. a. dem S-D-Anteil eine von null verschiedene Strukturfunktion ([KhHo:91]). Da diese Zustände nicht kugelsymmetrisch sind, spricht man im Zusammenhang mit den b_i manchmal auch von *Quadrupol*strukturfunktionen. Eine signifikante Abweichung der gemessenen Tensorstrukturfunktionen von solchen Modellen wäre ein Hinweis auf noch unbekannte Bindungseffekte im Kern bzw. eine durch die Bindungskräfte modifizierte partonische Substruktur.

Betrachtet man für die Proton-Neutron-Bindung nur Zentralkräfte, so ergibt sich, unter der zusätzlichen Voraussetzung vollständig unpolarisierter Seequarks, dass das nullte Moment von b_1 verschwindet ([ClKu:90]),

$$\int_0^1 \mathrm{d}x \; b_1(x, Q^2) = 0 \; , \tag{2.72}$$

die Funktion also mindestens einen Vorzeichenwechsel hat. Diese Summenregel ist jedoch vor dem Hintergrund dynamischer, über das QPM hinausgehender Deuteronmodelle nicht unumstritten. Beispielsweise sagt [NiSc:97] eine signifikante Tensorpolarisation der Seequarks im Deuteron voraus, die auf Abschattungseffekte durch das nukleare Medium zurückzuführen ist. Denkbare Mechanismen hierfür sind z. B. die Streuung an zwischen den Nukleonen ausgetauschten Pionen, die bereits von [Mill:89] mit $b_1^{\rm d}/F_1^{\rm d} \approx 0{,}02(x - 0{,}3)$ parametrisiert wurden, oder auch diffraktive Prozesse: Ein an einem Nukleon erzeugtes Vektormeson kann noch am zweiten Nukleon gestreut werden, wenn seine Lebensdauer mindestens mit den Abmessungen des Deuterons (≈ 4 fm) vergleichbar ist ([EPW:97, BoJa:98]). Für solche Prozesse, die auf die Ausrichtung der beiden Nukleonen und damit auf das Quadrupolmoment des Deuterons sensitiv sind, findet sich bei [EPW:98], dass $b_1^{\rm d}$ für kleine x ($\lesssim 0{,}1$) mit etwa $2\,\%$ zum unpolarisierten Wirkungsquerschnitt beiträgt. Insbesondere beinhalten diese Modelle einen starken Anstieg von $b_1^{\rm d}$ hin zu kleinem x und damit einen von null verschiedenen Wert für das Integral (2.72).

Diese Phänomene sind reine Kerneffekte und verschwinden in den Beiträgen der einzelnen Nukleonen zur Streuung. Sie sind, da eine effektive tensorielle Quarkpolarisation v. a. für die Seequarks erwartet wird, nur bei kleinem x von Bedeutung. Dies ist zu vergleichen mit den oben diskutierten Bahndrehimpuls-Effekten: Diese sind auf die partonische Struktur des Deuterons kaum sensitiv und daher besonders bei großem x wichtig. Eine Messung von $b_1^{\rm d}$ sollte einen möglichst weiten kinematischen Bereich umfassen, um ein Studium aller erwarteten Effekte zu ermöglichen.

Unabhängig von der tatsächlichen Größe von b_1 lassen sich obere und untere Schranken finden, analog zur SOFFER-TERYAEV-Ungleichung für A_2 (2.37). So leitet [Dmi:96] aus der Forderung nach Positivität aller Anteile am inklusiven Wirkungsquerschnitt die Grenzen

$$-\frac{3}{2}F_1 \leq b_1 \leq 3(F_1 - |g_1|) \tag{2.73}$$

ab, während bei [BaMu:01] die Ungleichungen

$$-\frac{9}{2}F_1 \leq b_1 \leq \frac{9}{4}F_1 \tag{2.74}$$

gefolgert werden. Für das Deuteron freilich sind diese Einschränkungen weitgehend bedeutungslos, da angesichts der zu erwartenden Größe von b_1 sowohl (2.73) als auch (2.74) trivial erfüllt sind. Für stark gebundene, relativistisch zu beschreibende Spin-1-Hadronen, die nicht als loser Verbund zweier fast freier Nukleonen betrachtet werden können, sind die angegebenen Grenzen aber relevant: Beispielsweise präsentiert [Man:89] ein Modell für die Tensorstrukturfunktionen des ρ-Mesons, in dem b_1^ρ als von gleicher Größenordnung wie F_1^ρ resultiert. Ein experimentelles Studium tiefinelastischer Streuung an Vektormesonen scheint aber wegen deren geringer Lebensdauer gegenwärtig kaum durchführbar.

Informationen könnten aber auch schon aus den entsprechenden Fragmentationsfunktionen gewonnen werden, also aus Prozessen mit ρ-Mesonen im *End*zustand ([BaMu:00, SST:99]). Die Polarisationsmessung der Mesonen wäre dann mithilfe von Winkelverteilungen zu bewerkstelligen (s. z. B. [HER:00c]). Eine Polarisation der Anfangszustandsteilchen ist für solche Messungen nicht unbedingt erforderlich, wie etwa die Analyse [H1:02] zeigt. Im Hinblick auf die Fragmentationsfunktionen und deren Spinabhängigkeiten liegen die offenen Fragen weniger aufseiten der Messung als vielmehr in der Interpretation der Daten, wie [Jaf:01] treffend feststellt.

Eine Messung der tensoriellen Wirkungsquerschnittsanteile in der tiefinelastischen Lepton-Deuteron-Streuung kann durch Vergleich von spingemittelten vektorpolarisierten Daten, also $\sigma^{\uparrow\Downarrow} + \sigma^{\uparrow\Uparrow}$, mit dem vollständig unpolarisierten Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\mathrm{d}}_{\mathrm{unpol}}$ erfolgen, s. (2.64). Die Kombination von Daten aus verschiedenen Datennahmezeiträumen oder sogar von verschiedenen Experimenten ist jedoch unter dem Aspekt systematischer Unsicherheiten schwierig und in Anbetracht der zu erwartenden kleinen Signale kaum praktikabel. Am HERMES-Experiment wurden daher in einer dedizierten Messzeit im Juli und August 2000 Daten mit einem Deuterontarget in verschiedenen Vektor- und Tensorpolarisationszuständen aufgezeichnet. Diese ermöglichen direkte Asymmetriemessungen und so eine erste Bestimmung von b_1^{d}. Erste Analysen ([StWe:01, CSR:02]) deuten auf eine betragsmäßig kleine ($\lesssim 0{,}01$), meist negative und nichtkonstante Tensorasymmetrie hin ([Con:02]). Dennoch wird für die g_1^{d}-Extraktion in dieser Arbeit die Annahme $b_1^{\mathrm{d}} = 0$ vorläufig beibehalten, da die beobachteten Effekte nur klein sind.

2.7 Ausblick: Verallgemeinerte Partonverteilungen

Die Eigenschaften des Nukleons als Ganzes werden in den Formfaktoren parametrisiert, die in *elastischer* Lepton-Nukleon-Streuung untersucht werden. Dagegen ist die *tiefinelastische* inklusive Streuung, bei der nur das gestreute Lepton betrachtet und der übrige Endzustand ignoriert wird, sensitiv auf die partonische Substruktur des Nukleons in Form der in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten Strukturfunktionen. Die semi-inklusive Erweiterung solcher Messungen führt durch Selektion einzelner Hadronen im Endzustand und Integration über die übrigen zu einer Zerlegung der Nukleonstruktur in die Anteile einzelner Quarksorten. Schließlich sind so genannte *exklusive* Prozesse wie etwa die diffraktive Produktion von Vektormesonen von Interesse, um z. B. die Quantenfluktuationen des virtuellen Photons zu studieren.

Seit einigen Jahren besteht nun, ausgelöst v. a. durch die Arbeit [Ji:97], reges Interesse an nicht-diffraktiven exklusiven Prozessen. Besondere Bedeutung kommt dabei der tiefvirtuellen COMPTON-Streuung (DVCS, *engl.* "**d**eeply-**v**irtual **C**OMPTON **s**cattering") zu, die man formal erhält, wenn man im "Handtaschendiagramm" in Abbildung 2.2 das auslaufende virtuelle Photon durch ein reelles ersetzt: Das virtuelle Photon wird von einem Quark im Nukleon absorbiert und, wie bei der gewöhnlichen COMPTON-Streuung, als reelles, "hartes" Photon wieder emittiert. Dieses kann dann in Koinzidenz mit dem gestreuten Lepton nachgewiesen werden. Da jedoch dieser Endzustand nicht von dem des BETHE-HEITLER-Prozesses, d. h. der Emission eines Bremsstrahlungsphotons durch das Lepton, unterschieden werden kann, ist für Messungen nur die Interferenz der beiden Prozesse von Bedeutung. Während tiefinelastische Streuung durch den Imaginärteil der Vorwärtsamplitude für COMPTON-Streuung (2.14) charakterisiert wird, greift DVCS auch Nicht-Vorwärts-Matrixelemente heraus. Neben DVCS sind auch andere exklusive Reaktionen wie z. B. die Produktion einzelner pseudoskalarer Mesonen von Bedeutung.

Diese Prozesse werden durch einen Satz von Funktionen parametrisiert, für die sich die Bezeichnung "verallgemeinerte Partonverteilungen" (GPDs, *engl.* "**g**eneralized **p**arton **d**istributions) eingebürgert hat[14]. Diese Funktionen, üblicherweise als H, E, $\tilde{H}$ und $\tilde{E}$ bezeichnet, hängen von drei Parametern ab, nämlich dem Impulsbruchteil x, dem Impulsübertrag auf das Targetnukleon t (der je nach Art des Prozesses i. Allg. *nicht* mit Q^2 übereinstimmt) sowie einem "Verzerrungsparameter" ξ. Im Grenzfall $t, \xi \to 0$ gehen diese Funktionen in die tiefinelastischen Strukturfunktionen über, während man durch Integration über x im Wesentlichen die Formfaktoren der elastischen Streuung erhält. Die GPDs stellen damit eine Verknüpfung zwischen diesen verschiedenen Formen der Nukleonstrukturuntersuchung dar und könnten somit einen Weg zu einer Vereinheitlichung der bisherigen Formalismen und Modelle weisen.

Für Spin-$\frac{1}{2}$-Hadronen wie das Proton werden zur kompletten Parametrisierung der

[14] Früher auch verwendete Bezeichnungen wie "off-forward parton distributions" oder "skewed parton distributions" sind nicht mehr gebräuchlich.

Struktur vier solcher Funktionen benötigt. Beim Deuteron treten, wie schon im Fall der tiefinelastischen Strukturfunktionen (vgl. vorigen Abschnitt) zusätzliche Funktionen auf. Auf der Ebene der GPDs sind allerdings insgesamt neun Funktionen zur vollständigen Beschreibung nötig, wie in [BCDP:01] abgeleitet wird. Quantitative Vorhersagen für Messungen mit Deuterontargets werden in [KiMü:02] getroffen.

Der Formalismus der GPDs wurde in den vergangenen Jahren beträchtlich weiterentwickelt, eine neuere Übersicht findet man in [GPV:01]. Erste experimentelle Studien wurden bei DESY ([HER:01c]) sowie am THOMAS-JEFFERSON-Labor ([CLAS:01]) durchgeführt. Der wichtigste limitierende Faktor für Präzisionsmessungen ist hierbei die kinematische Auflösung: Es muss sichergestellt sein, dass sich außer dem gestreuten Lepton und den nachgewiesenen Hadronen keine weiteren Teilchen mehr im Endzustand befinden. Bislang kann dies nur indirekt anhand der "fehlenden Energie" der nicht nachgewiesenen Teilchen eines Ereignisses überprüft werden, die bei exklusiven Ereignissen gleich der Nukleonmasse ist. Ein derzeit für das HERMES-Experiment entwickelter Detektor zum direkten Nachweis des Rückstoßnukleons in der Targetregion wird die Qualität solcher Messungen deutlich verbessern ([Kra:00, HER:02a]). Messungen mit höchster Präzision erfordern sehr große Statistik und werden einer neuen Generation von Experimenten vorbehalten sein (für eine Übersicht über z. Z. vorgeschlagene Experimente s. [Now:02] und die dort angegebenen Referenzen).

3 Das HERMES-Experiment

Fort denn, eile
nach Osten gewandt!
Muthigen Trotzes
ertrag' alle Müh'n–
Hunger und Durst,
Dorn und Gestein;
lache, ob Noth
und Leiden dich nagt!

Richard Wagner, *Die Walküre*

Die in vorliegender Arbeit analysierten Daten wurden von 1998 bis 2000 am HERMES-Experiment aufgezeichnet, das 1995 am DESY/Hamburg in Betrieb genommen wurde. Die Beschreibung des experimentellen Aufbaus in seinen wesentlichen Merkmalen ist Gegenstand der folgenden Abschnitte. Neben dem verwendeten Target, das in Abschnitt 3.2 vorgestellt wird, liegt dabei besonderes Augenmerk auf dem Spektrometer, insbesondere den Detektoren zur Spurrekonstruktion und zur Identifikation der Endzustandsteilchen (Abschnitte 3.3.1 bzw. 3.3.2) sowie dem für die Normierung sehr wichtigen Luminositätsmonitor (Abschnitt 3.3.4). Doch zunächst soll, in Abschnitt 3.1, eine Charakterisierung des vom HERA-Speicherring zur Verfügung gestellten Leptonstrahls und seiner wichtigsten Parameter erfolgen.

3.1 Der polarisierte Leptonstrahl

Im Speicherring HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg werden in zwei Strahlrohren Elektronen oder Positronen auf eine Energie von $27{,}6\ \mathrm{GeV}$ und in entgegengesetzter Richtung Protonen auf $920\ \mathrm{GeV}$ beschleunigt. Der Umfang des Beschleunigers beträgt $6{,}3\ \mathrm{km}$. Die beiden Strahlen werden in den Sektionen Nord und Süd bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 319\ \mathrm{GeV}$ zur Wechselwirkung gebracht und anhand der von den Experimenten H1 und ZEUS aufgezeichneten Kollisionsereignisse die Struktur des Protons auf kleinsten Längenskalen studiert. Das im Westteil des Beschleunigers aufgebaute HERA-B-Experiment nutzt nur den Protonstrahl, um damit an ruhenden Targets schwere Quarks in hoher Rate zu erzeugen.

Das Experiment HERMES (**HER**A-**ME**ssung des Nukleon-**S**pins) befindet sich in der

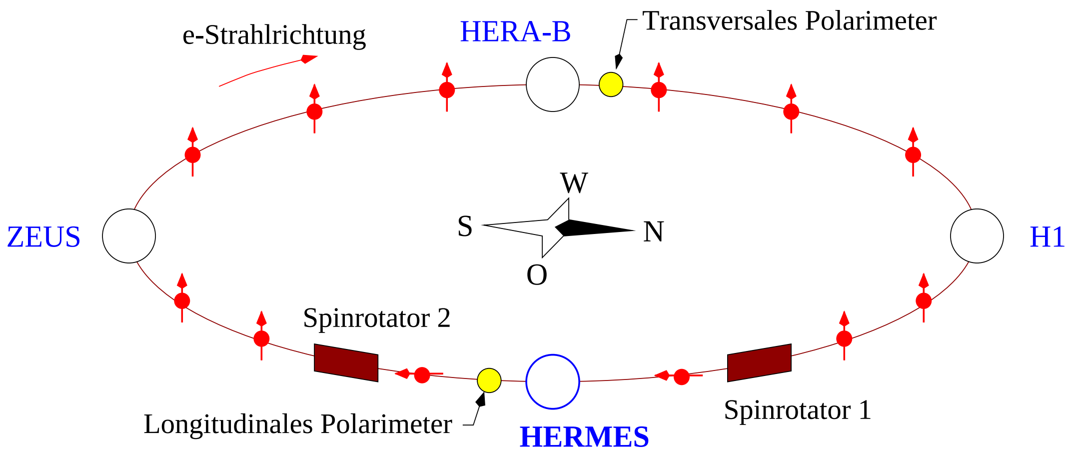


Abbildung 3.1: Schematische Ansicht des HERA-Speicherrings mit den Experimenten H1, ZEUS, HERA-B und HERMES, den beiden Spinrotatoren sowie dem transversalen und dem longitudinalen Polarimeter.

Experimentierhalle HERA-Ost und benötigt nur den Elektron- bzw. Positronstrahl[1], während das Protonstrahlrohr die Experimentierzone ungenutzt durchquert.

Der Strom des Elektronstrahls wird kontinuierlich gemessen und beträgt bei Neufüllung des Speicherrings etwa $40\ \mathrm{mA}$. Durch Streuung am Restgas im Strahlrohr nimmt der Strahlstrom im Laufe mehrerer Stunden ab. Die mittlere Lebensdauer dieses näherungsweise exponentiellen Abfalls beträgt typischerweise acht Stunden. Nach etwa zehn Stunden, wenn der Strahlstrom auf Werte zwischen 10 und $12\ \mathrm{mA}$ abgesunken ist, wird der Strahl aus der Maschine entfernt und der Ring neu befüllt. Der Protonstrahl ist aufgrund der über 30-mal höheren Energie deutlich weniger anfällig gegen Restgasstreuung, die Strahlverluste durch die Wechselwirkungen bei den Kollisionsexperimenten und bei HERA-B sind wegen der bei hohen Energien kleinen Wirkungsquerschnitte unbedeutend. Der Protonstrahlstrom bleibt daher während einer gesamten Elektronfüllung auf einem nahezu konstanten Wert der Größenordnung $90\ \mathrm{mA}$. Im Jahr 2000 wurde deshalb häufig nach dem Entfernen der Elektronen der Protonstrahl in der Maschine belassen und nur der Elektronring neu gefüllt. Erst nach dieser zweiten Elektronfüllung wurden dann beide Strahlen entfernt und von neuem injiziert. Oftmals zeichnete sich bei dieser Vorgehensweise die jeweils zweite Elektronfüllung durch für HERMES günstigere Untergrundverhältnisse und stabilere Polarisation aus. Dies kann man dadurch erklären, dass bei längerem Verbleiben des Protonstrahls im Beschleuniger sich die Phasenraumdichte erhöht, d. h. der Strahl in Ort und Impuls schärfer lokalisiert ist. Nach einigen Stunden hat folglich die Zahl der Protonen mit nicht optimalem Ort und/oder Impuls,

[1] Der Ring kann sowohl mit Elektronen als auch mit Positronen gefüllt werden. Wo nicht anders vermerkt, soll in dieser Arbeit o. B. d. A. “Elektron” für beide Strahlteilchenarten stehen.

d. h. der Teilchen, die durch Restgasstreuung Fehlsignale im hinteren Teil des HERMES-Spektrometers auslösen können, deutlich abgenommen.

Einen gewissen Einfluss auf die Untergrundraten haben auch die genaue Position und Neigung des Elektronstrahls am Wechselwirkungspunkt, die durch Abstimmen der Betatronfrequenzen variiert werden können und mit einer Reihe so genannter Strahlpositionsmonitore permanent gemessen werden. Für optimale Untergrundverhältnisse hat sich eine bei HERMES um etwa $0{,}05\ \%$ nach unten geneigte Strahllage als vorteilhaft erwiesen.

Eine der für die bei HERMES durchgeführten Spinstrukturmessungen wichtigsten Eigenschaften des HERA-Elektronstrahls ist die Spinpolarisation. In einem Speicherring umlaufende Elektronen emittieren in hohem Maße Synchrotronstrahlung. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses hat einen kleinen spinabhängigen Anteil, was mit der Zeit zu einem Überschuss an Teilchen einer bestimmten Spinausrichtung führt. Durch diesen so genannten SOKOLOV-TERNOV-Effekt baut sich eine transversal zur Impulsrichtung orientierte Polarisation P_b im Strahl auf, deren zeitlicher Verlauf gegeben ist durch

$$P_\mathrm{b} = P_\mathrm{b}^\infty (1 - e^{-t/\tau}) \ . \tag{3.1}$$

Der theoretisch maximal erreichbare Polarisationsgrad beträgt $P_\mathrm{b}^\infty = 8/5\sqrt{3} \approx 0{,}92$. Die Zeitkonstante τ des Polarisationsaufbaus hängt von der Strahlenergie und dem Krümmungsradius der Elektronbahn ab und beträgt bei HERMES $38\ \mathrm{min}$. In realen Speicherringen treten jedoch immer auch depolarisierende Effekte auf. Die Polarisation der Elektronen im HERA-Speicherring übersteigt daher in der Praxis selten $0{,}6$.

Der erreichte Polarisationsgrad und der genaue zeitliche Verlauf hängen auch stark von den Strahlparametern, v. a. von der genauen Wahl der Betatronfrequenzen, ab und sind daher i. Allg. bei jeder neuen Speicherringfüllung leicht unterschiedlich.

Der SOKOLOV-TERNOV-Effekt bewirkt zunächst eine Ausrichtung der Elektronspins *transversal* zur Ebene des Speicherrings. Für die bei HERMES zu studierenden Prozesse wird jedoch eine *longitudinale* Polarisation des Strahls benötigt, d. h. eine Ausrichtung der Spins parallel oder antiparallel zur Impulsrichtung. Dies wird durch zwei so genannte Spinrotatoren erreicht, die sich etwa $200\ \mathrm{m}$ vor und hinter dem Wechselwirkungspunkt des HERMES-Experiments befinden. Ihre Funktionsweise besteht darin, auf einer Strecke von je $56\ \mathrm{m}$ durch gezielte magnetische Störfelder die magnetischen Momente und damit die Spinrichtung der Strahlteilchen um $\pi/2$ zu kippen. Hierbei erzeugt der erste Spinrotator die bei HERMES benötigte longitudinale Polarisation, während der zweite die ursprüngliche transversale Polarisation wiederherstellt ([Bar:95]).

Die Strahlpolarisation ist nach (3.1) stark zeitabhängig und weist i. Allg. auch, wie schon erwähnt, in verschiedenen Speicherringfüllungen einen etwas anderen Verlauf und Endwert auf. Sie muss daher während der Datennahme ständig gemessen und aufgezeichnet werden. Dazu sind im HERA-Speicherring zwei unabhängige Polarimeter im Einsatz, die beide die Spinabhängigkeit der Elektron- bzw. Positron-Photon-Streuung (COMPTON-Streuung) ausnutzen: Der Elektronstrahl wird mit zirkular polarisiertem Laserlicht zur Wechselwirkung gebracht und aus den Streuraten mithilfe des aus der QED bekannten COMPTON-Wirkungsquerschnitts der Polarisationsgrad des Strahls bestimmt.

Eines der beiden Polarimeter befindet sich in der Nähe der Experimentierhalle West und kontrolliert den Grad der transversalen Polarisation. Die relative systematische Unsicherheit dieser Messung liegt bei $3{,}4$ % ([Bor:02]). Das zweite Polarimeter ist in der Ost-Sektion hinter dem HERMES-Experiment, aber noch vor dem zweiten Spinrotator installiert, misst also direkt die bei HERMES zur Verfügung stehende longitudinale Strahlpolarisation ([Bec:02]). Der relative systematische Fehler ist hier $1{,}6$ %.

Da in einem Speicherring naturgemäß zyklische Randbedingungen vorliegen, sollte die Strahlpolarisation an allen Stellen des Rings gleich sein, unabhängig davon, ob die momentane Ausrichtung der Spins senkrecht oder (anti-)parallel zur Ringebene ist. Man erwartet also von den beiden Polarimetern innerhalb statistischer Fluktuationen gleiche Messwerte. Dies kann im Einzelfall zu Kalibrationszwecken ausgenutzt werden. Weiterhin ist durch die Existenz zweier unabhängiger Polarimeter auch bei einem Ausfall eines der beiden der Fortgang der Messungen gesichert.

In der Datenanalyse wird für jede Elektronfüllung einzeln entschieden, ob letztlich der Messwert des transversalen oder des longitudinalen Polarimeters verwendet wird, wobei wegen der kleineren systematischen Unsicherheit i. Allg. der des longitudinalen den Vorzug erhält. Für 1998 konnte dies nur in 10 % der Daten geschehen, bei 90 % muss auf die transversale Messung zurückgegriffen werden. In den 2000er-Daten dagegen wird für 82 % der aufgezeichneten Daten die am longitudinalen Polarimeter gemessene Polarisation verwendet und nur für 18 % die des transversalen.

3.2 Das interne polarisierte Deuterium-Gastarget

Das bei HERMES benötigte spinpolarisierte Proton- oder Deuterontarget wird mittels einer Atomstrahlquelle (ABS, *engl.* "**a**tomic **b**eam **s**ource") bereitgestellt ([Sto:94, Naß:02]), die sowohl mit Wasserstoff als auch mit Deuterium betrieben werden kann. Die Funktionsweise der ABS, die im Wesentlichen auf STERN-GERLACH-Separation verschiedener Spinzustände durch ein äußeres Magnetfeld beruht, soll im Folgenden für Deuterium erläutert werden, das in den in dieser Arbeit analysierten Datennahmeperioden 1998 bis 2000 als Targetgas benutzt wurde.

Im ungestörten Deuteriumatom sind der Spin des Kerns $I = 1$ und der des Elektrons $S = 1/2$ zu einem Gesamtspin von entweder $F = 1/2$ oder $F = 3/2$ gekoppelt. Der vierfach entartete $F = 3/2$-Zustand liegt hierbei energetisch um das Eineinhalbfache der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung von $E_{\mathrm{HFS}} = 1{,}354\ \mu\mathrm{eV}$ höher als das zweifach entartete $F = 1/2$-Niveau. Befindet sich das Atom in einem äußeren Magnetfeld $B \neq 0$, so werden die Entartungen der Zustände aufgehoben, was bei Überschreiten eines kritischen Feldes $B_{\mathrm{c}} = 11{,}7\ \mathrm{mT}$ zu einer vollständigen Entkopplung von Kern- und Elektronspin führt. In Abbildung 3.2 ist dies in Form eines so genannten BREIT-RABI-Diagramms verdeutlicht,

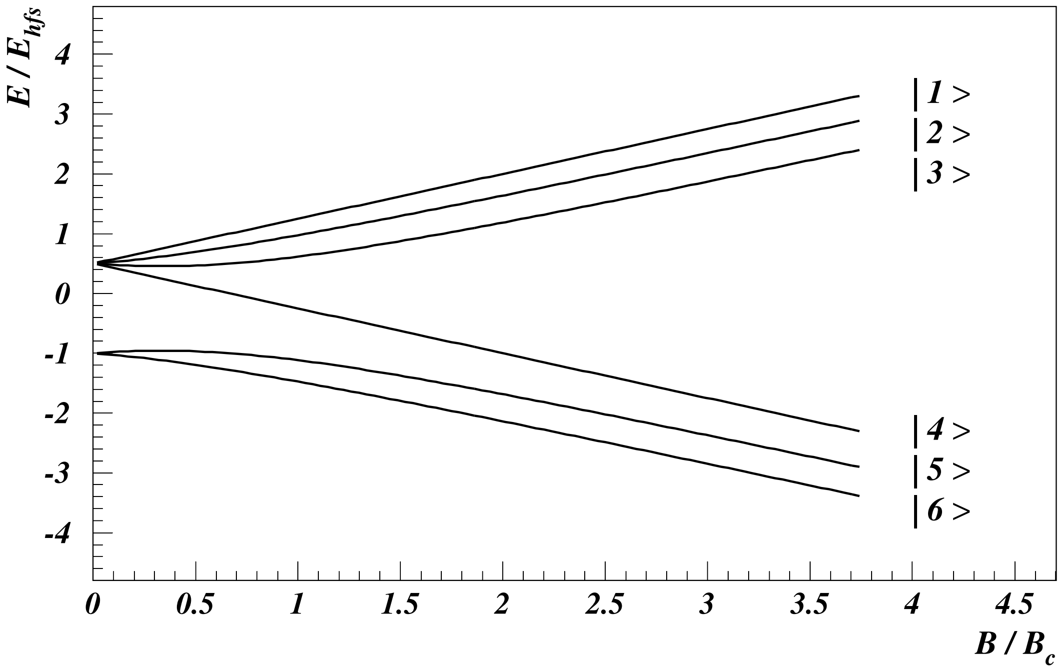


Abbildung 3.2: BREIT-RABI-Diagramm für Deuterium. Das HERMES-Magnetfeld $B \approx 29\,B_c$ ist auf der gewählten Skala nicht mehr zu sehen.

in dem die Energie E der Zustände in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld aufgetragen ist. Das kritische Feld ist hierbei definiert als dasjenige Magnetfeld, bei dem der am tiefsten liegende der $F = 3/2$-Zustände ($|4\rangle$) gleich weit vom nächsthöheren $F = 3/2$- ($|3\rangle$) und vom höchsten der $F = 1/2$-Zustände ($|5\rangle$) entfernt ist:

$$(E_3 - E_4)|_{B=B_c} = (E_4 - E_5)|_{B=B_c} \,. \tag{3.2}$$

Die Charakterisierung der Zustände $|1\rangle$ bis $|6\rangle$ kann sowohl durch die Quantenzahlen F und m_F des Gesamtspins als auch durch die magnetischen Quantenzahlen m_I und m_S von Kern- und Elektronspin erfolgen. Beide Darstellungen sind über eine orthogonale Transformation miteinander verknüpft, in der die Mischungswinkel

$$\tan 2\theta_\pm = \frac{\sqrt{8}}{3\frac{B}{B_c} \pm 1} \tag{3.3}$$

auftreten:

$$
\begin{array}{lclclcl}
|1\rangle & = & \left|F=\frac{3}{2}, m_F=+\frac{3}{2}\right\rangle & = & |+\uparrow\rangle & , & \\
|2\rangle & = & \left|F=\frac{3}{2}, m_F=+\frac{1}{2}\right\rangle & = & \cos\theta_+\,|0\uparrow\rangle+\sin\theta_+\,|+\downarrow\rangle & \approx & |0\uparrow\rangle\ , \\
|3\rangle & = & \left|F=\frac{3}{2}, m_F=-\frac{1}{2}\right\rangle & = & \cos\theta_-\,|-\uparrow\rangle+\sin\theta_-\,|0\downarrow\rangle & \approx & |-\uparrow\rangle\ , \\
|4\rangle & = & \left|F=\frac{3}{2}, m_F=-\frac{3}{2}\right\rangle & = & |-\downarrow\rangle & , & \\
|5\rangle & = & \left|F=\frac{1}{2}, m_F=-\frac{1}{2}\right\rangle & = & \cos\theta_-\,|0\downarrow\rangle-\sin\theta_-\,|-\uparrow\rangle & \approx & |0\downarrow\rangle\ , \\
|6\rangle & = & \left|F=\frac{1}{2}, m_F=+\frac{1}{2}\right\rangle & = & \cos\theta_+\,|+\downarrow\rangle-\sin\theta_+\,|0\uparrow\rangle & \approx & |+\downarrow\rangle\ .
\end{array}
\tag{3.4}
$$

In der Darstellung nach Kern- und Elektronspin stehen "(+, 0, –)" für $m_I = (+1,\ 0,\ -1)$ und "↓/↑" für $m_S = \pm 1/2$. Die angegebenen Näherungen in dieser Darstellung gelten für hohes Magnetfeld $B \gg B_c$ ("PASCHEN-BACK-Gebiet"), wie aus (3.3) sofort klar wird. Bei vollständiger Entkopplung von Kern- und Elektronspin sind also die Zustände $|1\rangle$ bis $|3\rangle$ durch positive, die Zustände $|4\rangle$ bis $|6\rangle$ durch negative Ausrichtung des Elektronspins gekennzeichnet. Innerhalb dieser beiden Gruppen unterscheiden sich die Zustände dann in der Einstellung des Kernspins.

Abbildung 3.3 zeigt schematisch die wesentlichen Teile des polarisierten Targets und deren Anordnung, die im Folgenden beschrieben werden. [Bau:02c] In der ABS wird zunächst durch eine Hochfrequenzentladung dissoziiertes, atomares Deuteriumgas in ein System von Sextupolmagneten geleitet. In Sextupolfeldern werden die Atome je nach Einstellung ihrer Elektronspins fokussiert oder defokussiert, was hier dazu ausgenutzt wird, einen Atomstrahl zu erzeugen, der entweder die Zustände $|1\rangle$ bis $|3\rangle$ oder $|4\rangle$ bis $|6\rangle$ enthält. Anschließend werden in mehreren Resonanzfrequenzübergängen (RFTs, *engl.* "**r**esonance **f**requency **t**ransitions") durch Einstrahlung hochfrequenter elektromagnetischer Wechselfelder und Überlagerung statischer Magnetfelder die Besetzungszahlen einzelner Zustände vertauscht, um die jeweils gewünschte Kernpolarisation zu erzielen. Die so präparierten Deuteriumatome werden dann in eine direkt in das Elektronstrahlrohr integrierte, 40 cm lange Speicherzelle mit elliptischem Querschnitt injiziert ([Bau:02c]). Die Kühlung der Zelle auf Temperaturen um 100 K reduziert die thermische Bewegung der Gasatome und damit die Zahl von Teilchen-Teilchen- und Teilchen-Wand-Stößen, die mit gewisser Wahrscheinlichkeit zum Umklappen des Spins und damit zur Depolarisation des Gases führen. Eine Beschichtung der Zellwand mit Drifilm sowie zusätzlicher Einlass einer geringen Menge Sauerstoff, der zusammen mit dem Wasserstoff bzw. Deuterium eine dünne Eisschicht bildet, dient ebenfalls der Aufrechterhaltung der Dissoziation und der Polarisation.

Im normalen Betriebsmodus des HERMES-Targets werden Deuteriumatome mit abwechselnd positiver und negativer Kernpolarisation benötigt, wobei der Spinzustand etwa einmal pro Minute gewechselt wird. Solche rein kernspinpolarisierten Atome erhält man durch gemeinsame Injektion der Zustände $|1\rangle$ und $|6\rangle$ bzw. $|3\rangle$ und $|4\rangle$ ([Brau:95]). Neben der gewünschten Kernpolarisation zeichnen sich diese Gemische auch durch eine

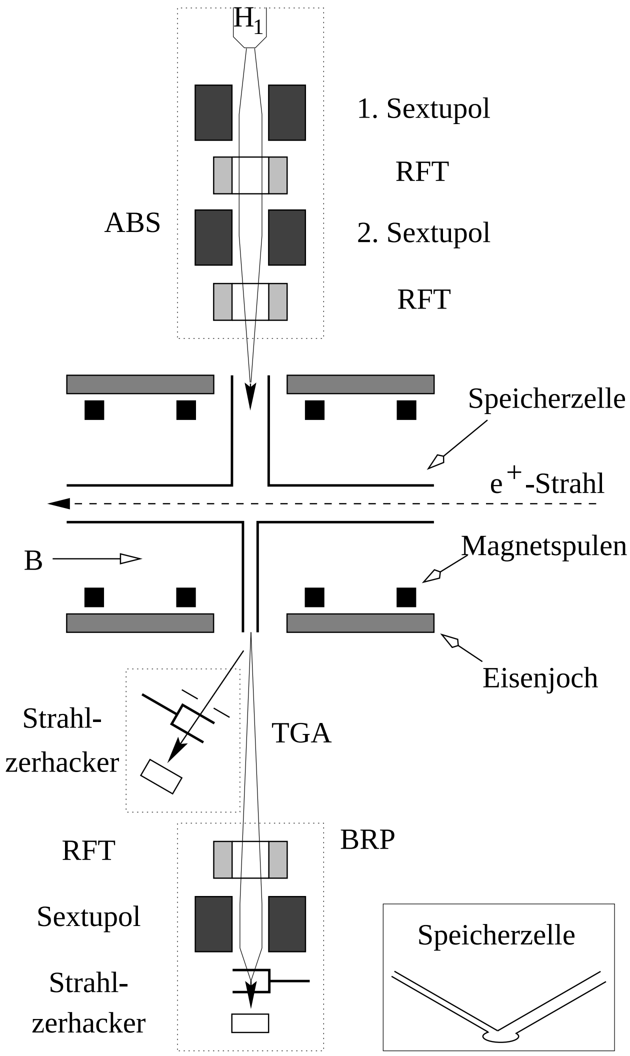


Abbildung 3.3: Schematische Ansicht des polarisierten Gastargets.

sich im Idealfall vollständig aufhebende Elektronpolarisation aus. Dies ist für eine korrekte Bestimmung der Luminosität des Experiments von Bedeutung, wie in Abschnitt 4.4 klar werden wird.

Die hier besprochenen Targetzustände mit hoher *Vektor*polarisation des Kerns $P_z = \pm 1$ tragen automatisch auch eine *Tensor*polarisation von $P_{zz} = +1$. Zusätzlich zu diesen Zuständen können jedoch, durch entsprechendes Schalten der Resonanzfrequenzübergänge, auch gezielt Zustände mit hoher Tensorpolarisation des Kerns zur Verfügung gestellt werden. Hierzu wird entweder ein Gemisch aus den Zuständen $|3\rangle$ und $|6\rangle$ oder

$|2\rangle$ und $|5\rangle$ in die Zelle injiziert. Die resultierende Tensorpolarisation ist dann im Idealfall $P_{zz} = +1$ bzw. -2 bei jeweils verschwindender Vektorpolarisation.

Im Juli und August 2000 wurde das Target für einige Wochen sowohl zwischen den beiden Zuständen hoher Vektorpolarisation als auch den speziellen Tensorzuständen geschaltet. Die so erhaltenen Daten dienen der Messung der in Abschnitt 2.6 diskutierten tensoriellen Beiträge zum tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt auf dem Deuteron.

In der Speicherzelle legt ein longitudinal zur Richtung des Elektronstrahlrohrs ausgerichtetes Magnetfeld die Quantisierungsachse fest und dient der Aufrechterhaltung der injizierten Polarisation. Die Wahl der Flussdichte von $B = 335\ \mathrm{mT} \approx 29\,B_\mathrm{c}$ stellt die vollständige Entkopplung von Kern- und Elektronspin sicher und vermeidet gleichzeitig depolarisierende Effekte, die durch resonante Wechselwirkung mit den periodischen Magnetfeldern der umlaufenden Strahlteilchen auftreten können ([HER:99a]). In der Maschinenpause 2001/02 wurde dieser Magnet durch einen anderen ersetzt, der ein senkrecht zur Strahlachse gerichtetes Magnetfeld erzeugt und somit das Studium tiefinelastischer Streuung an *transversal* polarisierten Targets ermöglicht. Da ein solches Feld eine nicht verschwindende LORENTZ-Kraft auf die Strahlteilchen ausübt, ist hier der Einsatz von Korrekturspulen erforderlich ([Len:02]).

Die Targetgasatome verbleiben im Mittel einige Millisekunden in der Speicherzelle und werden dann durch starke Pumpen an den beiden Enden der Zelle abgesaugt, um das Ultrahochvakuum im Strahlrohr nicht zu zerstören. Längs der Strahlrichtung ergibt sich ein vom Zellmittelpunkt zu den Enden hin linear abfallendes Dichteprofil. Die mittlere Targetflächendichte des von der ABS bereitgestellten Wasserstoff- und Deuteriumtargets betrug in den Jahren 1996–99[2] etwa $7 \cdot 10^{13}\ \mathrm{cm}^{-2}$. Während des Jahrs 1999 wurde mit Speicherzellen verschiedener transversaler Abmessungen experimentiert, um bei gleichem injiziertem Gasfluss höhere Ereignisraten zu erzielen. Durch Verwendung einer Zelle mit reduzierter Querschnittsfläche waren schließlich im Jahr 2000 Nukleondichten von bis zu $2 \cdot 10^{14}\ \mathrm{cm}^{-2}$ und folglich $1{,}5$-mal höhere Raten möglich.

Die Dichte polarisierter Gastargets ist begrenzt durch Spinaustauschstöße der Teilchen untereinander, die bei zu hoher Dichte in so großer Zahl stattfinden, dass die Polarisation nicht aufrechterhalten werden kann. Die Konstruktion des HERMES-Targets erlaubt jedoch auch die Injektion unpolarisierter Gase in die Speicherzelle. Mit diesen sind um eine Größenordnung höhere Dichten möglich, ohne die Lebensdauer des Elektronstrahls zu beeinträchtigen. Im Jahr 2000 wurde überdies während einiger Monate die jeweils letzte Stunde einer Elektronfüllung dem HERMES-Experiment als dedizierte Strahlzeit überlassen, was die Injektion unpolarisierter Targets noch höherer Dichte erlaubte. Die maximal zulässige Targetdichte ist dann noch begrenzt durch die Forderung, dass die resultierenden hohen Ereignisraten die Totzeit des Datennahmesystems nicht zu sehr erhöhen. Mit den an unpolarisierten Targets gewonnenen Daten können z. B. Untersuchungen nuklea-

[2] Im Jahr der Inbetriebnahme 1995 war bei HERMES die ABS noch nicht installiert, stattdessen wurde ein optisch gepumptes $^3\mathrm{He}$ -Target ([DeS:98]) verwendet.

rer Effekte ([HER:01a]) oder Messungen der in jüngster Zeit viel diskutierten "Verallgemeinerten Partonverteilungen" (s. Abschnitt 2.7) durchgeführt werden, die jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit sind.

Aus der Zellmitte wird kontinuierlich eine Stichprobe des Targetgases abgesaugt, um außerhalb auf die wichtigen Eigenschaften Dissoziations- und Polarisationsgrad hin untersucht zu werden. Um hierfür nicht ausschließlich direkt aus der ABS kommende Teilchen zu erfassen, sind das Eintritts- und das Austrittsrohr um $60°$ gegeneinander geneigt. Dennoch sei bereits hier angemerkt, dass die an der Stichprobe gemessenen Werte noch nicht direkt die tatsächlichen Verhältnisse im Inneren der Zelle widerspiegeln, sondern noch einer Korrektur bedürfen, auf die in Abschnitt 4.3 noch einzugehen sein wird.

Zur Polarisationsmessung an der Gasstichprobe dient ein BREIT-RABI-Polarimeter (BRP), das in seinen wesentlichen Bestandteilen spiegelsymmetrisch zur ABS angeordnet ist: Wieder wird das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Hyperfeinstrukturzustände von Deuterium im Magnetfeld dazu benutzt, die Zustände räumlich zu trennen. Anschließend wird die relative Häufigkeit der Zustände im Gas gemessen und daraus auf den Polarisationsgrad geschlossen ([Bau:02b]). Für die Polarisation dissoziierter Deuteriumatome werden typische Werte um $0{,}9$ beobachtet.

Das Targetgas enthält auch einen gewissen Anteil undissoziierter $^2H_2$-Moleküle, deren Polarisation i. Allg. von der der dissoziierten ^{2}H-Atome verschieden ist. Da das BRP nur auf Atome sensitiv ist, ist eine genaue Kenntnis der Molekülanteile im Targetgas notwendig, um die BRP-Messung richtig zu interpretieren. Allgemein definiert man den *Dissoziationsgrad*

$$\alpha := \frac{N_{^2\mathrm{H}}}{N_{^2\mathrm{H}} + 2N_{^2\mathrm{H}_2}} \tag{3.5}$$

als den relativen Anteil der dissoziierten Moleküle im Targetgas. Die Messung des Dissoziationsgrads erfolgt kontinuierlich im so genannten Targetgas-Analysator (TGA) durch eine massenspektrometrische Analyse der Gasstichprobe ([Hen:02b]). α setzt sich multiplikativ zusammen aus α_r, das die durch Rekombination innerhalb der Zelle entstehenden Moleküle berücksichtigt, und α_0, das den ballistisch aus der ABS einströmenden sowie den als Restgas in der Targetkammer befindlichen Molekülen Rechnung trägt. Die beiden letzteren Anteile müssen durch spezielle Messungen, die üblicherweise während Unterbrechungen zwischen zwei Speicherringfüllungen durchgeführt werden, separat bestimmt werden.

Eine solche Zerlegung nach α_0 und α_r ist sinnvoll und für die Analyse wichtig, da nur die durch Rekombination entstandenen Moleküle eine gewisse Polarisation tragen, während die aus dem Restgas stammenden und die ballistisch einströmenden Moleküle als vollständig depolarisiert bzw. von vornherein unpolarisiert anzusehen sind ([Bau:00]). Die Moleküle tragen also je nach ihrer Herkunft unterschiedlich zur molekularen "Verdünnung" der Targetpolarisation bei (s. Abschnitt 4.3).

3.3 Der HERMES-Detektor

Die am Targetgas gestreuten Elektronen sowie durch Fragmentation oder Diffraktion entstandene Teilchen verlassen die Targetregion durch ein Austrittsfenster aus dünner Stahlfolie und werden anschließend in einem Vorwärtsspektrometer analysiert. Wesentlicher Bestandteil dieses Spektrometers ist ein Dipolmagnet, der ein senkrecht zur Strahlachse gerichtetes Feld der integrierten Flussdichte $\int \mathrm{d}z\, B = 1{,}3\ \mathrm{Tm}$ erzeugt. Die notwendige Abschirmung des Elektron- und des Protonstrahls vor dem Magnetfeld erzwingt eine Teilung des Spektrometers in zwei symmetrische Hälften ober- und unterhalb der Strahlachse. Die als Abschirmung verwendete Eisenplatte begrenzt den geometrischen Akzeptanzbereich jeder Detektorhälfte auf minimale Polarwinkel von etwa $37\ \mathrm{mrad}$. Maximal können Streuwinkel von $\Theta_y = 140\ \mathrm{mrad}$ in vertikaler und $\Theta_x = 170\ \mathrm{mrad}$ in horizontaler Richtung abgedeckt werden. Die physikalisch relevanten polaren und azimutalen Streuwinkel Θ und φ sind mit diesen nach

$$\begin{aligned} \tan\Theta &= \sqrt{\tan^2\Theta_x + \tan^2\Theta_y}\ , \\ \tan\varphi &= \frac{\tan\Theta_y}{\tan\Theta_x} \end{aligned} \tag{3.6}$$

verknüpft, woraus für den kinematisch relevanten Polarwinkel eine obere Schranke von $\Theta < 220\ \mathrm{mrad}$ folgt. Die im Vergleich etwa zu Einarm-Spektrometern große Akzeptanz des HERMES-Detektors erlaubt den koinzidenten Nachweis mehrerer energiereicher Teilchen. Dies ermöglicht neben den in dieser Arbeit durchgeführten inklusiven Messungen auch das Studium semi-inklusiver und exklusiver Prozesse.

Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Seitenansicht des Detektors, eine Beschreibung aller wichtigen Komponenten im Überblick gibt [HER:98a]. Aufgabe des Spektrometers ist es zunächst, den Impuls eines Teilchens sowie den Raumwinkel, unter dem es das Target verlässt, zu rekonstruieren, also den Impulsvektor in sphärischen Polarkoordinaten (p, Θ, φ) bezüglich des Wechselwirkungspunkts, wobei die z-Achse wie üblich in Strahlrichtung weist. Zur vollständigen Kenntnis des relativistischen Viererimpulses muss dann noch die Teilchenmasse, d. h. die Teilchensorte, bestimmt werden. Die Detektoren zur Spurrekonstruktion und zur Teilchenidentifikation werden in den nächsten beiden Abschnitten im Einzelnen vorgestellt. Es folgen eine Charakterisierung der Triggerdetektoren und ein Abschnitt zur Luminositätsmessung bei HERMES.

3.3.1 Spurrekonstruktion bei HERMES

Zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen werden Driftkammern eingesetzt, deren Funktionsweise der eines GEIGER-MÜLLER-Zählrohrs ähnelt: Die durchlaufenden Teilchen stoßen an den Gasmolekülen im Detektor und initiieren so eine Ionisationslawine. Die entstandenen Ionen werden zu unter Hochspannung stehenden Drähten hin

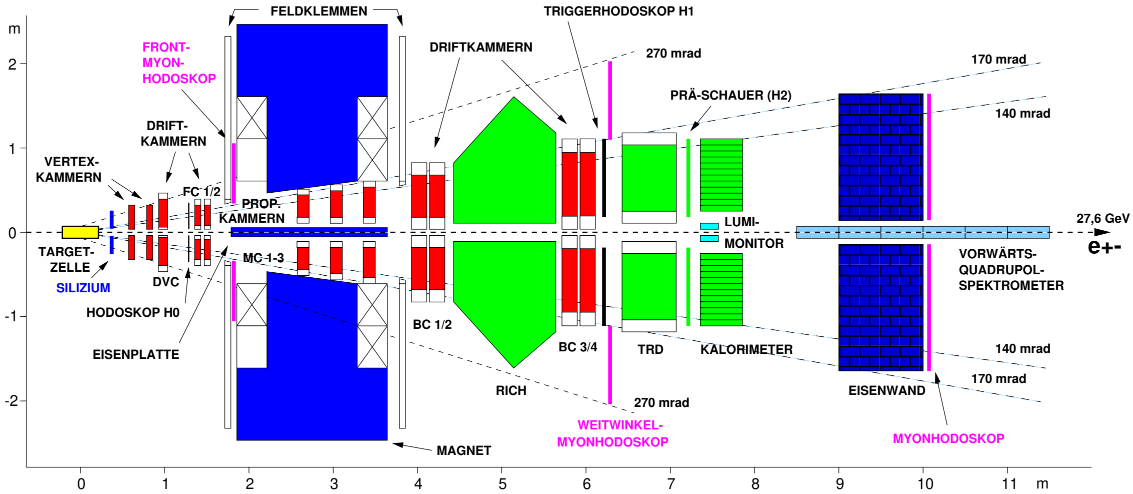


Abbildung 3.4: Seitenansicht des HERMES-Spektrometers.

beschleunigt und lösen bei Auftreffen auf einen Draht ein Signal aus. Aus der Position der ansprechenden Drähte kann auf den Ort des Teilchens geschlossen, durch Anordnung der Drähte in mehreren parallelen Ebenen senkrecht zur Strahlachse seine Bahn rekonstruiert werden.

Im HERMES-Experiment dient ein erster Satz von Driftkammern, die so genannten FCs (*engl.* "**f**ront **c**hambers"), der Bestimmung des Streuwinkels. Insgesamt sind zwei FC-Module etwa $1{,}5\ \mathrm{m}$ hinter dem Target installiert, jedes bestehend aus sechs Ebenen, von denen wiederum jede 96 Anodendrähte enthält. In je zwei aufeinander folgenden Kammerebenen sind die Drähte parallel, aber um $3{,}5\ \mathrm{mm}$ versetzt angeordnet. Jedes Ebenenpaar ist gegen das vorhergehende bzw. nachfolgende um $30°$ gedreht ([Brac:01]).

Anschließend treten die Teilchen in das Feld des Spektrometermagneten ein, wo sie durch die LORENTZ-Kraft ihre Flugrichtung ändern. Hinter dem Magneten durchlaufen sie vier weitere Kammermodule, die BCs (*engl.* "**b**ack **c**hambers"). Diese ähneln im prinzipiellen Aufbau den FCs, müssen aber in den Abmessungen größer dimensioniert sein, um auch unter großen Winkeln auslaufende Teilchen noch zu erfassen ([Ber:98]). Ein Kammerpaar ist etwa $4{,}2\ \mathrm{m}$, ein weiteres $5{,}9\ \mathrm{m}$ hinter dem Target installiert, um die Güte der Spurrekonstruktion zu erhöhen. Aus den Teilchenspuren vor und hinter dem Magneten kann auf die Stärke der Ablenkung im Magnetfeld und damit direkt auf den Impuls des Teilchens geschlossen werden. Weiterhin gibt die Richtung der Ablenkung an, ob das Teilchen positiv oder negativ geladen ist.

Zusätzlich zu diesen wichtigsten Spurdetektoren sind weitere ortsauflösende Detektoren noch vor den FCs, also direkt hinter dem Target angebracht, die so genannten Vertexkammern (VCs, *engl.* "**v**ertex **c**hambers") und Driftvertexkammern (DVCs, *engl.* "**d**rift **v**ertex **c**hambers"). Sie ermöglichen eine präzisere Bestimmung des Wechselwirkungspunkts, also des Ursprungs der Teilchenbahn, der nicht wie bei Kollisionsexperimenten durch die Strahllagen vorgegeben ist, sondern an einem unbekanntem Punkt in der Targetzelle liegt. Weiterhin erleichtern im Inneren des Magneten eingebaute Vieldrahtproportionalkammern, die MCs (*engl.* "**m**agnet **c**hambers"), das Aneinandersetzen der Teilchenspuren vor und hinter dem Magneten und ermöglichen insbesondere die Rekonstruktion von Spuren niederenergetischer Teilchen, die aufgrund starker Ablenkung im Magneten nicht mehr alle BC-Ebenen vollständig durchlaufen ([And:01]). Diese zusätzlichen Detektoren waren jedoch nicht immer in Betrieb bzw. konnten nicht immer zur Spurrekonstruktion mit herangezogen werden.

Die Berechnung der Teilchenspuren aus den Kammersignalen erfolgt unter Anwendung des "Tree-Search"-Algorithmus', der die Signale mit in einer Musterdatenbank abgelegten Spuren vergleicht ([Wan:96]).

Die Präzision der Spurrekonstruktion ist limitiert z. B. durch Nicht-Ansprechen einzelner Drähte oder Fehlauslösungen durch Untergrundteilchen, aber auch durch den endlichen Abstand der Drähte und eventuelle Ungenauigkeiten in der Positionierung. Bei Verwendung der Information von allen Spurdetektoren, wie im Datennahmejahr 1997 der Fall, wird eine relative Impulsauflösung von $\delta p/p \leq 1{,}25\ \%$ erreicht, während Streuwinkel mit einer Unsicherheit von $\delta\Theta \leq 0{,}6\ \mathrm{mrad}$ gemessen werden können. Hingegen ergibt sich etwa für das Jahr 2000, in dem die VCs nicht installiert waren und auch die DVCs zur Spurrekonstruktion nicht benutzt werden konnten, eine deutlich schlechtere Impulsauflösung von etwa 2 %. Ursache dafür waren jedoch nicht allein die fehlenden Spurdetektoren, sondern v. a. zusätzliches Material durch den Einbau des RICH-Detektors zwischen der zweiten und dritten BC-Ebene (s. folgender Abschnitt 3.3.2), das die Signale der hinteren BC-Ebenen beeinflusst. Die Winkelauflösung wird dadurch kaum verändert, da zur Streuwinkelmessung die vorderen Driftkammern ausschlaggebend sind.

3.3.2 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Nach der Rekonstruktion des kinematischen Impulses ist zur vollständigen Beschreibung der auslaufenden Teilchen noch eine zuverlässige Identifikation der Teilchen*sorte* nötig. Für die hier vorgestellte Analyse inklusiver Streuung kommt es dabei wesentlich auf eine saubere Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen an, während eine Trennung verschiedener Hadrontypen voneinander nicht unbedingt notwendig ist.

Insgesamt stellt das HERMES-Spektrometer vier Detektoren zur Teilchenidentifikation zur Verfügung, deren Funktionsweise generell auf der unterschiedlichen Energiedeposition von Leptonen und Hadronen[3] im jeweils verwendeten Material beruht. Das Ansprechverhalten der Detektoren hängt nicht von der Ladung der einfallenden Teilchen

[3]Neben Elektronen und Hadronen treten im Endzustand auch Myonen auf, deren Signatur in den bei HERMES verwendeten Teilchenidentifikationsdetektoren (mit Ausnahme des Kalorimeters) jedoch der von Pionen ähnelt. Sie werden daher zu den Hadronen gezählt, während mit "Leptonen" stets nur Elektronen (oder Positronen) gemeint sind.

ab, so dass die mit Elektronen und Positronen als Strahlteilchen genommenen Daten einheitlich behandelt werden können. Typische Spektren der einzelnen Detektoren sind in Abbildung 3.5 dargestellt und werden, zusammen mit der prinzipiellen Funktionsweise der Detektoren, im Folgenden kurz erläutert:

- Nach den letzten BC-Ebenen durchlaufen die nachzuweisenden Teilchen den in sechs hintereinander liegenden Modulen angeordneten *Übergangsstrahlungsdetektor* (TRD, *engl.* "**t**ransition **r**adiation **d**etector"). Ausgenutzt wird die Emission elektromagnetischer Strahlung beim Übergang eines geladenen Teilchens von einem Medium in ein zweites mit anderer Dielektrizitätskonstante. Die so emittierte Energie ist ein direktes Maß für den LORENTZ-Faktor $\gamma = E/m$ und damit, da bei den auftretenden Teilchenimpulsen stets $\beta \approx 1$ ist, für die Teilchenmasse. Jedes Modul enthält hierfür Fasermaterial in einer Dicke von $6{,}35\ \mathrm{cm}$, was etwa 267 aktiven Ebenen entspricht. Jeweils dahinter befinden sich Vieldrahtproportionalkammern zum Nachweis der produzierten Strahlung ([Kai:97, HER:98a]).

  Im linken Teil von Abbildung 3.5 erkennt man im Spektrum der im TRD deponierten Energie zwei deutlich getrennte Spitzen, deren linke von Hadronen, die rechte von Elektronen herrührt. Hier dargestellt ist die mittlere Energiedeposition pro Modul, wobei für eine klarere Trennung der beiden Teilchentypen das Modul mit dem jeweils höchsten Messwert nicht berücksichtigt wurde ("geschnittener Mittelwert", *engl.* "truncated mean"). Im Rahmen der in Abschnitt 4.5.1 noch zu erläuternden Wahrscheinlichkeitsanalyse werden jedoch die Signale aller sechs Module einzeln verwendet. Weiterhin wird die Antwort des TRD noch auf die Einfallsposition der

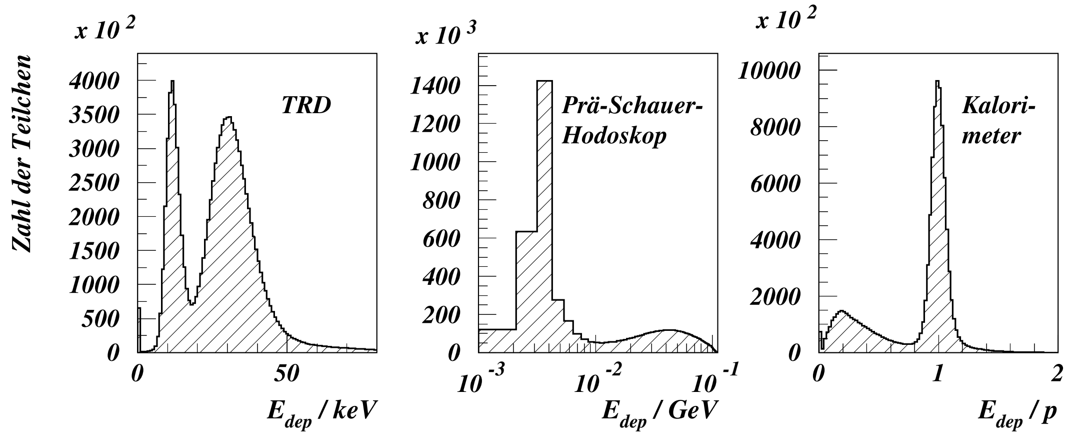


Abbildung 3.5: Impulsintegrierte Spektren der PID-Detektoren: Geschnittener Mittelwert der TRD-Signale (links), Pulshöhe des Prä-Schauer-Detektors (Mitte) und Verhältnis der im Kalorimeter deponierten Energie zum Teilchenimpuls (rechts). Allen Spektren liegen die 2000er-Daten zugrunde.

Spur korrigiert, weil aufgrund der Schwerkraft die Materialdichte im unteren Teil der Module etwas größer ist als im oberen ([Wen:01]).

Der TRD entfaltet seine stärkste Wirkung bei Teilchenimpulsen oberhalb etwa $5\,\mathrm{GeV}$.

- Hinter dem TRD befindet sich das *Prä-Schauer-Hodoskop*, das aus einer $11\ \mathrm{mm}$ dicken Bleischicht (die Strahlungslänge von Blei ist $5{,}6\ \mathrm{mm}$) und dahinter montierten Plastikszintillatoren besteht. Durchlaufende Teilchen verlieren durch Bremsstrahlung und COMPTON-Streuung im Blei einen geringen Bruchteil ihrer Energie, der dann in den Szintillationszählern gemessen wird ([HER:98a]). Das mittlere Bild in Abbildung 3.5 zeigt ein Histogramm der deponierten Energie: Das scharfe Maximum zwischen 2 und $3\,\mathrm{MeV}$ wird durch Hadronen hervorgerufen. Elektronen hingegen deponieren mehr Energie, was zu der breiten Verteilung oberhalb etwa $10\ \mathrm{MeV}$ führt. Da die Teilchenimpulse hoch sind und die im Blei zurückgelegte Strecke, auf der Wechselwirkungen stattfinden können, nur relativ kurz ist, ist die Form der Spektren vom Impuls der Teilchen weitgehend unabhängig.

- Ein elektromagnetisches *Kalorimeter* bildet den Abschluss des HERMES-Spektrometers (sieht man von den noch dahinter installierten Myondetektoren ab). In 420 Bleiglasblöcken mit den Abmessungen $9\,\mathrm{cm}\cdot 9\,\mathrm{cm}\cdot 50\ \mathrm{cm}$ produzieren einfallende Teilchen starke elektromagnetische Schauer. Die große Tiefe der Blöcke von knapp 18 Strahlungslängen stellt dabei die vollständige Absorption von Elektronen sicher, während Hadronen i. Allg. nur einen Teil ihrer Energie deponieren. Zur Messung der deponierten Energie werden jeweils die Signale von neun Blöcken addiert, um Schauerverluste an den Rändern der Blöcke (Molière-Radius: $3{,}28\ \mathrm{cm}$) abzufangen. Damit wird auch eine Bestimmung des Auftreffpunkts der Teilchen im Kalorimeter mit einer Genauigkeit von $7\,\mathrm{mm}$ und damit ein Nachweis von Photonen ermöglicht, die im vorderen Teil des Spektrometers keine Signale hinterlassen ([Ava:98]). Dies wird zur Rekonstruktion der invarianten Masse neutraler Mesonen wie π^0 oder η und, in jüngster Zeit, zur Beobachtung tiefvirtueller COMPTON-Streuung ausgenutzt. Im rechten Teil von Abbildung 3.5 ist das Spektrum der im Kalorimeter deponierten Energie relativ zum in den Spurkammern ermittelten Impuls dargestellt: Elektronen deponieren ihre gesamte Energie und liefern so ein scharfes Signal bei $E_{\mathrm{dep}}/p \approx 1$. Die relative Energiedeposition von Hadronen ist dagegen deutlich geringer, was zu einer breiten Verteilung mit einem Maximum um $0{,}2$ führt. Die rechte, d. h. zu den Elektronen hin laufende Flanke dieses Teils ist flach, was die Trennung der Teilchensorten weiter erleichtert.

  Zusammen mit dem Prä-Schauer-Hodoskop bildet das Kalorimeter die wichtigste Stütze der Teilchenidentifikation bei HERMES. Die Kombination der Signale der beiden Detektoren sichert eine saubere Trennung von Elektronen und Hadronen über einen weiten kinematischen Bereich.

- Neben dem TRD, dem Prä-Schauer-Hodoskop und dem Kalorimeter ist bei HERMES noch ein *Ring-abbildender Čerenkov-Detektor* (RICH, *engl.* "**r**ing **i**maging **Ch**erenkov detector") im Einsatz, der 1998 den vorher benutzten Schwellen-Čerenkov-Detektor ersetzte ([Ako:02]). Seine wichtigste Aufgabe besteht darin, einzelne Hadrontypen, also Pionen, Kaonen und Protonen, zu unterscheiden, was für die semi-inklusive Physik zur Aufschlüsselung der Beiträge einzelner Quarksorten zum Wirkungsquerschnitt von großer Bedeutung, für die Beobachtung inklusiver Prozesse aber unerheblich ist. Prinzipiell kann die Zahl der ausgelösten Sekundärelektronenvervielfacher, ein Maß für den Öffnungswinkel des Čerenkov-Kegels, bei Impulsen unterhalb etwa $6\,\mathrm{GeV}$ auch als Unterscheidungskriterium zwischen Elektronen und Pionen dienen. Da in diesem Impulsbereich auch die meisten Hadronen auftreten, wäre dies für die Qualität der Teilchenidentifikation ein erheblicher Gewinn und wird daher in naher Zukunft in die Analyseprozedur mit aufgenommen werden ([HLS:01]).

Wie bereits angedeutet, werden die Signale der Teilchenidentifikationsdetektoren nicht direkt verwendet, sondern in einer auf dem BAYESschen Theorem basierenden Wahrscheinlichkeitsanalyse kombiniert, was eine beträchtliche Steigerung der Effizienz bewirkt. Dies und insbesondere die Weiterverwendung der Detektorinformation zur Abschätzung der Güte der Elektron-Hadron-Separation sowie zur eigentlichen Datenselektion wird in Abschnitt 4.5 eingehend diskutiert.

3.3.3 Trigger für tiefinelastische Streuereignisse

Um das Datenvolumen nicht unnötig zu erhöhen, ist eine Triggerlogik notwendig, die für die Analyse verwertbare tiefinelastische Ereignisse bereits während der Datennahme erkennt und Untergrundereignisse oder Ereignisse mit unklarer Signatur verwirft. Dazu dienen das Prä-Schauer-Hodoskop und das Kalorimeter, die bereits im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurden. Darüber hinaus sind zwei weitere Hodoskopebenen H1 und H0 zwischen den hinteren Spurkammern und dem TRD bzw. im vordersten Spektrometerbereich noch vor den FCs installiert. Das H1-Hodoskop unterscheidet sich vom Prä-Schauer-Detektor H2 im Wesentlichen durch das Fehlen des Blei-Radiators. Der H0-Detektor dagegen besteht pro Detektorhälfte aus nur einer dünnen ($0{,}007$ Strahlungslängen) Plastikszintillatorplatte, liefert also Signale ohne Ortsinformation ([HER:98a]).

Als Triggerbedingung für ein tiefinelastisches Ereignis wird ein koinzidentes Signal in H0, H1, H2 und dem Kalorimeter in derselben Detektorhälfte gefordert, wobei die Signalschwelle im Kalorimeter bei Verwendung polarisierter ABS-Targets bei $1{,}4\,\mathrm{GeV}$ liegt. Bei Verwendung unpolarisierter Targets höherer Dichte muss die Schwelle auf $3{,}5\,\mathrm{GeV}$ heraufgesetzt werden, da andernfalls die dann auftretenden höheren Ereignisraten zu einer größeren Totzeit des Datennahmesystems führen würden. Dies schränkt jedoch auch den zugänglichen kinematischen Bereich erheblich ein, da nahezu alle Ereignisse mit $x \leq 0{,}02$ und $Q^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$ bei Endimpulsen unterhalb $4\,\mathrm{GeV}$ auftreten. Die Position des ersten Triggerhodoskops H0 im vordersten Teil des Spektrometers erlaubt zusammen mit den hinteren Hodoskopen H1 und H2 eine Flugzeitmessung und damit eine Bestimmung der Flugrichtung. Dies hilft bei der Unterdrückung von Untergrundereignissen, die aus dem Protonring stammen.

Mit der niedrigen Kalorimeterschwelle von $1{,}4\ \mathrm{GeV}$ liegen typische Triggerraten in der Größenordnung $300\ \mathrm{Hz}$. In etwa zwei Dritteln der so detektierten Ereignisse können Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden, von denen wiederum $70\ \%$ aus der Targetzelle kommen. Andere geladene Teilchen haben ihren Ursprung größtenteils in Streuereignissen an den Strahlkollimatoren vor dem HERMES-Target und müssen in der Datenanalyse durch geometrische und kinematische Schnitte, deren Beschreibung in Abschnitt 4.6 folgt, abgetrennt werden.

Neben dem hier besprochenen Trigger für tiefinelastische Ereignisse werden noch weitere Konfigurationen selektiert, die z. T. für andere physikalische Zwecke wie die Analyse von Hadronpaaren ([HER:00b]), aber auch zu systematischen Studien, etwa die Bestimmung von Triggereffizienzen (s. Abschnitt 4.7.2), von Bedeutung sind.

3.3.4 Der Luminositätsmonitor

Die gemessenen Triggerraten sind ein Maß für die zu studierenden tiefinelastischen Wirkungsquerschnitte bzw. deren Spinasymmetrien. Außerdem skalieren die Ereigniszahlen aber noch mit der Elektroneinfallsrate, also dem Strahlstrom, und der Targetdichte, mit Faktoren also, die keine Information über die eigentliche Dynamik des zu untersuchenden Prozesses enthalten. Aus diesem Grund ist ein unabhängiges Maß für die zu erwartende Stoßrate pro Querschnittsfläche erforderlich. Man definiert hierzu die *Luminosität* als das Produkt aus der Rate einfallender Elektronen und der flächenbezogenen Targetnukleondichte:

$$\mathcal{L} := \dot{N}_{\mathrm{in}}\, \varrho_{\mathrm{t}} \ . \tag{3.7}$$

Eine Möglichkeit, die Luminosität zu messen, ist die Aufnahme der Ereignisrate einer unabhängigen Referenzreaktion mit exakt bekanntem Wirkungsquerschnitt. Bei HERMES wird dazu die elastische Streuung der Strahlelektronen an den Hüllenelektronen der Targetgasatome (MØLLER-Streuung) herangezogen. Bei Verwendung von Positronen als Strahlteilchen tritt inkohärent zur elastischen Streuung (die in diesem Fall BHABHA-Streuung genannt wird) noch die Vernichtung in zwei Photonen hinzu. Da es sich bei allen drei Prozessen um elastische Zwei-Körper-Reaktionen handelt, ist die Kinematik durch genau einen Parameter festgelegt, d. h. zwischen dem Streuwinkel und der Energie eines auslaufenden Teilchens besteht ein eineindeutiger Zusammenhang. Energie- und Impulserhaltung legen dann auch die Kinematik des zweiten Teilchens fest ([Ben:98]). Im Falle symmetrischer Streuung tragen die beiden Teilchen im Endzustand jeweils die Hälfte der anfangs vorhandenen Energie,

$$E'_{\mathrm{sym}} = \frac{E}{2}\,, \tag{3.8}$$

und laufen unter demselben Winkel zur Strahlachse aus. Dieser ist im Laborsystem gegeben als

$$\cos\Theta_{\mathrm{sym}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma}\,. \tag{3.9}$$

Für eine Strahlenergie von $E = 27{,}6\ \mathrm{GeV}$ findet man einen symmetrischen Streuwinkel von $\Theta_{\mathrm{sym}} = 6{,}1\ \mathrm{mrad}$. Dieser relativ kleine Auslaufwinkel bei *zwei* Teilchen stellt eine klare experimentelle Signatur für diese Prozesse dar, was eine saubere Abtrennung von elastischer oder tiefinelastischer Streuung am Kern und damit die geforderte Unabhängigkeit der Luminositätsmessung gewährleistet.

Zum Nachweis der Elektron-Elektron-, Elektron-Positron- oder Photon-Photon-Paare sind zwischen der oberen und der unteren Hälfte des Kalorimeters zwei Detektoren links und rechts des Strahlrohrs angebracht (in der Gesamtansicht des Spektrometers, Abbildung 3.4, ist der Luminositätsmonitor um 90° gedreht gezeichnet), in denen die Teilchen

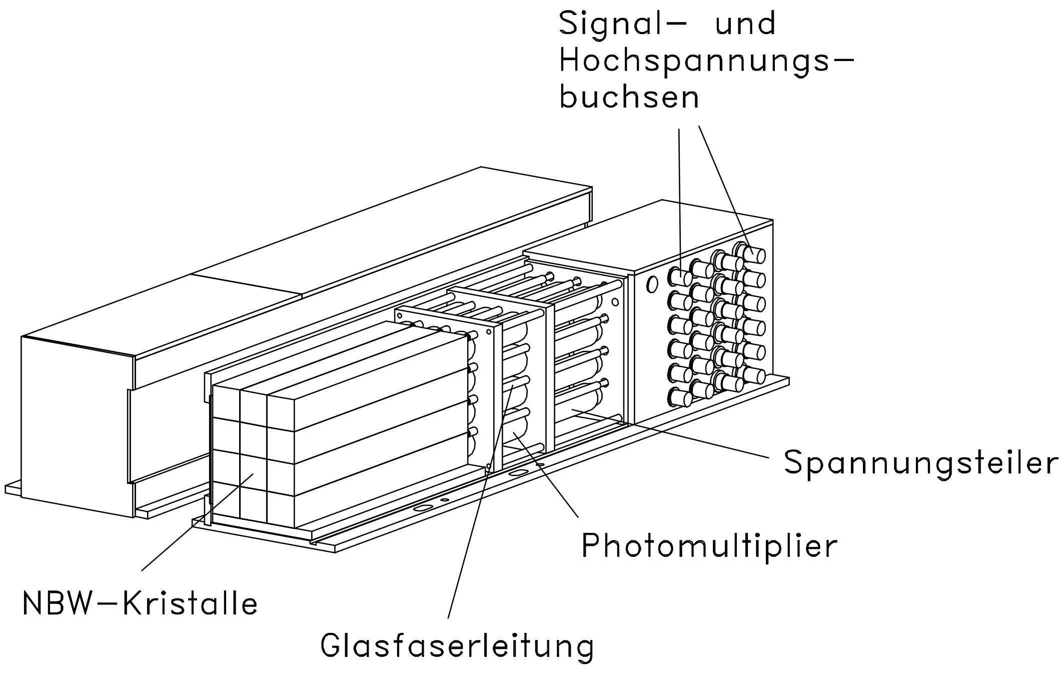


Abbildung 3.6: Der HERMES-Luminositätsmonitor ([Ben:98]).

vollständig absorbiert werden. Jeder besteht aus zwölf Kristallen der Querschnittsfläche $22\ \mathrm{mm} \cdot 22\ \mathrm{mm}$ und der Länge $20\ \mathrm{cm}$ (etwa 19 Strahlungslängen). Die hohe Strahlungsintensität in der Nähe des Strahlrohrs stellt besondere Anforderungen an das Kristallmaterial. Das verwendete $NaBi(WO_4)_2$, das auch kurz als NBW bezeichnet wird, zeichnet sich durch eine hohe Strahlungshärte von $7{\cdot}10^5\ \mathrm{Gy}$ aus. Zusätzlich werden die Kalorimeter während der Injektion und der Strahloptimierung sowie bei Entfernen des Strahls aus dem Speicherring mithilfe einer Fahreinheit etwa $20\ \mathrm{cm}$ vom Strahlrohr entfernt, um sie vor der bei diesen Vorgängen in besonders hohem Maße entstehenden Synchrotronstrahlung zu schützen. Eine vergrößerte Ansicht gibt Abbildung 3.6. Für eine ausführlichere Beschreibung des Luminositätsmonitors sei auf [Ben:98, Ben:01] verwiesen.

Die Messung der in den Kristallen deponierten Energie geschieht mit einer relativen Unsicherheit von weniger als $10\ \%$, wobei, wie auch beim Kalorimeter (s. Abschnitt 3.3.2), die Signale mehrerer benachbarter Kristalle addiert werden müssen: Der Molière-Radius von NBW beträgt $2{,}38\ \mathrm{cm}$ und ist damit etwa so groß wie die transversale Ausdehnung der Kristalle selbst, wodurch eine Ausbreitung der erzeugten Schauer über mehrere Blöcke unvermeidbar ist. Dies erlaubt freilich auch, durch Vergleich der Signale benachbarter Kristalle, eine Analyse des lateralen Schauerprofils und damit eine auf bis zu $0{,}5\ \mathrm{mm}$ genaue Bestimmung des Auftrefforts ([Ben:98]).

Eine Identifikation der einfallenden Teilchen als Elektronen, Positronen oder Photonen findet nicht statt, ist aber zur Luminositätsmessung auch nicht erforderlich. Zur Selektion von MØLLER- bzw. BHABHA- und Annihilationsereignissen genügt es, zwei koinzidente hochenergetische Signale in beiden Detektoren zu fordern. Die relativ niedrige Energieschwelle von $4{,}5\ \mathrm{GeV}$ in jedem der beiden Kalorimeter stellt den Nachweis auch solcher Teilchen sicher, die einen Teil ihrer Energie durch Bremsstrahlung verloren haben. Andrerseits ist das Setzen einer Schwelle unerlässlich, um Untergrundereignisse abzuseparieren. Die gemessenen Koinzidenzraten hängen natürlich direkt vom Strahlstrom und der Targetdichte ab. Bei Messung mit einem polarisierten ABS-Target unter üblichen Bedingungen werden typische Raten um $35\ \mathrm{Hz}$ registriert. Die Verwendung der gemessenen Raten zur Normierung der Zahl tiefinelastischer Ereignisse in der Datenanalyse wird in Abschnitt 4.4 noch detailliert beschrieben.

4 Analyse der Experimentdaten

> Il modello è per definizione quello in cui non c'è niente da cambiare, quello che funziona alla perfezione; mentre la realtà vediamo bene che non funziona e che si spappola da tutte le parti; dunque non resta che costringerla a prendere la forma del modello, con le buone o con le cattive.
>
> Italo Calvino, *Palomar*

In diesem Kapitel soll die Bereitstellung des für die Analyse letztlich verwendeten Datensatzes einschließlich einiger notwendiger Korrekturen beschrieben werden. In Abschnitt 4.1 werden zunächst der zur Verfügung stehende Rohdatensatz und die wichtigsten Anforderungen an die Datenqualität vorgestellt. Gegenstand der folgenden Abschnitte ist die Verarbeitung der Informationen über den Leptonstrahl und das Target sowie der Daten vom Luminositätsmonitor: Ein gutes Verständnis dieser Parameter ist für die korrekte Normierung der Daten von entscheidender Bedeutung. In Abschnitt 4.5 wird ausführlich die Identifikation der gestreuten und produzierten Teilchen mithilfe des HERMES-Detektors erläutert. In Abschnitt 4.6 wird der kinematische Bereich eingegrenzt und unterteilt. Nachdem in Abschnitt 4.7 wichtige Korrekturen an die Daten besprochen worden sind, präsentiert Abschnitt 4.8 einige kinematische Verteilungen.

4.1 Zugrunde liegender Datensatz und Datenqualität

Im Jahr der Inbetriebnahme des HERMES-Experiments, 1995, wurden zunächst Daten mit einem polarisierten $^3\mathrm{He}$-Target genommen und aus den etwa 2,3 Millionen aufgezeichneten tiefinelastischen Streuereignissen die Spinstrukturfunktion g_1^{n} des Neutrons bestimmt ([HER:97]). In den beiden Folgejahren 1996 und 1997 wurden etwa 3,2 Millionen Ereignisse mit einem polarisierten Wasserstofftarget registriert: Die etwa $1{,}8$ Millionen Ereignisse des Datennahmejahrs 1997 ermöglichten eine präzise Messung der Proton-Spinstrukturfunktion g_1^{p} im kinematischen Bereich $0{,}0212 < x < 0{,}85$ und $Q^2 > 0{,}8\ \mathrm{GeV}^2$ ([HER:98b]) sowie im auch in dieser Arbeit verwendeten erweiterten kinematischen Bereich $0{,}0021 < x < 0{,}85$ und $Q^2 > 0{,}1\ \mathrm{GeV}^2$ ([Gär:01]). Durch Kombination dieser Datensätze in einer semi-inklusiven Analyse gelang weiterhin eine Entfaltung der Einzelbeiträge der verschiedenen Quarksorten zum Nukleonspin ([HER:99c]). Weitere wichtige Resultate dieser Daten sind u. a. eine erste quantitative Abschätzung der Gluonpolarisation im Proton ([HER:00b]) und Studien zur tiefvirtuellen COMPTON-Streuung ([HER:01c], s. auch Abschnitt 2.7).

Nach einer Betriebsunterbrechung des HERA-Beschleunigers, in der u. a. das HERMES-Experiment um den RICH-Detektor erweitert wurde (s. Abschnitt 3.3.2), begann Ende 1998 die Datennahme mit kernspinpolarisiertem Deuterium als Target. Die ersten Daten aus dieser Zeit sind überwiegend Kalibrations- und Testdaten und werden für die Analyse nicht verwendet. Im Frühjahr und Herbst 1999 wurden dann etwa $1,7$ bzw. 1 Million Ereignisse aufgezeichnet. Zwischen diesen beiden Zeiträumen haben sich die experimentellen Bedingungen teilweise erheblich geändert: So wurde z. B. der Beschleuniger im Frühjahr mit Elektronen, im Herbst mit Positronen betrieben; außerdem wurde, wie schon in Abschnitt 3.2 erwähnt, die Geometrie der Targetzelle verändert. Aus diesem

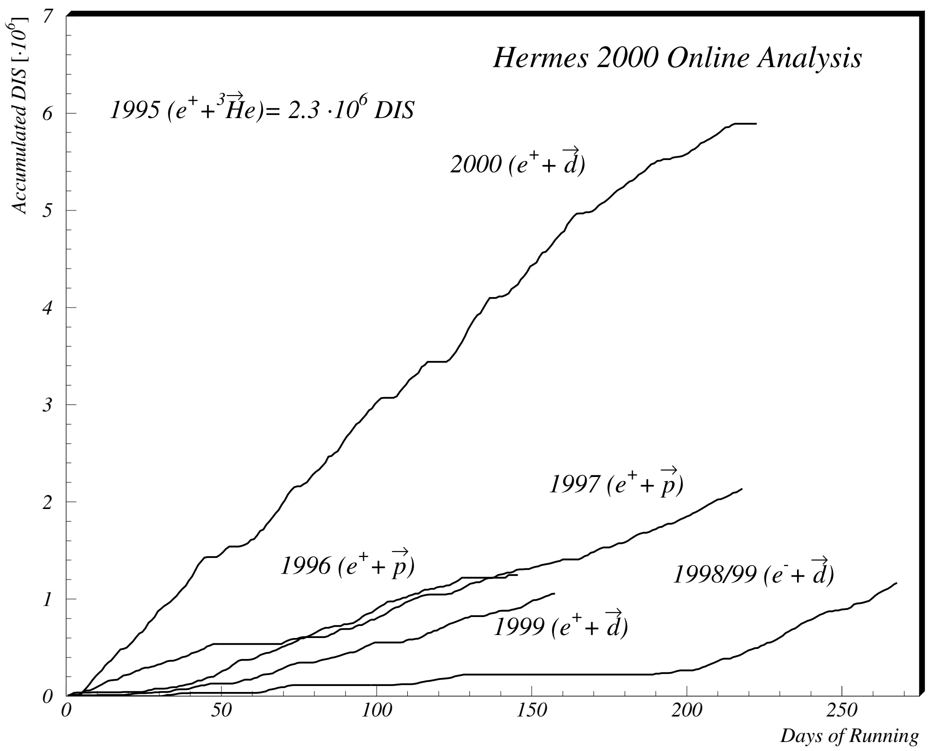


Abbildung 4.1: Zeitintegrierte Anzahl tiefinelastischer Streuereignisse in den Jahren 1995–2000 ([ALMW:01]). Die Zahlen beziehen sich auf minimale Leptonimpulse von 4 GeV und sind daher kleiner als die in dieser Analyse bestimmten (vgl. Tabelle 4.1).

Grund ist bei der Datenauswertung eine saubere Unterscheidung dieser Datensätze erforderlich. Die Daten aus dem Frühjahr 1999 werden daher noch dem Jahr *1998* zugerechnet, während mit den "1999er-Daten" immer nur die Daten von Herbst 1999 gemeint sind. Im Jahr 2000 schließlich konnte unter außerordentlich stabilen Bedingungen die große Menge von rund 10 Millionen tiefinelastischen Ereignissen aufgezeichnet werden.

In Abbildung 4.1 sind die zeitintegrierten Ereignisraten für die einzelnen Perioden der Datennahme graphisch dargestellt, wobei neben dem verwendeten Targetgas auch das jeweilige Strahlteilchen vermerkt ist. Objekt der vorliegenden Arbeit sind die polarisierten Deuteriumdaten aus den Datennahmejahren 1998 und 2000. Die Daten aus 1999 nehmen insofern eine Sonderstellung ein, als in dieser Zeit mehrere Male der HERA-Positronstrahl unvorhergesehen in der HERMES-Region verloren wurde. Die damit verbundene hohe Synchrotronstrahlung führte zu Einbrüchen im Dissoziationsgrad des Targetgases, was eine genaue Bestimmung der Targetpolarisation erschwert. Der testweise Einsatz von Targetzellen unterschiedlicher Geometrie innerhalb dieses Zeitraums verkompliziert die Verhältnisse weiter. Aus diesem Grund wurden diese Daten für die vorliegende Analyse zunächst verworfen; ihre genaue Untersuchung wird Gegenstand zukünftiger Studien sein. Ohnehin wäre das Gewicht dieser Daten relativ gering, da der gesamte polarisierte Deuteron-Datensatz durch die enorme Statistik und die hohe Qualität und Stabilität der 2000er-Daten bei weitem dominiert wird.

Zur Gliederung des Datensatzes und zur genauen Spezifikation einzelner Zeiträume sind die folgenden Bezeichnungen üblich:

- *Füllung*: Eine erste Grobeinteilung der Daten erfolgt durch die Unterteilung nach der HERA-Speicherringfüllung, während derer die Daten genommen wurden. Die Dauer einer Füllung beträgt typischerweise zehn bis zwölf Stunden.

- *Run*: Die Aufteilung der Daten in so genannte Runs bietet eine feinere Unterteilung. Ein Run ist definiert über jeweils gleiche Größe der vom Datennahmesystem ausgelesenen und auf Festplatte bzw. Magnetband geschriebenen Rohdatenpakete (450 MBytes), steht also für jeweils etwa die gleiche Messstatistik und bildet somit eine natürliche Zeiteinheit der Datennahme. Da der Strahlstrom und damit die Ereignisrate im Laufe einer Speicherringfüllung abnehmen, werden im Gegenzug die Runs zum Ende einer Füllung hin länger. Ihre durchschnittliche Dauer beträgt etwa zehn Minuten.

- *Burst*: Schließlich werden die Daten nochmals unterteilt in Intervalle von jeweils etwa zehn Sekunden, in denen die sich zeitlich nur langsam ändernden Größen wie Strahl- oder Targetpolarisation ausgelesen werden. Die Bezeichnung "Burst" für diese Intervalle hat historische Gründe.[1] Im Gegensatz zur Einheit "Run" ist die Länge

[1] Das HERMES-Datennahmesystem wurde in sehr ähnlicher Form bereits bei den Myonstrahlexperimenten EMC und NMC am CERN verwendet, wo die Datennahme-Intervalle durch die etwa alle zehn Sekunden gelieferten Myonpakete (*engl.* "bursts") vorgegeben waren ([Brüc:99]).

Jahr	Füllungen	Runs	Bursts	Ereignisse	
				oben	unten
1998	109	4 569	245 439	907 476	802 242
2000	264	22 944	575 981	4 981 756	5 275 014

Tabelle 4.1: Grobcharakterisierung der verwendeten Datensätze nach Anzahl der Füllungen, Runs, Bursts und tiefinelastischer Streuereignisse in der oberen und unteren Detektorhälfte.

eines Bursts immer etwa gleich, so dass ein Burst am Ende einer Speicherringfüllung i. Allg. weniger Ereignisse enthält als zu Beginn.

In Tabelle 4.1 sind für die beiden hier betrachteten Datennahme-Perioden 1998 (d. h. Frühjahr 1999) und 2000 die Anzahl der zur Verfügung stehenden Füllungen, Runs und Bursts aufgelistet, weiterhin die Anzahl der aufgezeichneten tiefinelastisch gestreuten Elektronen bzw. Positronen: Die Analyse der Daten aus dem Datennahmejahr 1998 stützt sich auf 4569 Runs, aus denen eine Statistik von etwa $1{,}7$ Millionen tiefinelastischen Streuereignissen gewonnen werden konnte. Im Jahr 2000 war die Lebensdauer des Positronstrahls meist sehr groß, wodurch pro Füllung wesentlich mehr Daten genommen werden konnten als 1998. Durch die Verwendung einer kleineren Targetzelle, die bei gleicher injizierter Gasmenge höhere Targetdichten erlaubt, sind ferner die Ereignisraten höher, wodurch ein Burst in 2000 im Mittel mehr Daten enthält als in 1998. Aus dem Jahr 2000 stehen insgesamt rund zehn Millionen Ereignisse zur Verfügung, also über fünfmal mehr als die in 1998 aufgenommene Datenmenge.

Es sollte erwähnt werden, dass diese Ereigniszahlen nach den in Abschnitt 4.6 noch näher vorgestellten Selektionskriterien im kompletten bei HERMES zugänglichen kinematischen Bereich resultieren. Die Zahlen in Abbildung 4.1 dagegen beziehen sich auf Minimalimpulse von $4\,\mathrm{GeV}$ und sind daher kleiner.

Wie in Abschnitt 3.1 erwähnt, wird bei HERMES eine leicht nach unten geneigte Strahllage bevorzugt. Dies führt in der Regel dazu, dass in der unteren Detektorhälfte knapp $6\,\%$ mehr inklusive Ereignisse detektiert werden als in der oberen, wie dies auch im Jahr 2000 zu beobachten war. Die 1998 beobachteten höheren Ereignisraten in der oberen Hälfte sind auf eine Ineffizienz des Triggerhodoskops H0 im unteren Teil zurückzuführen, die in Abschnitt 4.7.2 noch zu diskutieren sein wird.

Die hier angegebenen Zahlen beziehen sich bereits auf den Datensatz, der nach Anwendung von Datenqualitätsschnitten tatsächlich in die Analyse eingeht. Mithilfe dieser Schnitte wird anhand geeigneter Kriterien beurteilt, ob die experimentellen Bedingungen zum jeweiligen Zeitpunkt stabil genug waren, um einen hohen und zuverlässigen Informationsgehalt der Daten zu gewährleisten. Unter anderem werden die Qualität des Strahls, des Targets und des Luminositätsmonitors abgefragt, ferner die Zuverlässigkeit des Datennahmesystems und der Spurrekonstruktion. Weiterhin spielt natürlich die Verlässlichkeit der einzelnen Spektrometerkomponenten eine Rolle, die z. B. durch Einbrüche in der Hochspannung oder anderweitigen Ausfall einzelner Komponenten beeinträchtigt werden kann.

Die angewandten Datenqualitätsschnitte sind z. T. in den folgenden Abschnitten bei den jeweiligen Komponenten des Experiments mit aufgeführt. Eine eingehendere Beschreibung und ausführliche Auflistung aller Schnitte ist in [Lin:01] gegeben und wurde durch unabhängige, die beiden Detektorhälften getrennt behandelnde Studien bestätigt ([DNSt:02]). Insgesamt werden aufgrund dieser Selektion in 1998 etwa $14\ \%$ und in 2000 etwa $18\ \%$ aller aufgezeichneten und rekonstruierten Daten verworfen.

4.2 Parameter des Leptonstrahls

Das HERMES-Experiment nutzt den Leptonstrahl des HERA-Speicherrings. Prinzipiell kann der Speicherring sowohl mit Elektronen als auch mit Positronen gefüllt werden. In der Praxis stellte sich aber heraus, dass der Betrieb mit Positronen weniger anfällig gegenüber Streuung am Restgas im Strahlrohr ist und somit zu stabileren Strahlbedingungen führt. Für die bei HERMES studierte Physik ist jedoch die Ladung des Strahlteilchens, wie schon in Abschnitt 2.5 erwähnt, unerheblich. Die hier betrachteten Daten wurden teils mit Elektronen (1998), teils mit Positronen (2000) als Strahlteilchen genommen.

Der kontinuierlich gemessene *Strom* des Elektronstrahls beträgt durchschnittlich etwa $25\ \mathrm{mA}$, was einer mittleren Einfallsrate von $1{,}6 \cdot 10^{17}\ \mathrm{s}^{-1}$ entspricht.

Die *Polarisation* des Strahls wird, wie in Abschnitt 3.1 dargestellt, mit zwei unabhängigen Polarimetern gemessen, wobei in die Analyse der nach den experimentellen Gegebenheiten jeweils zuverlässigste Messwert eingeht. Da die Polarisation zeitabhängig ist und daher in kurzen Abständen gemessen werden muss, sind die Messwerte relativ großen statistischen Fluktuationen unterworfen. Aus diesem Grund werden für die Strukturfunktionsmessung nicht die Messwerte selbst verwendet, sondern eine glatte Funktion daran angepasst.

Der zeitliche Verlauf der Strahlpolarisation ist in Abbildung 4.2 für eine typische Füllung des HERA-Speicherrings dargestellt: In der Frühphase einer solchen Füllung wird zunächst durch Feinabstimmung der Betatronfrequenzen die Strahlposition für alle vier HERA-Experimente optimiert. In dieser Zeit können wegen der dann auftretenden hohen Untergrundraten noch keine Daten genommen werden. In der hier gezeigten Füllung waren nach etwa einer halben Stunde stabile Verhältnisse erreicht, und es konnten qualitativ hochwertige, für die Analyse verwertbare Daten genommen werden. Zu diesem Zeitpunkt betrug die Polarisation bereits $0{,}45$, deutlich mehr als die für eine gute Datenqualität geforderten $0{,}3$. Im Laufe von etwa ein bis zwei Stunden steigt die Polarisation dann weiter an bis zu einem Endwert von über $0{,}6$, der für den Rest der Füllung weitgehend stabil bleibt. Dabei sind noch kleine zeitliche Änderungen möglich, da mit sinken-

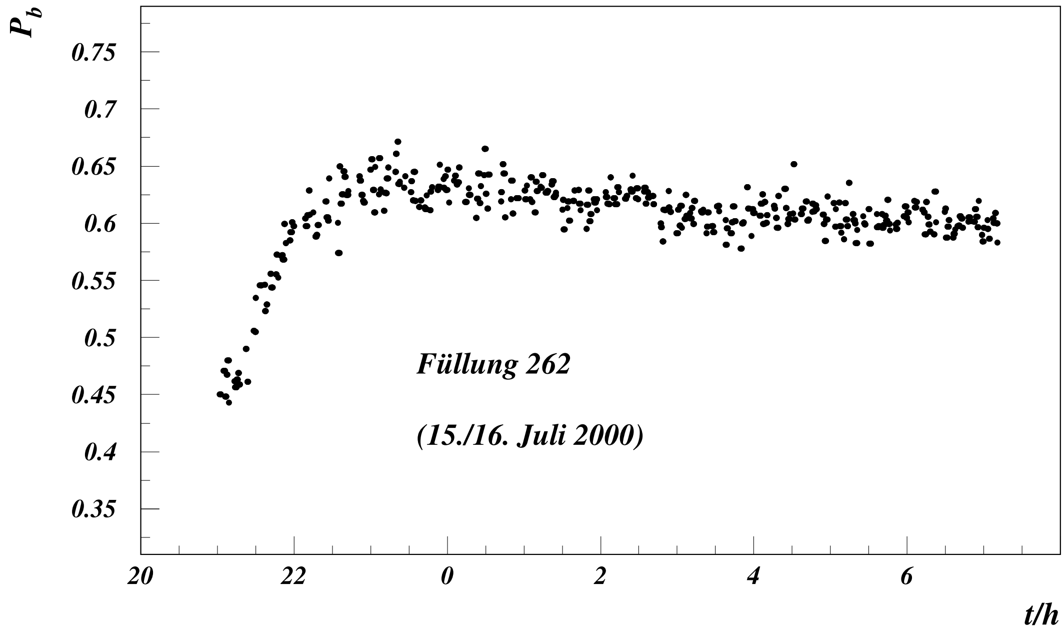


Abbildung 4.2: Zeitliche Entwicklung der Strahlpolarisation für eine Speicherringfüllung. Dargestellt ist nur der in dieser Analyse verwendete Teil der Daten.

dem Strahlstrom manchmal ein Nachstimmen der Strahlparameter notwendig ist, worauf die Polarisation i. Allg. sehr empfindlich reagiert.

Neben der unteren Schranke von $0{,}3$ wird ferner ein Wert der Strahlpolarisation von weniger als $0{,}8$ gefordert. Dieses Kriterium wurde jedoch nur zu dem Zweck eingeführt, etwaige Fehlmessungen der Polarimeter auszuschließen. Tatsächlich wurden höhere Polarisationswerte bei HERMES nie beobachtet.

Die Spinrichtung des Elektronstrahls und damit das Vorzeichen der Polarisation war im Datennahmejahr 1998 konstant, nämlich in negativer z-Richtung bezüglich des HERMES-Koordinatensystems. Dagegen wurde die Strahlhelizität im Jahr 2000 insgesamt sechsmal umgekehrt. Prinzipiell werden dadurch keine Effekte auf die Messung erwartet, da nur die Spinrichtung relativ zu der des Targets relevant ist. Die Umkehrung der Strahlhelizität kommt jedoch einer Rotation des gesamten Detektors um $180°$ längs der Strahlachse gleich, was u. U. systematische Effekte durch evtl. unterschiedliche Positionierung, Effizienzen und Akzeptanzen der beiden Detektorhälften nach sich ziehen kann.

Im Mittel betrug die Strahlpolarisation $0{,}52$ in 1998 und $0{,}53$ in 2000. In die Analyse gehen jedoch nicht diese Mittelwerte ein, sondern die pro Burst gemessenen Einzelwerte, wie in Abschnitt 5.1 noch erläutert wird. Die relative systematische Unsicherheit der Polarisation muss für 1998 mit der Unsicherheit des transversalen Polarimeters zu $3{,}4$ % angegeben werden, da im größten Teil der Daten dessen Messwert verwendet wurde. Für die 2000er-Daten können die Unsicherheiten von transversalem ($3{,}4$ %) und longitudinalem ($1{,}6$ %) Polarimeter gemäß der Häufigkeit ihrer Verwendung gemittelt werden: Die Messung des transversalen Polarimeters wird nur bei 18 % der Daten verwendet, in der restlichen Zeit kommt die Information über die Strahlpolarisation vom longitudinalen Polarimeter. Die resultierende systematische Unsicherheit ist

$$\left.\frac{\Delta P_\mathrm{b}}{P_\mathrm{b}}\right|_{2000} = 0{,}02\,. \tag{4.1}$$

4.3 Polarisationsgrad des Targets

Die Kernspinpolarisation des Targetgases wird, wie in Abschnitt 3.2 erläutert, mit dem BRP gemessen. Das BRP detektiert jedoch nur dissoziierte Deuteriumatome, während in der Targetzelle auch $^2\mathrm{H}_2$-Moleküle vorhanden sind, deren Polarisation β von der der einzelnen Deuteronen, P^BRP, verschieden ist. Die mittlere Polarisation *aller* Nukleonen, also sowohl der dissoziierten als auch der in Molekülen vorliegenden, ist die um die Beiträge der Moleküle "verdünnte" Einzelkernpolarisation. Dabei ist zu beachten, dass Moleküle, die schon aus der ABS einströmen, unpolarisiert sind, während solche, die durch Rekombination vorher polarisierter Atome in der Zelle entstanden sind, eine von null verschiedene Polarisation tragen. Mithilfe der von den ABS-Flüssen vorgegebenen bzw. im Targetgas-Analysator (TGA) gemessenen Dissoziationsgrade α_0 und α_r (s. Abschnitt 3.2) werden diese "Verdünnungen" beschrieben durch

$$P_\mathrm{t} = \alpha_0\ \left((1-\alpha_\mathrm{r})\beta + \alpha_\mathrm{r}\right)\ P^\mathrm{BRP}\,. \tag{4.2}$$

β ist hierbei die Polarisation der durch Rekombination in der Zelle entstandenen Moleküle relativ zur atomaren Polarisation P^BRP. Sie ist experimentell schwer zugänglich und daher mit großen Messfehlern behaftet ([Wis:01]). Im Rahmen dieser Analyse wird $\beta = 0{,}5$ gesetzt ([Kol:98]). Aufgrund des hohen Dissoziationsgrads bei HERMES hat der β-Term in (4.2) aber ohnehin nur geringes Gewicht.

Nun muss beachtet werden, dass der TGA und das BRP i. Allg. nicht den mittleren Dissoziationsgrad und die mittlere Polarisation in der Targetzelle messen, sondern nur eine Stichprobe des Targetgases analysieren können, die über ein dünnes Austrittsrohr der Zelle entnommen wird. Auf diese Weise werden überwiegend Teilchen aus der Zellmitte erfasst, wo die Dichte am höchsten ist, während solche, die sich am Rand der Zelle aufhalten, kaum berücksichtigt werden. Das Gas am Zellrand ist durch Teilchen-Wand- und Teilchen-Teilchen-Stöße bereits stärker rekombiniert und depolarisiert, wodurch die am TGA und BRP gemessenen Werte im Vergleich zu den über die Zelle gemittelten zu hoch sind. Andrerseits können die aus der Zellmitte extrahierten Gasatome noch im Austrittsrohr rekombinieren und depolarisiert werden, wodurch die Messungen in die andere Richtung verfälscht werden.

Dem wird durch die Anwendung von *Stichprobenkorrekturen* auf die Messwerte α_r und P^BRP Rechnung getragen. Die Bestimmung dieser Korrekturen ist in [Hen:98, Bau:00, Bau:02a] detailliert erläutert. Die Korrekturfunktionen hängen zum einen vom Messwert α_r bzw. P^BRP selbst ab und gehen im Limes $\alpha_\mathrm{r} \to 1$ bzw. $P^\mathrm{BRP} \to 1$ gegen eins. Zum anderen geht natürlich die Zellgeometrie ein, so dass die hier zu untersuchenden Datennahmeperioden 1998 und 2000 getrennt behandelt werden müssen.

Die Stichprobenkorrektur für den Polarisationswert liegt in der Praxis sehr nahe bei eins und ist somit vernachlässigbar. Für den Dissoziationsgrad $\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{Zelle}$ werden aus dem gemessenen $\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{TGA}$ ein unterer und ein oberer Grenzwert bestimmt:

$$\begin{aligned} \alpha_\mathrm{r}^\mathrm{max} &= \frac{\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{TGA}}{\sqrt{2} - (\sqrt{2}-1)\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{TGA}} , \\ \alpha_\mathrm{r}^\mathrm{min} &= \frac{(\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{TGA})^2}{[\sqrt{2} + 0{,}55(1-\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{TGA})/\sqrt{2}] - (\sqrt{2}-1)(\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{TGA})^2} . \end{aligned} \tag{4.3}$$

Als tatsächlicher Mittelwert in der Zelle wird dann das arithmetische Mittel der beiden Grenzen verwendet ([KoSt:00]):

$$\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{cell} = \frac{1}{2}(\alpha_\mathrm{r}^\mathrm{max} + \alpha_\mathrm{r}^\mathrm{min}) . \tag{4.4}$$

Die Verteilungen des Dissoziationsgrads vor und nach dieser Korrektur sind für das Datennahmejahr 1998 im linken Teil von Abbildung 4.3 dargestellt. Man erkennt, dass die Stichprobenkorrektur das gemessene α_r im Mittel um etwa 2 % nach unten korrigiert, während gleichzeitig die Verteilung breiter wird. Die Mittelwerte sind

$$\left\langle {\alpha_\mathrm{r}}^\mathrm{TGA} \right\rangle = 0{,}980 , \quad \left\langle {\alpha_\mathrm{r}}^\mathrm{Zelle} \right\rangle = 0{,}957 . \tag{4.5}$$

Mithilfe des so bestimmten Dissoziationsgrads sowie des Anfangsdissoziationsgrads α_0, der im Mittel $0{,}934$ betrug, wird dann der mit dem BRP gemessene Polarisationswert P^BRP nach (4.2) auf die molekulare "Verdünnung" in der Zelle korrigiert. Der Effekt dieser Korrektur ist in den beiden Histogrammen im rechten Teil von Abbildung 4.3 zu sehen. Die tatsächliche Targetpolarisation in der Zelle ist um etwa 8 % niedriger als die vom BRP gemessene:

$$\left\langle P^\mathrm{BRP} \right\rangle = 0{,}884 , \quad \langle P_\mathrm{t} \rangle = 0{,}808 . \tag{4.6}$$

Die so erhaltene Targetpolarisation für das Datennahmejahr 1998 hat eine relativ große systematische Unsicherheit von ([KoSt:00])

$$\frac{\Delta P_\mathrm{t}}{P_\mathrm{t}} = 0{,}08 . \tag{4.7}$$

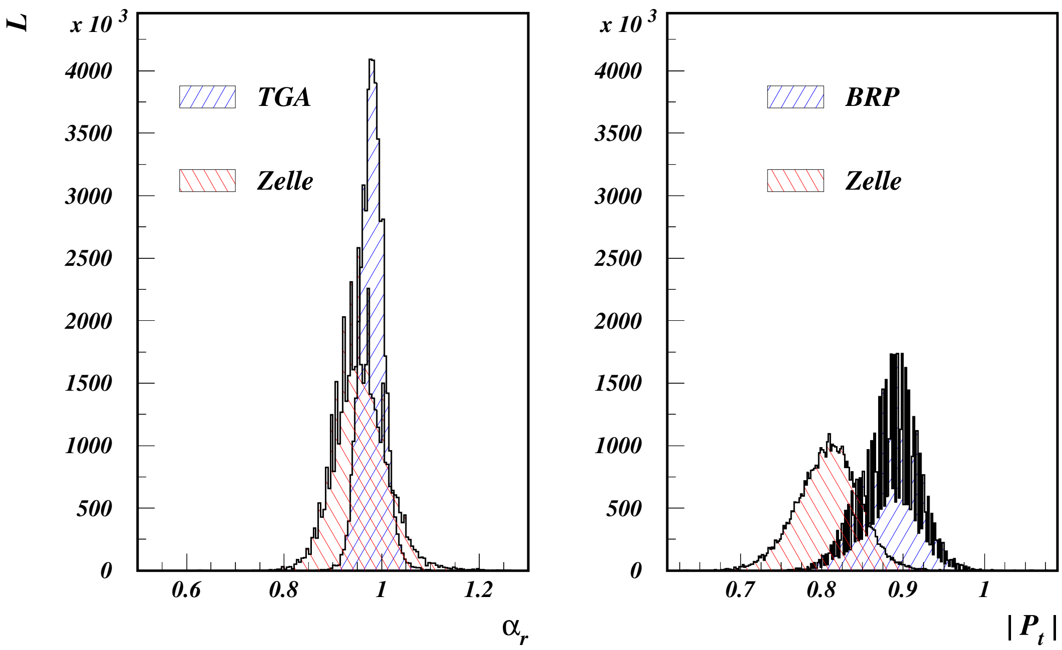


Abbildung 4.3: Gemessener und stichprobenkorrigierter Dissoziationsgrad (links) sowie gemessene und korrigierte spingemittelte Targetpolarisation (rechts) in 1998.

Im Jahr 2000 kam im HERMES-Experiment eine kleinere Targetzelle zum Einsatz als 1998/99. Durch diese veränderte Geometrie, den generell sehr hohen Dissoziationsgrad ($\langle \alpha_\mathrm{r} \rangle = 0{,}991$) und die geringen Schwankungen reduzieren sich die Stichprobenkorrekturen sowohl für die Polarisation als auch für α_r auf ein vernachlässigbares Maß. Die außerordentlich stabilen experimentellen Bedingungen in diesem Zeitraum, die die Fluktuationen der Targetparameter auf ein Minimum einschränkten, erlauben es, die burstweise gemessenen Zahlen durch konstante Mittelwerte für den jeweiligen Spinzustand zu ersetzen ([Len:01]):

$$\begin{aligned} P_\mathrm{t}^+ &= \quad 0{,}851 \pm 0{,}031 \,, \\ P_\mathrm{t}^- &= -0{,}840 \pm 0{,}028 \,. \end{aligned} \tag{4.8}$$

Diese Polarisationswerte enthalten bereits die Korrektur auf molekulare "Verdünnung" (4.2). Die Indices "+" und "-" geben die Projektion des Targetkernspins auf die Strahlachse an. Da in 2000 die Helizität des Positronstrahls mehrfach umgekehrt wurde, geht jeder der beiden Polarisationswerte sowohl in die Daten mit paralleler als auch in die mit antiparalleler Orientierung von Target- und Strahlspin ein.

Wie die Strahlpolarisation müssen auch die Parameter des Targets stets bezüglich ihrer Qualität hinterfragt werden. Dabei werden zunächst das BRP und der TGA auf verlässliche Funktionsweise getestet. Für die eigentlichen Messwerte wird dann

$$\alpha_0 \overset{!}{>} 0\,, \qquad \alpha_{\mathrm{r}}^{\mathrm{TGA}} \overset{!}{>} 0\,, \qquad 0{,}6 \overset{!}{<} P^{\mathrm{BRP}} \overset{!}{<} 1{,}5 \tag{4.9}$$

gefordert ([Lin:01]). Der obere Schnitt von 1,5 für die gemessene Polarisation berücksichtigt, dass statistische Fluktuationen in den Zählraten des BRP vereinzelt zu Polarisationswerten größer als eins führen können. Der untere Schnitt schließt Datenperioden aus, in denen das Targetmagnetfeld nicht stabil auf den Nominalwert gesetzt war.

4.4 Bestimmung der Luminosität

Die bei HERMES gemessenen Ereigniszahlen müssen, wie üblich, auf die Einfallsrate der Strahlteilchen und die Targetflächendichte normiert werden, um die physikalisch relevanten Wirkungsquerschnitte zu erhalten. Das Produkt dieser beiden Normierungsgrößen, die *Luminosität*, ist schon in Abschnitt 3.3.4 eingeführt worden und gibt anschaulich die Zahl möglicher Stöße pro Zeit und Querschnittsfläche an.

Grundsätzlich kann die Luminosität gemäß ihrer Definition (3.7) aus dem gemessenen Strahlstrom und der Targetflächendichte bestimmt werden:

$$\mathcal{L} = \frac{I_{\mathrm{b}}}{e}\,\varrho_{\mathrm{t}}\,. \tag{4.10}$$

Da jedoch ϱ_{t} bei HERMES nur mit unbefriedigender Genauigkeit gemessen werden kann, schlägt man einen anderen Weg ein, nämlich die Nutzung einer Referenzreaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt. Dazu werden mithilfe des in Abschnitt 3.3.4 vorgestellten Luminositätsmonitors koinzidente Elektron-Positron- und Photon-Photon-Paare registriert, die aus der elastischen (BHABHA-)Streuung bzw. der Paarvernichtung der Strahlpositronen mit den Hüllenelektronen der Targetgasatome hervorgehen. Bei Verwendung eines Elektron- statt eines Positronstrahls findet keine Paarvernichtung statt, die Koinzidenzereignisse gehen ausschließlich auf elastische Elektron-Elektron-Streuung (MØLLER-Streuung) zurück. Die Wirkungsquerschnitte $\sigma^{e^+e^-}$ und $\sigma^{e^-e^-}$ dieser Reaktionen können quantenelektrodynamisch prinzipiell mit beliebiger Präzision berechnet werden ([AkBe:57, BjDr:64, Fey:62]), so dass die Luminosität aus der gemessenen Koinzidenzrate $\dot{N}_{\mathrm{coinc}}$ als

$$\mathcal{L} = \frac{A}{Z}\,\frac{\dot{N}_{\mathrm{coinc}}}{\sigma^{e^+e^-(e^-e^-)}} \tag{4.11}$$

bestimmt werden kann. Der zusätzliche Faktor A/Z, das Verhältnis von Massen- zu Ordnungszahl des Targets (für Deuterium also $A/Z = 2/1 = 2$), rechnet die pro Elektron gemessene Rate in eine Luminosität pro Nukleon um.

Die als Referenz benötigten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{e^+e^-}$ und $\sigma^{e^-e^-}$ erhält man durch Integration der entsprechenden differenziellen Wirkungsquerschnitte über die Akzeptanz des Luminositätsmonitors, wobei noch mit der Nachweiseffizienz gewichtet werden muss. Diese Integration kann entweder nummerisch ([Ben:98]) oder mithilfe einer MONTE-CARLO-Simulation durchgeführt werden. Letztere hat den Vorteil einer konsistenteren Beschreibung der experimentellen Gegebenheiten und liefert die Resultate ([Ben:01])

$$\begin{aligned} \sigma^{e^+e^-} &= (2{,}22 \pm 0{,}14)\ \mu\mathrm{b}\ , \\ \sigma^{e^-e^-} &= (3{,}59 \pm 0{,}22)\ \mu\mathrm{b}\ , \end{aligned} \tag{4.12}$$

wobei QED-Strahlungskorrekturen bis zur Ordnung α^3 berücksichtigt wurden. Die bei HERMES typischen Koinzidenzraten um 35 Hz entsprechen somit Luminositäten zwischen etwa 20 und 30 $\mu\mathrm{b}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$. Integriert über den jeweiligen Datennahmezeitraum wurde 1998 eine Luminosität von 12,8 bzw. $12{,}5\ \mathrm{pb}^{-1}$ mit paralleler bzw. antiparalleler Orientierung von Strahl- und Targetspin erzielt. Aus dem Jahr 2000 stehen etwa $81\ \mathrm{pb}^{-1}$ pro Spinzustand für die Analyse zur Verfügung.

Die Genauigkeit der Berechnung der effektiven Wirkungsquerschnitte (4.12) ist durch die zum einen kleine, zum anderen nur unzulänglich bekannte Akzeptanz des Luminositätsmonitors begrenzt ([Els:01]). Der systematische Fehler der Luminositätsmessung von $6{,}3\ \%$ ist durch diese Unsicherheit dominiert. Alle anderen Beiträge, wie z. B. Untergrundprozesse am Restgas im Strahlrohr, Zufallskoinzidenzen oder elektronisches Rauschen, summieren sich nur auf $1{,}6\ \%$ ([Ben:01]). Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Asymmetriemessung ist allerdings eine *absolute* Normierung der Daten auch nicht notwendig. Vielmehr genügt eine *relative* Normierung, die direkt mit den am Luminositätsmonitor aufgenommenen Koinzidenzraten erfolgen kann. Hierzu ist auch die genaue Kenntnis der theoretischen Wirkungsquerschnitte nicht erforderlich. Da auch diesen aufgrund der nummerischen Berechnung der Strahlungskorrekturen ein relativer Fehler von $1{,}1\ \%$ zugewiesen werden muss, verringert sich die systematische Unsicherheit der reinen Ratenmessung weiter auf $1{,}2\ \%$.

Vor der Verwendung der Daten des Luminositätsmonitors in der Analyse wird eine analytische Funktion an die gemessenen Raten angepasst, wie auch schon bei der Strahlpolarisation geschehen (s. Abschnitt 4.2). Hier hat dies zum einen den Zweck, die statistischen Fluktuationen auszugleichen, die sich bei typischerweise 350 Koinzidenzereignissen pro Burst auf mindestens $5\,\%$ belaufen. Ein weiterer, noch wichtigerer Grund für eine solche Glättung ist das Auftreten einer kleinen Targetelektronpolarisation, die z. B. durch Ineffizienzen in den Resonanzfrequenzübergängen der ABS oder durch Spinaustauschstöße der Targetgasatome entstehen kann. Mit dem BRP wird in der Tat eine Elektronpolarisation gemessen, die im Mittel $0{,}005$ bis $0{,}01$ beträgt. Da die Wirkungsquerschnitte für MØLLER- bzw. BHABHA-Streuung und Paarvernichtung spinabhängig sind, äußert sich diese Targetelektronpolarisation in einer an den Spinzustand des Targets gekoppelten kleinen Variation der Koinzidenzrate ([BjDr:64], s. auch [Wei:98]). Dies würde eine zusätzliche Spinabhängigkeit in die Normierung der Daten einführen und somit die eigentliche Asymmetriemessung verfälschen. Die Glättung verringert also nicht nur die rein statistischen, d. h. sich im Mittel weghebenden Schwankungen, sondern beseitigt auch eine die Messung systematisch verändernde Spinasymmetrie in den Raten.

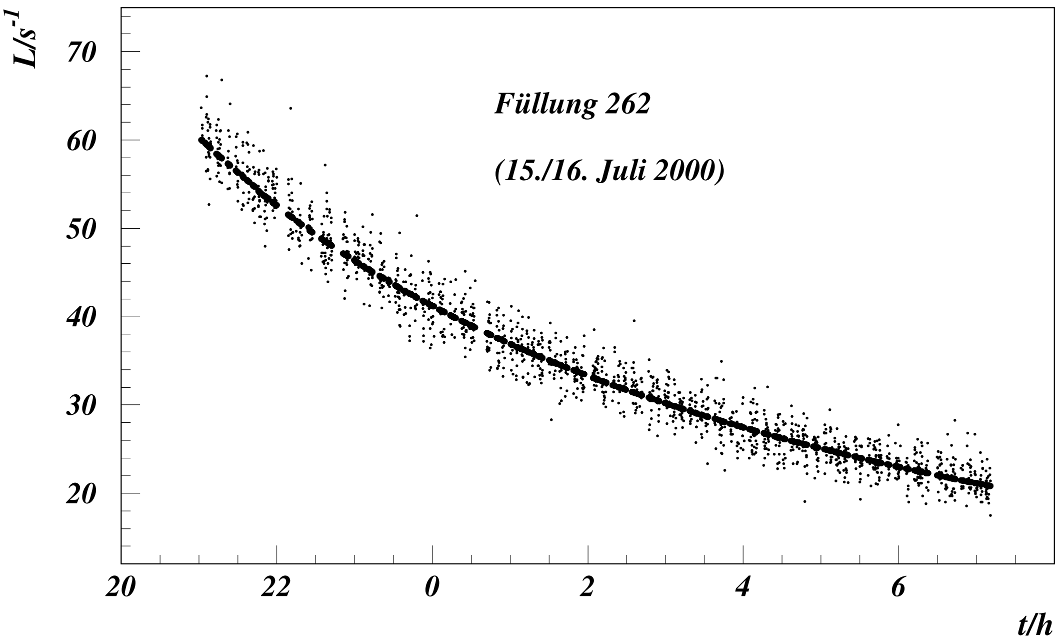


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf der relativen Luminosität für eine Speicherringfüllung. Die durchgezogene Linie stellt eine an die Rohdaten (Punkte) angepasste glatte Funktion dar.

Abbildung 4.4 zeigt die relative Luminosität, also die Koinzidenzrate im Luminositätsmonitor, als Funktion der Zeit für eine HERA-Füllung: Deutlich ist der ungefähr exponentielle Abfall zu sehen, der bei konstanter Targetdichte dem Verlauf des Strahlstroms folgt. Die kleinen zeitlichen Lücken markieren Perioden, in denen die Daten aufgrund der Datenqualitätsforderungen für die Analyse verworfen wurden. Ferner erkennt man die Wirkung der Glättung, die das statistisch verschmierte und durch die BHABHA-Asymmetrie zusätzlich verbreiterte Band auf eine Kurve reduziert.

4.5 Teilchenidentifikation

In tiefinelastischen Streuereignissen bei den bei HERMES zur Verfügung stehenden Energien befinden sich im Endzustand i. Allg. mehr Teilchen als die im Anfangszustand vorhandenen. Die neu produzierten Teilchen sind überwiegend Hadronen (größtenteils geladene Pionen), die durch Fragmentation des getroffenen Quarks entstehen. Darüber hinaus tragen diffraktive Prozesse zum Streuquerschnitt bei, in denen ebenfalls Hadronen erzeugt werden (s. z. B. [HER:99b]). Für eine korrekte Interpretation der Daten ist es essenziell, jeder rekonstruierten Spur die richtige Teilchensorte zuzuordnen, wobei es für diese Arbeit hauptsächlich darauf ankommt, unter den koinzident gemessenen Teilchen eines Ereignisses das tiefinelastisch gestreute Elektron zuverlässig zu identifizieren. Hierfür stehen die in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Detektoren zur Verfügung, nämlich das Kalorimeter, das Prä-Schauer-Hodoskop und der TRD. Die Verwendung der mit diesen Detektoren gewonnenen Daten zur Elektron-Hadron-Separation ist Gegenstand dieses Abschnitts. Nach einem Abriss des Analyseprinzips in Abschnitt 4.5.1 und der Einführung der für die Anwendung nötigen Flussfaktoren in Abschnitt 4.5.2 folgt im abschließenden Abschnitt 4.5.3 eine Abschätzung der Güte des Verfahrens, d. h. der Verluste durch den angelegten Identifikationsschnitt und der Reinheit des erhaltenen Elektronensembles.

4.5.1 Prinzip der Lepton-Hadron-Separation

Ziel eines Verfahrens zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen ist die Extraktion eines möglichst reinen Elektronensembles aus den registrierten Spuren bei maximaler Ausschöpfung der zur Verfügung stehenden Statistik, d. h.

a) möglichst viele der tatsächlich vorhandenen Elektronen sollen auch als solche erkannt und nicht ungerechtfertigt verworfen werden;

b) die Kontamination des resultierenden Elektronensembles durch fälschlicherweise als Elektronen identifizierte Hadronen soll klein sein.

Die erste Forderung soll natürlich die statistische Präzision der Messung maximieren. Die letztere ist besonders wichtig im Bereich kleiner Impulse, wo die Untergrundraten hoch sind – die Zahl der beobachteten Hadronen übersteigt hier die der Elektronen um bis zu zwei Größenordnungen – und gleichzeitig die Teilchen aufgrund ihrer geringen Energie z. T. nur schwache Signale in den Detektoren hinterlassen.

Eine Möglichkeit der Elektronerkennung wäre, die von einem Teilchen in den Identifikationsdetektoren hinterlassenen Signale direkt bestimmten Selektionskriterien zu unterwerfen. So wäre z. B. ein Kalorimetersignal $E_{\rm dep}/p$ in der Nähe von eins, in der Praxis also etwa $E_{\rm dep}/p \in [0{,}8;\, 1{,}2]$, als Hinweis auf ein Elektron zu deuten, während Teilchen mit deutlich kleineren Signalen als Hadronen identifiziert würden. Entsprechende Kriterien bzw. Schnitte lassen sich anhand der schon in Abbildung 3.5 gezeigten Energiespektren auch für das Prä-Schauer-Hodoskop und den TRD ableiten. Eine praktikable und schnelle Teilchenidentifikation ist dann gegeben durch die Forderung, dass die Signale in allen drei Detektoren das jeweilige Kriterium für ein Elektron erfüllen. Dieses Verfahren wird für erste online-Auswertungen benutzt, hat jedoch für endgültige Analysen den Nachteil relativ hoher Verluste im Elektronensemble. So werden z. B. Teilchen, die in zwei Detektoren klare Signale hinterlassen, bei denen es sich also mit hoher Wahrscheinlichkeit um Elektronen handelt, verworfen, wenn sie das Kriterium für den dritten Detektor nicht erfüllen, was, da es sich bei der Energiedeposition im Detektormaterial um einen statistischen Vorgang handelt, jederzeit vorkommen kann. Weiterhin ist es schwierig, die Reinheit des isolierten Ensembles, d. h. die Kontamination durch die Ausläufer der hadronischen Anteile in den Energiespektren – die dann freilich auch sehr gering wäre –, zu quantifizieren.

Eine effizientere und elegantere Methode ist eine Wahrscheinlichkeitsanalyse der Signale, die darauf basiert, dass für eine gegebene Teilchensorte die Detektorantwort bekannt ist. Das Verfahren ist bei [Men:97, Wen:99, Gär:01] erschöpfend behandelt und soll daher hier nur in Grundzügen beschrieben werden.

Ausgangspunkt ist die *bedingte Wahrscheinlichkeit* dafür, dass ein Teilchen vom (bekannten) Typ P eine Detektorantwort R hervorruft:

$$\mathcal{P}\{R|P\} := \mathrm{WSK}\,\{\text{Teilchen } P \text{ bewirkt Antwort } R\}\ . \tag{4.13}$$

Physikalisch ist R typischerweise die Energiedeposition des Teilchens im Detektor, $\mathcal{P}\{R|P\}$ also die spektrale Antwortfunktion des Detektors für die Teilchensorte P. Der genaue Verlauf des Spektrums hängt primär natürlich von der Teilchensorte ab – gerade das ist ja das Ziel –, ferner vom Impuls des Teilchens und von den experimentellen Gegebenheiten wie z. B. der Kalorimeterschwelle. Im Wesentlichen handelt es sich um die voneinander getrennten Einzelbeiträge von Hadronen und Elektronen zu den schon in Abbildung 3.5 gezeigten Signalspektren, die in verschiedenen Impulsbereichen separat bekannt und auf eins normiert sein müssen:

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}R\ \mathcal{P}\{R|P\} = 1\ . \tag{4.14}$$

Zur Bestimmung der Spektralverteilungen gibt es mehrere gangbare Wege:

- Man setzt die Detektoren einem Teststrahl bekannter Energie und Teilchensorte aus und nimmt die Spektren direkt auf. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der hohen Reinheit der so bestimmten Spektren, da die Teilchensorte exakt bekannt ist. Die Spektren sind phänomenologischer Natur, d. h. sie enthalten gleichsam automatisch alle Detektoreigenschaften, deren Beschreibung oder Simulation z. T. schwierig, u. U. auch gar nicht möglich wäre.

  Der Nachteil besteht darin, dass bei über viele Jahre benutzten Detektoren wie den bei HERMES eingesetzten die Teststrahlmessungen in regelmäßigen Abständen wiederholt werden müssten, um beispielsweise durch Strahlungsschäden verursachte Alterungseffekte zu erfassen. Ferner sind solche Tests etwa für alle Kalorimeterblöcke in der Praxis zu aufwändig und geeignete Teststrahlanlagen kaum verfügbar.

- Eine Alternative zur Teststrahlmessung ist die Bestimmung der Spektralfunktion mithilfe einer MONTE-CARLO-Simulation. Diese Methode steht und fällt damit, wie präzise und realitätsnah die Eigenschaften und das Verhalten der Detektoren bekannt sind und beschrieben werden können. Aufgrund der z. T. komplexen Antwortfunktionen wurde daher dieses Verfahren bei HERMES bislang nicht angewandt, ist jedoch prinzipiell möglich ([Wah:01]).

- Eine dritte Möglichkeit eröffnet sich durch die Existenz mehrerer unabhängiger Teilchenidentifikationsdetektoren bei HERMES: Für jeden Detektor kann das Antwortverhalten für ein Teilchenensemble getestet werden, das mittels der Signale der jeweils anderen Detektoren aus den Daten extrahiert wurde. Hierbei müssen die Selektionsschnitte so restriktiv gewählt sein, dass die Kontaminationen der Ensembles durch andere Teilchensorten vernachlässigbar sind. Dieses Verfahren hat den großen Vorteil, ausschließlich auf unter realistischen experimentellen Bedingungen gewonnene Messdaten gestützt zu sein. Weder externe Teststrahlmessungen noch komplizierte Beschreibungen der Detektoren in Simulationen werden benötigt. Vielmehr werden die Spektralfunktionen aus denselben Daten bestimmt, auf denen auch die eigentliche Analyse beruht. Alterungseffekte werden dabei implizit berücksichtigt, ebenso andere Detektoreigenschaften, die sich einer Beschreibung oder Simulation entziehen.

  Bei HERMES wurden die Spektralverteilungen auf diesem Wege in mehreren Impulsintervallen für jede Datennahmeperiode separat bestimmt ([Wen:99, Wen:01]).

Die so gewonnenen bedingten Wahrscheinlichkeitsverteilungen $\mathcal{P}\{R|P\}$ müssen nun für die Analyse der Experimentdaten quasi umgekehrt werden: Gesucht ist für jede rekonstruierte Spur die Wahrscheinlichkeit, dass das durch die Messung gegebene Signal R auf ein Teilchen vom Typ P zurückgeht, also

$$\mathcal{P}\{P|R\} := \mathrm{WSK}\,\{\text{Antwort } R \text{ wurde von Teilchen } P \text{ verursacht}\}\ . \tag{4.15}$$

Diese *Nachweiswahrscheinlichkeit* ist mit der in (4.13) eingeführten bedingten Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}\{R|P\}$ nach dem Theorem von Bayes ([PDG:02]) verknüpft über die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}\{P\}$, dass überhaupt ein Teilchen vom Typ P in den Detektor einfällt, unabhängig vom dadurch ausgelösten Signal R. Diese wird im Folgenden auch kurz *Einfallswahrscheinlichkeit* genannt. Es gilt für jede Teilchensorte P_i

$$\mathcal{P}\{P_i|R\} = \frac{\mathcal{P}\{R|P_i\}\,\mathcal{P}\{P_i\}}{\sum_j \mathcal{P}\{R|P_j\}\,\mathcal{P}\{P_j\}}\ , \tag{4.16}$$

wobei die Normierungssumme ebenfalls über alle Teilchensorten P_j läuft.

Für die vorliegende Analyse ist nur eine Unterscheidung zwischen zwei Teilchentypen, nämlich Elektronen (e) und Hadronen (h) nötig. Setzt man in (4.16) einmal $P_i = e$, einmal $P_i = h$, so erhält man zwei unabhängige Gleichungen, deren Division

$$\frac{\mathcal{P}\{e|R\}}{\mathcal{P}\{h|R\}} = \frac{\mathcal{P}\{R|e\}\,\mathcal{P}\{e\}}{\mathcal{P}\{R|h\}\,\mathcal{P}\{h\}} \tag{4.17}$$

das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten, dass ein gegebenes Signal R von einem Elektron oder einem Hadron verursacht wurde, ergibt. Das hier auftretende Verhältnis der Einfallswahrscheinlichkeiten, die nichts anderes sind als die normierten Teilchenflüsse N_i, wird auch als $\mathcal{P}\{e\}/\mathcal{P}\{h\} = N_e/N_h =: 1/\Phi$ geschrieben. Für die Praxis wichtig ist die logarithmierte Form von (4.17):

$$\underbrace{\lg \frac{\mathcal{P}\{e|R\}}{\mathcal{P}\{h|R\}}}_{=:\,\mathrm{PID}} = \underbrace{\lg \frac{\mathcal{P}\{R|e\}}{\mathcal{P}\{R|h\}}}_{=:\,\mathrm{PID}'} - \lg \Phi\ . \tag{4.18}$$

Die so definierte Größe PID (*engl.* "**p**article **id**entification"), der dekadische Logarithmus des Verhältnisses der Wahrscheinlichkeiten, dass ein gemessenes Signal R von einem Elektron oder einem Hadron ausgelöst wurde, dient in der Analyse als Kriterium zur Unterscheidung: Ein positiver Wert von PID deutet auf ein Elektron hin, während PID < 0 als Indiz für ein Hadron zu werten ist. Das entsprechende Verhältnis der Signalspektren $\mathcal{P}\{R|P\}$ für Elektronen und Hadronen, PID′, setzt sich zusammen aus den Antworten aller zur Teilchenidentifikation benutzten Detektoren, also des Kalorimeters, des Prä-Schauer-Hodoskops und der sechs TRD-Module, die hier wie einzelne Detektoren behandelt werden:

$$\mathrm{PID}' = \mathrm{PID}'_{\mathrm{Kal}} + \mathrm{PID}'_{\mathrm{Prä}} + \sum_{i=1}^{6} \mathrm{PID}'_{\mathrm{TRD}_i}\ , \tag{4.19}$$

wobei vorausgesetzt werden muss, dass die Detektoren vollkommen unkorreliert sind.

In der Datenanalyse wird nun für jede rekonstruierte Teilchenspur aus dem Impuls und der Energiedeposition in den Teilchenidentifikationsdetektoren durch Vergleich mit den extern bestimmten Spektralverteilungen das logarithmierte Verhältnis der bedingten Antwortwahrscheinlichkeiten, PID′, berechnet. Dieses ist dann nach dem BAYESschen Theorem in der Form (4.18) um das logarithmierte Flussverhältnis $\lg \Phi$ zu korrigieren, um das Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten bzw. PID zu erhalten. Anhand dieser Größe wird dann entschieden, ob das Teilchen mit hinreichender Sicherheit als Elektron identifizierbar ist oder verworfen werden sollte. Der Schnitt für diese Entscheidung wird jedoch nicht bei PID $= 0$ angesetzt, sondern bei einem höheren Wert, dessen Festlegung im übernächsten Abschnitt (4.5.3) ausführlich erörtert wird. Doch zuvor soll, im hier folgenden Abschnitt, von der Bestimmung des Flussfaktors Φ die Rede sein.

4.5.2 Flussfaktoren

Zur Bestimmung des PID-Parameters aus den Detektorsignalen einer rekonstruierten Spur nach (4.18) ist die Kenntnis des Flussfaktors Φ notwendig, also des Verhältnisses der Einfallswahrscheinlichkeiten bzw. Teilchenflüsse für Hadronen und Elektronen

$$\Phi^{\pm} = \frac{\mathcal{P}\{h^{\pm}\}}{\mathcal{P}\{e^{\pm}\}} = \frac{N_{h^{\pm}}}{N_{e^{\pm}}} \; . \tag{4.20}$$

Durch die Vorzeichen "±" wird bereits angedeutet, dass der Flussfaktor ladungsabhängig ist: Die Teilchenflüsse reflektieren, neben Detektoreigenschaften, die Wirkungsquerschnitte der Elektron-Nukleon-Wechselwirkung, also neben der tiefinelastischen Streuung und der damit verbundenen Fragmentation z. B. auch diffraktive und radiative Prozesse. Die Zahl der beobachteten Elektronen N_{e^-}, d. h. der gestreuten Strahlteilchen, ist trivialerweise viel größer als die Zahl nachgewiesener Positronen N_{e^+}, die nur aus Untergrundprozessen stammen können.[2] Weiterhin werden, aufgrund der u-Quark-Dominanz in der tiefinelastischen Streuung und der favorisierten Fragmentation von u-Quarks in positiv geladene Hadronen (s. z. B. [DiN:98]), mehr positiv als negativ geladene Hadronen erwartet: $N_{h^+} > N_{h^-}$. Das für die Teilchenidentifikation entscheidende Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten bzw. dessen Logarithmus PID ist damit von der Teilchenladung abhängig, auch wenn, wie bei HERMES der Fall, die reinen Detektorantworten für positiv und negativ geladene Teilchen absolut gleich sind.

Es ist zu erwarten, dass der Flussfaktor, wie i. Allg. auch die beteiligten Wirkungsquerschnitte, von zwei unabhängigen kinematischen Parametern abhängt. Die Bestimmung von Φ erfolgt deswegen auf einem zweidimensionalen Gitter von $27 \cdot 6$ Zellen, die bezüglich des Impulses P und des Polarwinkels Θ wie folgt abgegrenzt sind ([Gär:01]):

$$p/\mathrm{GeV} \in \{\, 0{,}0;\; 1{,}4;\; 2{,}4;\; 3{,}0;\; 4{,}0;\; 5{,}0;\; \ldots\; 25{,}0;\; 26{,}0;\; 100{,}0 \,\}\,, \tag{4.21}$$

$$\Theta \in \{\, 0{,}040;\; 0{,}075;\; 0{,}100;\; 0{,}125;\; 0{,}150;\; 0{,}175;\; 0{,}300 \,\}\,. \tag{4.22}$$

Die Impulsintervalle sind in 1-GeV-Schritten angeordnet, nur die ersten beiden wurden abweichend durch die Kalorimeterschwelle $1{,}4\ \mathrm{GeV}$ und den kleinsten in der Analyse noch berücksichtigten Impuls $2{,}4\ \mathrm{GeV}$ begrenzt. Das oberste Intervall schließlich vereint alle Teilchen mit Impulsen oberhalb $26\ \mathrm{GeV}$. Die sechs Intervalle bezüglich Θ sind je $25\ \mathrm{mrad}$ breit, wiederum mit Ausnahme des ersten und des letzten, die größer gewählt wurden.

Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung von PID′, also der durch Vergleich der gemessenen Signale mit den Antwortspektren gewonnenen bedingten Wahrscheinlichkeitsverhältnisse, in zwei verschiedenen (p,Θ)-Zellen. Die Verteilungen wurden aus den 2000er-Daten gebildet, gezeigt sind jeweils nur positiv geladene Teilchen. Das linke Bild zeigt ein Ensemble von Teilchen relativ hoher Impulse, das durch die gestreuten Strahlteilchen dominiert ist, während nur wenige Teilchen mit hadronischer Signatur ($\mathrm{PID}' < 0$) beobachtet

[2] Bei Verwendung eines Positronstrahls gilt diese Aussage natürlich umgekehrt.

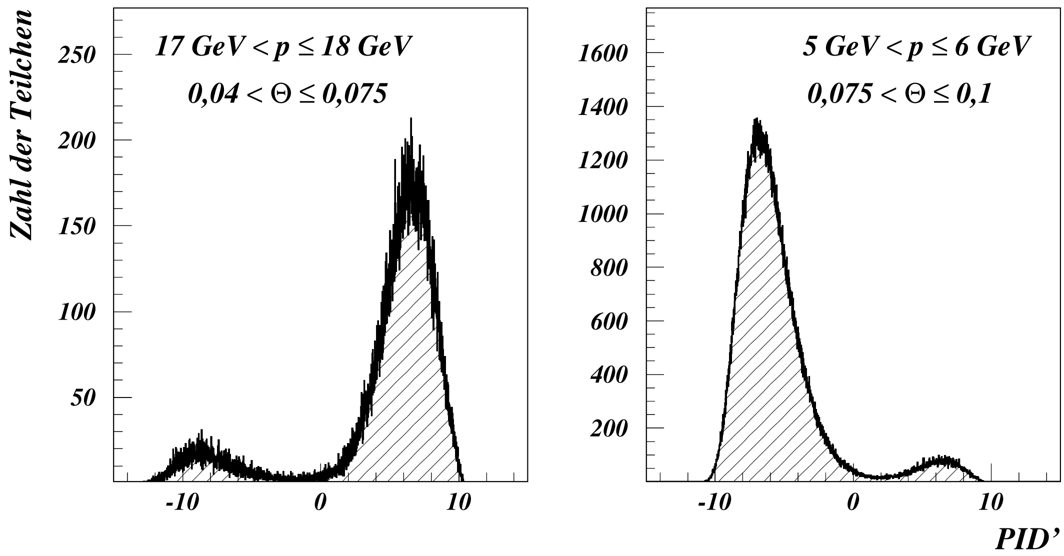


Abbildung 4.5: PID′-Verteilungen positiv geladener Teilchen für zwei (p, Θ)-Intervalle aus einem Teil der 2000er-Daten.

werden. Eine solche Verteilung entspricht einem negativen logarithmischen Flussverhältnis: $\lg \Phi^+ = \lg(N_{h^+}/N_{e^+}) < 0$. Die rechte Verteilung dagegen ist ein Beispiel aus dem Bereich kleinerer Impulse, wo Hadronen in großer Zahl auftreten. Für eine Verteilung dieser Art wird ein positiver Wert für $\lg \Phi^+$ erwartet.

Eine Bestimmung der Flussfaktoren direkt aus den Daten ist zunächst nicht möglich, da ihre Kenntnis bereits eine eindeutige Information über die Teilchensorte voraussetzt. Der Einsatz von MONTE-CARLO-Methoden ist grundsätzlich denkbar, kann aber wegen der bereits im vorigen Abschnitt angesprochenen Schwierigkeit der korrekten Beschreibung der Detektorantworten kaum realisiert werden. Stattdessen kann Φ aus den Daten mittels nummerischer Verfahren ermittelt werden, die, da letztlich nur das *logarithmierte* Flussverhältnis $\lg \Phi$ gebraucht wird, mit vertretbarem Aufwand hinreichend präzise Ergebnisse liefern. Neben einer häufig angewandten iterativen Methode ([Men:97, Wen:99]) wird in [Gär:01] ein weiteres Verfahren vorgestellt, das die zeitraubende Rekursion umgeht und auch hier Verwendung finden soll.

Ausgangspunkt ist die Tatsache, dass nach (4.18) alle Teilchen, für die das – zunächst unbekannte – Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten als Elektron oder Hadron kleiner eins ist, für die also $\mathrm{PID} < 0$ gilt, grundsätzlich als Hadronen angesehen werden können, während Elektronen durch $\mathrm{PID} > 0$ charakterisiert sind. Fehlidentifizierte Teilchen, also Elektronen mit negativer PID und umgekehrt, sind hierbei vernachlässigbar. Teilchen mit $\mathrm{PID} = 0$ liefern keinerlei Information über ihre Art:

$$\mathcal{P}\{e \mid \mathrm{PID} = \mathrm{PID}' - \lg \Phi = 0\} = \mathcal{P}\{h \mid \mathrm{PID} = \mathrm{PID}' - \lg \Phi = 0\} = 0{,}5\,. \qquad (4.23)$$

Hier wurde, abweichend von (4.18), $\mathcal{P}\{P|\mathrm{PID}\}$ statt $\mathcal{P}\{P|R\}$ geschrieben ($P \in \{e; h\}$), da bei gegebenem Flussverhältnis der PID-Parameter einer Spur durch die Detektorantwort R vollständig bestimmt ist.

Für das Flussverhältnis gilt gemäß der Definition (4.20) (die Teilchenladung wird hier der Übersichtlichkeit halber nicht mitgeschrieben)

$$\Phi = \frac{N_h}{N_e} = \frac{\int_{-\infty}^{0} \mathrm{d\,PID}\; N(\mathrm{PID})}{\int_{0}^{\infty} \mathrm{d\,PID}\; N(\mathrm{PID})} = \frac{\int_{-\infty}^{\lg\Phi} \mathrm{d\,PID}'\; N(\mathrm{PID}')}{\int_{\lg\Phi}^{\infty} \mathrm{d\,PID}'\; N(\mathrm{PID}')} \,. \tag{4.24}$$

Das logarithmische Flussverhältnis $\lg\Phi$ markiert also die Grenze zwischen Hadronen und Elektronen in der PID′-Verteilung $N(\mathrm{PID}')$, ebenso wie in der PID-Verteilung der Punkt $\mathrm{PID} = 0$ die Teilchensorten voneinander trennt.

Um nun Φ so festzulegen, dass (4.24) erfüllt ist, genügt es, wie man durch Logarithmieren sofort sieht, die Nullstelle der Funktion

$$\mathcal{F}(\Phi) = \lg\Phi - \lg \frac{\int_{-\infty}^{\lg\Phi} \mathrm{d\,PID}'\; N(\mathrm{PID}')}{\int_{\lg\Phi}^{\infty} \mathrm{d\,PID}'\; N(\mathrm{PID}')} \tag{4.25}$$

zu finden. In der Praxis wird hierzu die PID′-Achse in feine Intervalle der Breite $\Delta\mathrm{PID}' = 0{,}01$ unterteilt, die Integrale in Summationen über diese Intervalle diskretisiert und dann Φ so bestimmt, dass der Absolutbetrag von (4.25) minimal wird.

Zur Berechnung der Flussfaktoren nach diesem Verfahren werden im Wesentlichen die gleichen Forderungen an die Datenqualität gestellt wie in der eigentlichen Analyse (s. Abschnitt 4.1). Lediglich die mit der Strahl- und Targetpolarisation verbundenen Kriterien können, da die Flussfaktoren spingemittelt bestimmt werden, entfallen. Entscheidend ist, dass keine Selektionskriterien auf Ereignis-Ebene, also geometrische bzw. kinematische Schnitte, angewandt werden, weil andernfalls nicht die in (4.20) genannten vollen Teilchenflüsse erhalten werden. Die einzige Beschränkung ist, dass die in die Flussberechnung eingehenden Ereignisse den Trigger für tiefinelastische Ereignisse (s. Abschnitt 3.3.3) ausgelöst haben müssen. An dieser Stelle, d. h. gleich nach der Triggerabfrage, findet auch in der Datenanalyse die Teilchenidentifikation statt.

Die nach diesem Verfahren aus den 1998er-Daten berechneten Flussfaktoren sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die durch geringe Statistik verursachten starken Fluktuationen bei großen Θ wurden hierbei nachträglich geglättet. Während $\lg\Phi$ nur in geringem Maße vom Winkel Θ abhängt, ist eine starke Variation mit dem Impuls p zu sehen. Bei kleinen Impulsen steigt das Flussverhältnis mit dem Impuls zunächst an, was v. a. auf diffraktiv erzeugte Hadronen zurückzuführen ist. Solche Hadronen treten ladungssymmetrisch auf, und auch die Fragmentation in der tiefinelastischen Streuung ist bei kleinen Impulsen noch weitgehend ladungsunabhängig. Dass dieser Anstieg von $\lg\Phi$ bei positiv geladenen Teilchen deutlich stärker ausfällt als bei negativ geladenen, zeigt daher, dass die aus Untergrundprozessen stammenden Positronen nur bei kleinsten Impulsen in nennenswerter

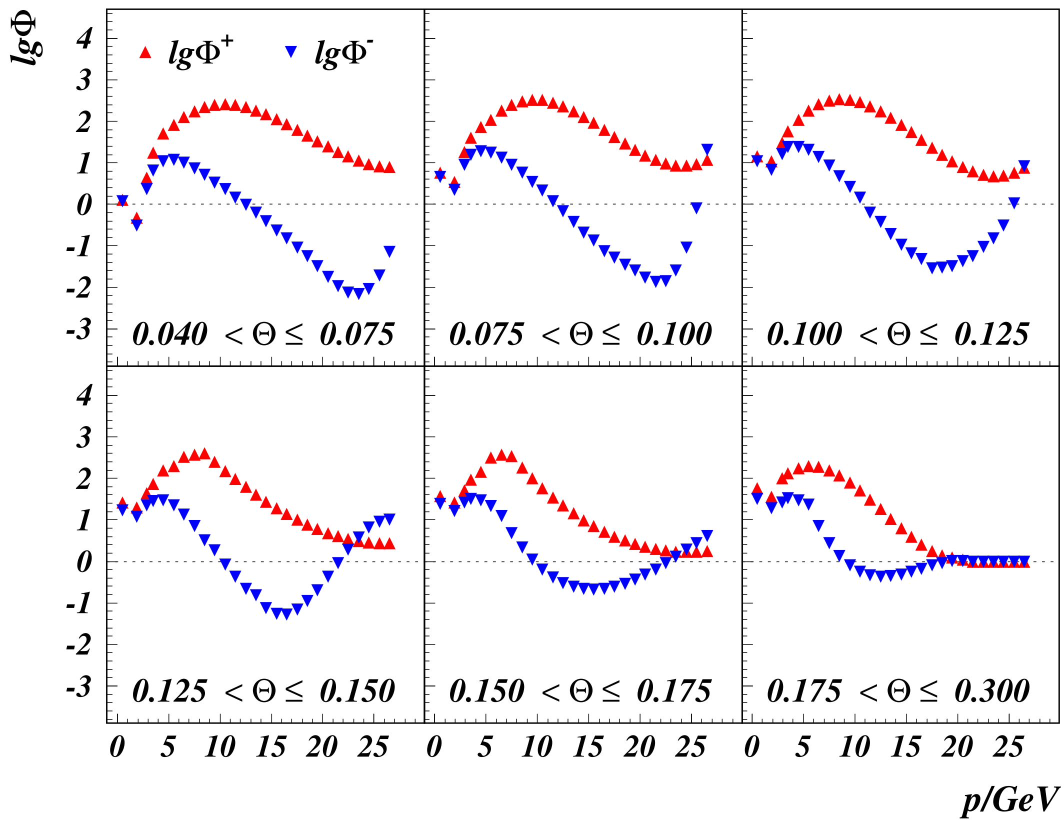


Abbildung 4.6: Logarithmierte Flussverhältnisse für 1998.

Zahl auftreten. Bei Impulsen um 10 GeV übersteigt die Zahl der Elektronen die der negativ geladenen Hadronen, wie schon im linken Teil von Abbildung 4.5 zu sehen war, und $\lg\Phi^-$ wird negativ. Dagegen bleibt auch bei hohen Impulsen stets $\lg\Phi^+ > 0$, da der Satz der positiv geladenen Teilchen hier praktisch nur noch aus – ebenfalls wenigen – Hadronen besteht. Der neuerliche Anstieg von $\lg\Phi$, d. h. die Zunahme an Hadronen bei den größten Impulsen, ist nicht restlos geklärt, da in diesem Bereich nahezu ausschließlich die gestreuten Strahlelektronen erwartet werden. Die plausibelste Erklärung ist die, dass hier hochenergetische Myonen in Erscheinung treten, die aufgrund ihrer geringen Energiedeposition in den bei HERMES eingesetzten Teilchenidentifikationsdetektoren überwiegend hadronische Signaturen hinterlassen.

Für das Jahr 2000 wurden ebenfalls Flussfaktoren nach dem oben beschriebenen Verfahren berechnet, die jedoch mit den bei [Gär:01] aus den 1997er-Daten extrahierten sehr gut übereinstimmen. Letztere sind in Abbildung 4.7 gezeigt. Bei einem Vergleich mit den Werten für 1998 ist zunächst zu beachten, dass 1998 Elektronen, 1997 und 2000 jedoch Positronen als Strahlteilchen vorlagen, obige Diskussion also weitgehend umgekehrt gilt:

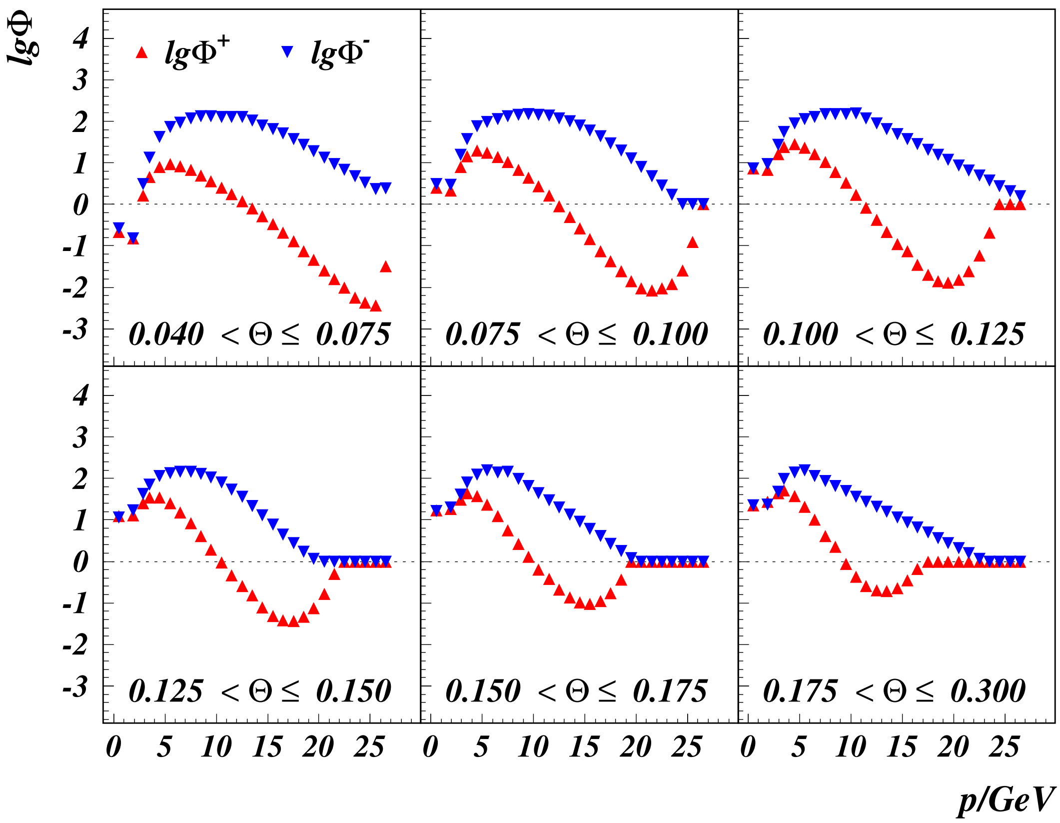


Abbildung 4.7: Logarithmierte Flussverhältnisse für 1997 nach [Gär:01], die in dieser Arbeit auch für die Analyse der 2000er-Daten benutzt werden.

Vertauscht man in einer der Abbildungen 4.6 und 4.7 die Ladungen, so stimmen die Zahlen praktisch überein. Kleinere Abweichungen können z. B. dadurch bedingt sein, dass zwar bei HERMES-Energien die tiefinelastische Streuung selbst von der Ladung des Strahlteilchens nicht abhängt, jedoch die Fragmentation immer bevorzugt in Hadronen mit positiver Ladung erfolgt. Weiterhin gibt es bei der Glättung der Fluktuationen bei hohen Impulsen gewisse Freiheiten. Dagegen zeigt die gute Kongruenz der logarithmischen Flussverhältnisse für Datensätze mit gleicher Strahlsorte, also 1997 und 2000, dass die Verwendung eines Deuterium- statt eines Wasserstofftargets kaum einen Unterschied macht. Sichtbare Abhängigkeiten von der Targetmasse werden erst bei Verwendung schwererer Kerne beobachtet. So sind etwa die Flussfaktoren für die 1999 mit unpolarisiertem Krypton ($A = 84$) genommenen Daten deutlich kleiner als die für Wasserstoff und Deuterium. Hier tritt die Unterdrückung von Hadronen im nuklearen Medium in Erscheinung, die anhand dieser Daten auch studiert wird (s. auch [HER:01a, Muc:02]).

Generell ist bei der Bewertung der Flussfaktoren zu bedenken, dass alle Unsicherheiten, seien sie durch den Targettyp oder die Ladung des Projektilteilchens bedingt, sich schon durch die Division der Hadron- durch die Elektronflüsse teilweise reduzieren und v. a. durch die anschließende Logarithmusbildung noch weiter unterdrückt werden und somit für die Anwendung zur Teilchenidentifikation höchstens eine marginale Rolle spielen. Letztlich handelt es sich um effektive Korrekturgrößen, deren Genauigkeit schon allein durch ihre nummerische Bestimmung limitiert ist.

Die Zahlenwerte der logarithmierten Flussverhältnisse liegen zwischen etwa $-2{,}5$ und $+2{,}5$. Die gemessenen bedingten Wahrscheinlichkeitsverhältnisse können sich also von den gesuchten Verhältnissen der Nachweiswahrscheinlichkeiten um bis zu zwei Größenordnungen unterscheiden. Die Berücksichtigung der Flussfaktoren ist daher für eine sorgfältige Teilchenidentifikation unerlässlich, besonders im Bereich kleiner Impulse, wo die Untergrundraten hoch und die Detektorsignale nicht immer stark ausgeprägt sind. Hier sind Spuren mit Signalen von $|\mathrm{PID}'| < 3$ nicht selten, so dass, je nach Wahl des Identifikationsschnitts, der genaue Wert von $\lg \Phi$ für die Selektionsentscheidung ausschlaggebend sein kann. Darüber hinaus kann die starke Impulsabhängigkeit zu systematischen Verschiebungen in den kinematischen Verteilungen der Daten führen.

Im Bereich hoher Impulse, wo, wie oben schon angedeutet, die Flussfaktoren ohnehin nur schwer fassbar sind, haben sie andrerseits auch kaum noch einen Effekt: Für die meisten Spuren in diesem Bereich ergeben bereits die Detektorsignale selbst logarithmische Verhältnisse von $|\mathrm{PID}'| > 6$, Werte unterhalb von 4 treten kaum auf. Die Signaturen solcher Teilchen sind damit so klar, dass auch die Verschiebung durch den Flussfaktor die Identifikationsentscheidung kaum noch ändern kann.

Da sowohl 1997 als auch 2000 Positronen als Strahlteilchen verwendet wurden und zwischen Wasserstoff und Deuterium als Target kein Unterschied in den Flussverhältnissen beobachtet werden konnte, werden für die Analyse der 2000er-Daten aus Konsistenzgründen die bei [Gär:01] verwendeten Zahlen (s. Abbildung 4.7) benutzt. Für 1998 dagegen erscheint wegen der Verwendung eines Elektronstrahls und wegen der in Abschnitt 4.7.3 noch zu behandelnden komplizierteren Ratenverhältnisse die Verwendung der eigens für diese Daten bestimmten Flussfaktoren angebracht. Eine Auflistung aller verwendeten Flussfaktoren findet sich in den Tabellen A.1–A.4 im Anhang (S. 163 ff.).

4.5.3 Qualität der Teilchenerkennung und Festlegung des Schnitts

Ist für eine Teilchenspur einmal das logarithmische Nachweiswahrscheinlichkeitsverhältnis PID nach (4.18) bestimmt, so kann anhand eines Vergleichswerts $\mathrm{PID}_{\mathrm{cut}}$ entschieden werden, ob das Teilchen mit hinreichender Verlässlichkeit als Elektron angesehen werden kann oder verworfen werden sollte: Für ein Elektron muss die Bedingung

$$\mathrm{PID} \overset{!}{>} \mathrm{PID}_{\mathrm{cut}} \tag{4.26}$$

erfüllt sein.

Eine nahe liegende Wahl des Schnittwerts wäre offensichtlich $\mathrm{PID_{cut}} = 0$, d. h. alle Teilchen, deren Nachweiswahrscheinlichkeit als Elektron größer ist als die als Hadron, würden in die Analyse aufgenommen. Die Gefahr von Fehlidentifikationen ist hier aber groß, so dass das resultierende Elektronensemble in hohem Maße von Hadronen kontaminiert wäre. Dem könnte man nun beliebig weit entgegentreten, indem man den Schnitt sehr hoch ansetzte, etwa $\mathrm{PID_{cut}} = 3$, d. h. ein Wahrscheinlichkeitsverhältnis von mindestens 1000:1 forderte. Dies würde aber nicht nur die (wenigen) fehlidentifizierten Hadronen, sondern in erster Linie auch viele klar identifizierte Elektronen aus dem Ensemble entfernen und damit die Statistik unnötig verringern. Ziel ist es folglich, einen Wert für $\mathrm{PID_{cut}}$ zu finden, der einen akzeptablen Kompromiss zwischen beiden Forderungen darstellt, also hoher Reinheit des in die Analyse eingehenden Elektronensembles auf der einen und möglichst geringe Verluste in der Messstatistik auf der anderen Seite.

Als Kenngrößen hierfür definiert man zum einen die *Hadronkontamination*

$$h := \frac{N_h|_{\mathrm{PID}>\mathrm{PID_{cut}}}}{N_e|_{\mathrm{PID}>\mathrm{PID_{cut}}}} \tag{4.27}$$

als den Anteil der als Elektronen fehlidentifizierten Hadronen am extrahierten Elektronensemble, zum anderen die *Elektronerkennungseffizienz* als die Zahl aller erkannten Elektronen relativ zur Zahl aller vorhandenen Elektronen, letztere also einschließlich derer, die aufgrund des Schnitts verworfen werden:

$$\epsilon := \frac{N_e|_{\mathrm{PID}>\mathrm{PID_{cut}}}}{N_e} = \frac{N_e|_{\mathrm{PID}>\mathrm{PID_{cut}}}}{N_e|_{\mathrm{PID}>\mathrm{PID_{cut}}} + N_e|_{\mathrm{PID}\leq\mathrm{PID_{cut}}}} \,. \tag{4.28}$$

In einem idealen Teilchenidentifikationssystem gäbe es keinen Überlapp zwischen den elektronischen und hadronischen Signalen, so dass bereits mit dem "kanonischen" Schnittwert von $\mathrm{PID_{cut}} = 0$ klarerweise $h = 0$ und $\epsilon = 1$ gelten würde. In einem realen System dagegen bekommen einige Hadronen positive, einige Elektronen negative PID-Werte, und es wird $h > 0$ und $\epsilon < 1$, wobei die genauen Werte bei gegebenem Flussverhältnis Φ (s. o.) nur noch vom Schnittwert $\mathrm{PID_{cut}}$ abhängen, wie man aus den Definitionen (4.27) und (4.28) unmittelbar sieht.

Die genaue Bestimmung der Hadronkontamination und Elektronerkennungseffizienz dient neben der Optimierung des Identifikationsschnitts auch zur Untergrundkorrektur der aus den Daten gewonnenen Ereigniszahlen und Spinasymmetrien, wie in den Abschnitten 4.7.1 und 5.2 noch dargelegt wird. Ihre Kenntnis ist ferner für eine allgemeine Beurteilung der Güte der Analyseergebnisse hilfreich.

Zur Berechnung von h und ϵ ist eine sinnvolle Abschätzung der Zahl der fehlidentifizierten Hadronen $N_h|_{\mathrm{PID}>\mathrm{PID_{cut}}}$ in (4.27) bzw. der verworfenen Elektronen $N_e|_{\mathrm{PID}\leq\mathrm{PID_{cut}}}$ in (4.28) zu finden. Dafür kann an die inneren Flanken der beiden Maxima in den PID-Verteilungen jeweils eine Exponentialfunktion angepasst und diese über den Schnitt hinaus extrapoliert werden. Eine andere, wesentlich stringentere Methode wurde bei

[Gär:01] vorgeschlagen und getestet. Sie liefert realistischere Untergrundabschätzungen und stützt sich ausschließlich auf die Daten selbst, kommt also ohne Extrapolationen oder Simulationen aus. Daher soll ihr in dieser Arbeit der Vorzug gegeben werden.

Ausgangspunkt für dieses Verfahren ist eine konsequente *Wahrscheinlichkeits*interpretation des Erkennungsparameters

$$\mathrm{PID} = \lg \frac{\mathcal{P}\{e|\mathrm{PID}\}}{\mathcal{P}\{h|\mathrm{PID}\}} \; . \tag{4.29}$$

Der entscheidende Punkt ist, dass für eine Spur mit gegebenem PID-Parameter die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}\{P|\mathrm{PID}\}$ dafür, als Teilchen vom Typ P identifiziert zu werden, aufgefasst werden kann als der Anteil der als P nachgewiesenen Teilchen an der Gesamtmenge der Spuren, für die derselbe PID-Parameter ermittelt wurde:

$$\mathcal{P}\{P|\mathrm{PID}\} = \frac{N_P(\mathrm{PID})}{N(\mathrm{PID})} \qquad \forall \; \mathrm{PID} \; . \tag{4.30}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten werden also direkt mit den beobachteten Teilchenzahlen verknüpft, was im Limes großer Zahlen immer möglich ist. Die Wahrscheinlichkeitsnormierung $\int \mathrm{d}P \, \mathcal{P}\{P|\mathrm{PID}\} = \mathcal{P}\{e|\mathrm{PID}\} + \mathcal{P}\{h|\mathrm{PID}\} = 1$ schreibt sich damit

$$N_e(\mathrm{PID}) + N_h(\mathrm{PID}) = N(\mathrm{PID}) \; . \tag{4.31}$$

In der Interpretation (4.30) lässt sich natürlich auch der PID-Parameter (4.29) selbst durch die Teilchenzahlen ausdrücken:

$$\mathrm{PID} = \lg \frac{N_e(\mathrm{PID})}{N_h(\mathrm{PID})} \; . \tag{4.32}$$

Durch Umkehrung von (4.31) und (4.32) erhält man trivial

$$\begin{aligned} N_e(\mathrm{PID}) &= \frac{10^{\mathrm{PID}}}{1 + 10^{\mathrm{PID}}} \, N(\mathrm{PID}) \; , \\ N_h(\mathrm{PID}) &= \frac{1}{1 + 10^{\mathrm{PID}}} \, N(\mathrm{PID}) \; . \end{aligned} \tag{4.33}$$

Damit können aus der gemessenen Gesamtteilchenzahl zu einem bestimmten PID-Wert die Anzahl an Elektronen und Hadronen auf einfache Weise anhand des PID-Werts selbst separat berechnet werden. Die Zerlegung (4.33) gilt für *jeden* Wert von PID, so dass eine gemessene Verteilung $N(\mathrm{PID})$ vollständig in die Anteile der Elektronen und Hadronen aufgespaltet werden kann.

Abbildung 4.8 mag zur Veranschaulichung der Methode dienen: Gezeigt ist eine PID-Verteilung positiv geladener Teilchen in einer (p, Θ)-Zelle, die aus den PID′-Werten durch Verschiebung um $\lg \Phi$ aus den 2000er-Daten gewonnen wurde. Außerdem sind die nach

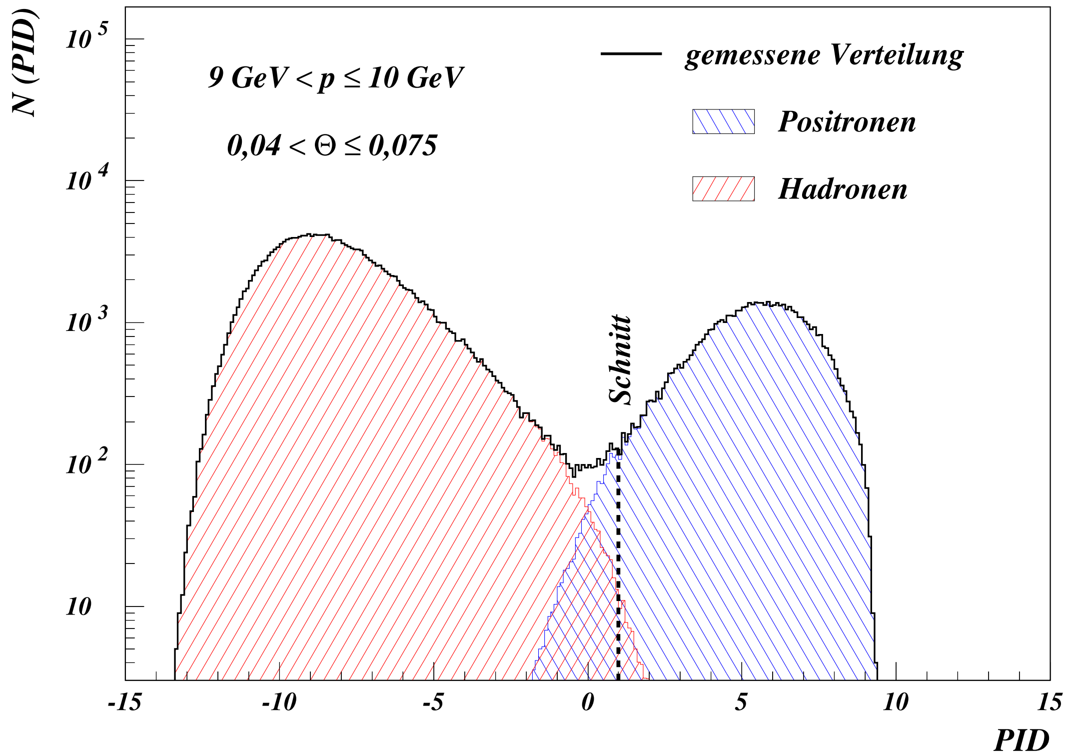


Abbildung 4.8: PID-Verteilung positiv geladener Teilchen (2000er-Daten) für ein (p, Θ)-Intervall. Die einhüllende Kurve ist die aus den Daten gewonnene Verteilung $N(\mathrm{PID})$, die schraffierten Flächen die nach (4.33) berechnete Elektron- bzw. Hadronverteilung. Die senkrechte gestrichelte Linie markiert den Separationsschnitt.

(4.33) separierten Verteilungen der Positronen und Hadronen zu sehen. Die Kurven schneiden sich im Punkt PID $= 0$: Gemäß der Definition des PID-Parameters und seiner Interpretation als Teilchenzahlverhältnis (4.32) müssen hier die Nachweiswahrscheinlichkeiten $\mathcal{P}\{P|\mathrm{PID} = 0\}$ und folglich auch die Teilchenzahlen $N_P(\mathrm{PID} = 0)$ für beide Teilchensorten gleich groß sein (vgl. (4.23)). An diesem Punkt liegt auch das Minimum der gemessenen Verteilung: Nur für den kleinsten Teil der rekonstruierten Spuren ist also eine Teilchenidentifikation per definitionem unmöglich. Die senkrechte gestrichelte Linie markiert einen möglichen Separationsschnitt, unterhalb dessen alle Teilchen als nicht hinreichend deutlich identifizierbar verworfen werden. Man erkennt, dass, wie oben schon erwähnt, durch den Schnitt auch Elektronen dem Ensemble verloren gehen. Soll dies auf ein akzeptables Ausmaß eingeschränkt werden, muss andrerseits eine kleine Beimischung von Hadronen in Kauf genommen werden.

Die Berechnung der Hadronkontamination h und der Elektronerkennungseffizienz ϵ, die diese gegenläufigen Effekte für die endgültige Festlegung von $\mathrm{PID}_{\mathrm{cut}}$ fassbar machen,

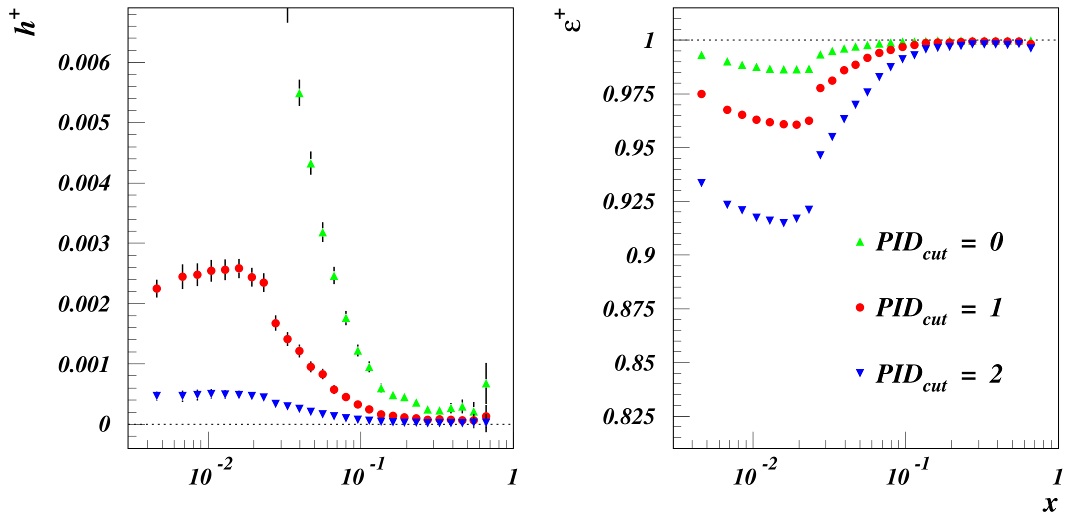


Abbildung 4.9: Hadronkontamination und Positronerkennungseffizienz für drei verschiedene Wahlen von $\mathrm{PID_{cut}}$, jeweils als Funktion von Bjorken-x, bestimmt aus den 2000er-Daten.

kann nun mit (4.33) direkt nach den Definitionen (4.27) bzw. (4.28) erfolgen:

$$h = \frac{\int_{\mathrm{PID_{cut}}}^{\infty} \mathrm{d\,PID}\ \frac{1}{1+10^{\mathrm{PID}}}\ N(\mathrm{PID})}{\int_{\mathrm{PID_{cut}}}^{\infty} \mathrm{d\,PID}\ \frac{10^{\mathrm{PID}}}{1+10^{\mathrm{PID}}}\ N(\mathrm{PID})}\,, \tag{4.34}$$

$$\epsilon = \frac{\int_{\mathrm{PID_{cut}}}^{\infty} \mathrm{d\,PID}\ \frac{10^{\mathrm{PID}}}{1+10^{\mathrm{PID}}}\ N(\mathrm{PID})}{\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d\,PID}\ \frac{10^{\mathrm{PID}}}{1+10^{\mathrm{PID}}}\ N(\mathrm{PID})}\,. \tag{4.35}$$

Für die Praxis sind wieder, ähnlich wie bei der im vorigen Abschnitt erläuterten Berechnung der Flussfaktoren, die Integrale als Summationen über fein unterteilte Intervalle zu lesen.

Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Methode ist, dass sowohl die Spektralverteilungen der Detektoren als auch die Flussfaktoren korrekt bestimmt und auf die Daten angewandt werden, da nur dann die Wahrscheinlichkeitsinterpretation (4.30) streng gültig ist. Treten hier Fehler auf, kann u. U. das Minimum der PID-Verteilung signifikant vom Punkt $\mathrm{PID} = 0$ abweichen, und es käme zu unphysikalischen Verzerrungen der Elektron- und der Hadronverteilung, da der Formalismus (4.33) erzwingt, dass sich die Kurven in diesem Punkt schneiden. Die aus solchen Verteilungen berechneten Kontaminationen und Effizienzen wären dann nicht mehr wohldefiniert im Sinne von (4.27) bzw. (4.28).

In Abbildung 4.9 sind die so berechneten Kontaminationen und Effizienzen für $\mathrm{PID_{cut}} \in \{0; 1; 2\}$ als Funktion der BJORKEN-Variable x dargestellt (zur Aufteilung der

x-Achse s. folgender Abschnitt). Die starke Variation mit x – über die ebenfalls starke y-Abhängigkeit wurde hier gemittelt – macht bereits deutlich, dass die später extrahierten kinematischen Verteilungen unbedingt mit der Kontamination und Effizienz korrigiert werden müssen (s. Abschnitt 4.7.1). Dagegen hängt die Qualität der Teilchenidentifikation natürlich nicht vom relativen Spinzustand von Strahl und Target ab, so dass für die zu messenden Spinasymmetrien nur Effekte höherer Ordnung erwartet werden. Diese Korrekturen werden in Abschnitt 5.2 erörtert.

Setzt man den Identifikationsschnitt bei einem "sicheren" Wert von $\mathrm{PID}_{\mathrm{cut}} = 2$, so wird die Kontamination, wie erwartet, im gesamten kinematischen Bereich vernachlässigbar klein. Andrerseits sinkt dann die Elektronerkennungseffizienz stellenweise auf Werte bis zu $0{,}9$ ab, was einen für die Messung nicht hinnehmbaren Statistikverlust bedeutet. Vergleicht man dies mit einer anderen hier gezeigten Wahl, $\mathrm{PID}_{\mathrm{cut}} = 0$, so findet man eine Effizienz von stets über $0{,}98$. Im Gegenzug steigt freilich die Hadronkontamination unverhältnismäßig an und erreicht (in der Abbildung nicht mehr gezeigte) Werte von bis zu $0{,}02$, was die Asymmetriemessung in nicht mehr kontrollierbarer Weise beeinflussen würde. Ein Schnitt bei

$$\mathrm{PID}_{\mathrm{cut}} = 1 \tag{4.36}$$

erwies sich daher als guter Mittelweg: Er vereint eine Elektronerkennungseffizienz von über $0{,}95$ an fast allen Datenpunkten mit Hadronkontaminationen von trotzdem nie mehr als $0{,}003$, garantiert also eine hohe Reinheit des Elektronensembles bei bestmöglicher Ausschöpfung der vorhandenen Statistik. Die schlechtesten Werte für h bzw. ϵ werden, wie die Flussverhältnisse schon vermuten ließen, jeweils im Bereich kleiner Impulse erreicht, wobei die schon in Abschnitt 3.3.2 angesprochene geplante Hinzunahme der Daten des RICH-Detektors zur Elektron-Hadron-Trennung die Kontamination bei kleinen Impulsen weiter verringern wird.

Es sei noch bemerkt, dass die Kontaminationen und Nachweiseffizienzen für Teilchen mit zum Strahl entgegengesetzter Ladung sich von denen des Ensembles tiefinelastisch gestreuter Teilchen i. Allg. unterscheiden. Zwar sind die Detektorantworten und damit der für eine einzelne Spur berechnete PID'-Parameter ladungsunabhängig. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten bzw. ihr logarithmiertes Verhältnis PID hängen aber, ebenso wie dann auch h und ϵ, stark vom Flussverhältnis Φ ab, welches sich für beide Ladungen beträchtlich unterscheidet (s. Abbildungen 4.6 bzw. 4.7). Es handelt sich bei h und ϵ nicht um bloße *Detektor*(in-)effizienzen – als solche wären sie tatsächlich von der Ladung unabhängig –, sondern um ein Maß für die Leistungsfähigkeit des *gesamten* Teilchenidentifikationssystems, das neben den Detektoren auch die hier beschriebene Auswertung ihrer Signale umfasst.

Abbildung 4.10 illustriert die Ladungsabhängigkeit der Teilchenidentifikation für das Datennahmejahr 2000. Das Bild gleicht weitgehend dem für 1998, wenn man wiederum Elektronen und Positronen vertauscht. Bei kleinen Impulsen besteht die Menge der zum

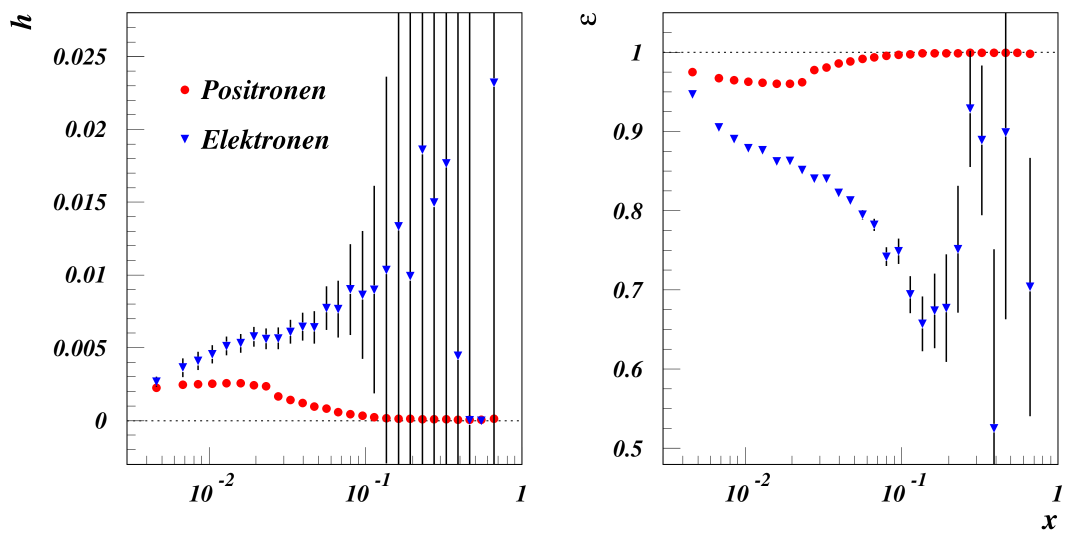


Abbildung 4.10: Hadronkontamination und Positronerkennungseffizienz für positiv und negativ geladene Teilchen, jeweils als Funktion von Bjorken-x, bestimmt aus den 2000er-Daten für $\mathrm{PID}_{\mathrm{cut}} = 1$.

Strahl ladungskonjugierten Teilchen nahezu ausschließlich aus Hadronen, während die Teilchen mit der "richtigen" Strahlladung zunehmend von den Strahlteilchen selbst dominiert werden und Hadronen keine Rolle mehr spielen. Die Folge ist, dass die Hadronkontamination der ladungskonjugierten Teilchen bei hohen Impulsen, anders als im tiefinelastischen Ensemble, nicht gegen null geht, sondern erheblich ansteigt. Umgekehrt wird die Erkennungseffizienz nicht eins, sondern fällt rapide ab. Für die Analyse ist dies jedoch bedeutungslos, gerade weil in diesem Bereich kaum ladungskonjugierte Leptonen auftreten, wie auch die großen statistischen Fluktuationen erkennen lassen. Eine exakte Identifikation dieser Teilchen ist nur zur Untergrundsubtraktion bei kleinen Impulsen nötig (s. Abschnitt 4.7.1) und anhand der in diesem Bereich zuverlässig berechenbaren Kontaminationen und Effizienzen auch ohne weiteres möglich.

4.6 Aufteilung des kinematischen Bereichs und Datenselektion

Die Wirkungsquerschnitte in tiefinelastischer Streuung sind i. Allg. Funktionen von zwei unabhängigen Variablen. Die dominierende funktionale Abhängigkeit ist dabei die von der BJORKENschen Skalenvariable x: Zu festem x wird für die in (2.29) definierte Asymmetrie A_1 höchstens eine sehr schwache Variation mit Q^2 oder y erwartet. Allerdings hängt die direkt aus den Daten extrahierte Streuquerschnittsasymmetrie $A_{||}$ (2.27, 2.32) noch multiplikativ vom Depolarisationsfaktor D (2.31) ab und skaliert dadurch näherungsweise linear mit y. Um dem Rechnung zu tragen, wird der kinematische Bereich hinsichtlich nicht nur *einer* Variable, nämlich x, betrachtet, sondern die Analyse vielmehr auf einem von den unabhängigen Größen x und y aufgespannten zweidimensionalen Gitter durchgeführt. Dies ermöglicht auch eine konsistente Anwendung der Strahlungskorrekturen (s. Abschnitt 5.3), die ebenfalls stark mit der Energie des virtuellen Photons $\nu = yE$ variieren. Um eine Kombination der hier behandelten Deuteriumdaten mit den Wasserstoffdaten von 1997 zu ermöglichen, wird die Eingrenzung und Aufteilung des kinematischen Bereichs von [Gär:01] übernommen, die in Abbildung 4.11 dargestellt ist.

Die erste Einschränkung des Phasenraums ist durch die bereits in Abschnitt 3.3 dargelegte Geometrie des Detektors vorgegeben. Die äußeren Akzeptanzgrenzen von 140

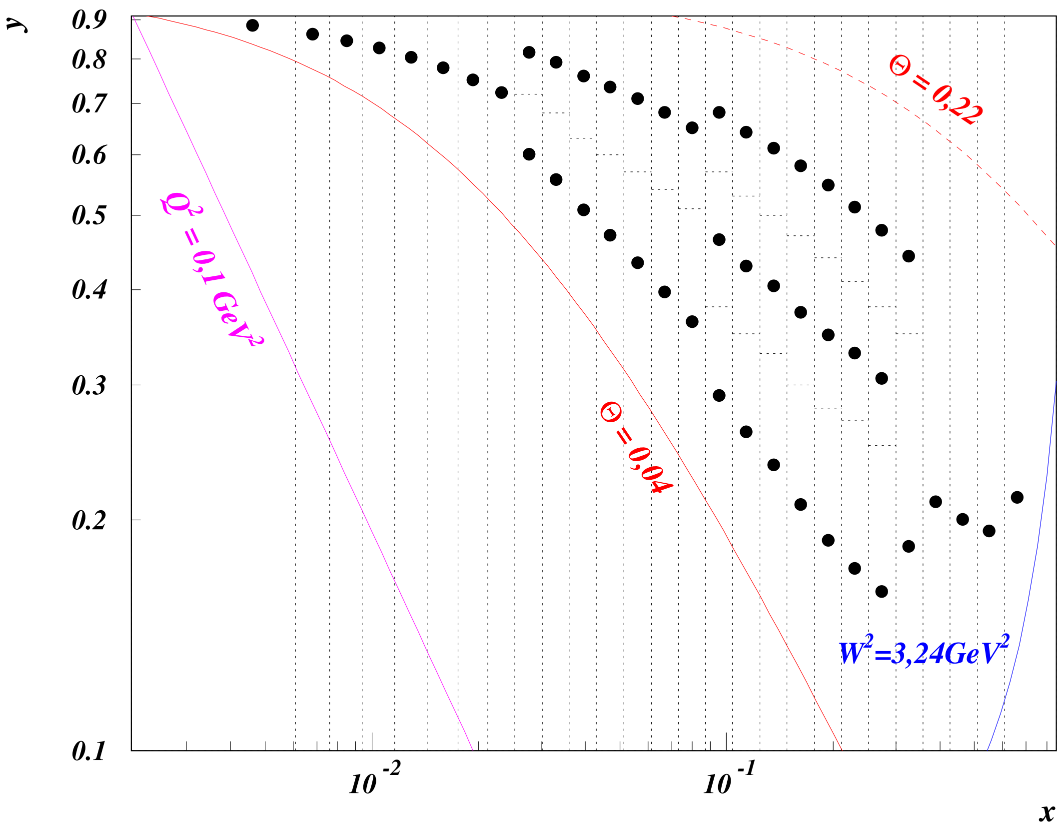


Abbildung 4.11: Von x und y aufgespannte kinematische Ebene: Die durchgezogenen Kurven markieren die geometrischen Begrenzungen und die kinematischen Schnitte, die gestrichelten Linien die Grenzen der für die Analyse verwendeten Zellen. Die gestrichelte $\Theta = 0{,}22$-Linie bezeichnet die äußere Grenze der Detektorakzeptanz und wird nicht explizit als Datenselektionsschnitt angewandt.

und 170 mrad in vertikaler bzw. horizontaler Richtung erlauben einen maximalen polaren Streuwinkel von 220 mrad, während umgekehrt die Eisenplatte zur Abschirmung der Strahlrohre vor dem Spektrometermagnetfeld Streuwinkel unterhalb von 37 mrad ausblendet. Bei Teilchen, die unter so kleinen Winkeln auslaufen, kann es jedoch zu Sekundärwechselwirkungen mit der Wand der Targetzelle kommen, wenn der Wechselwirkungspunkt im vorderen Bereich der Zelle liegt. Um eine zuverlässige Spurrekonstruktion über die gesamte Länge der Zelle zu garantieren, werden daher Streuwinkel größer als 40 mrad gefordert.

Die Energieskala wird zunächst nach unten begrenzt durch die Forderung nach hoher und konstanter Effizienz des Kalorimeters. Da die E_{dep}/p-Verteilung (s. Abbildung 3.5) eine endliche Breite hat, darf der Schnitt auf die Energie E' des gestreuten Elektrons nicht erst bei der Schwelle von $1{,}4$ GeV angesetzt werden, sondern muss etwas höher platziert werden. Es zeigt sich, dass die Effizienz des Kalorimeters bei Energien oberhalb von $2{,}4$ GeV ein stabiles Plateau bei fast eins bildet, bei kleineren Energien aber rapide abfällt ([Stö:01a, DeN:02]). Dieser Schnittwert ist der oberen Begrenzung der in Abbildung 4.11 gezeigten (x, y)-Ebene von $y < 0{,}91$ äquivalent. Die die innere Akzeptanzgrenze markierende Kurve $y(x)|_{\Theta=0{,}04}$ bildet eine effektive untere Schranke für y. Der Schnittpunkt dieser Kurve mit der Geraden $y = 0{,}91$ schließt den zugänglichen kinematischen Bereich bei einem minimalen x von $0{,}0021$ ab. Dem entspricht wiederum ein kleinster erreichbarer Wert der Photon-Virtualität von $Q^2_{\mathrm{min}} = 0{,}1\ \mathrm{GeV}^2$.

Hin zu großem x wird ein immer breiterer Bereich in y zugänglich, der schließlich durch die bereits genannte äußere Grenze $\Theta < 0{,}22$ wieder leicht eingeschränkt wird. Zusätzlich werden alle Ereignisse mit $y < 0{,}1$, d. h. $E' > 24{,}8$ GeV, herausgeschnitten, weil in diesem Bereich die Spektrometerauflösung nicht mehr befriedigend ist.

Hadronische Endzustände mit invarianten Massen von $W < 2\,\mathrm{GeV}$ treten primär nicht in tiefinelastischer, sondern in inelastischer Streuung, d. h. der Anregung von Nukleonresonanzen, auf. Diese Prozesse sind, sieht man von Ansätzen im Rahmen der so genannten Quark-Hadron-Dualität (s. z. B. [ClIs:01, IJMV:01, JeVO:02, HER:02b]) einmal ab, auf die *Parton*struktur des Nukleons nicht sensitiv. Daher wird auch dieser Bereich aus der Messung tiefinelastischer Strukturfunktionen herausgenommen. Das angewandte Kriterium von $W^2 > 3{,}24\ \mathrm{GeV}^2$ schneidet die Akzeptanzgrenze von $\Theta = 0{,}22$ bei $x = 0{,}9$. Für die Analyse werden allerdings nur Ereignisse mit Inelastizitäten von $x < 0{,}85$ verwendet.

Die x-Achse wird in logarithmisch äquidistante Intervalle aufgeteilt, deren Breite sich nach der Spektrometerauflösung und der verfügbaren Statistik richten muss. Die Intervalle sollten andrerseits so schmal sein, dass innerhalb eines Intervalls die zu messenden Größen als näherungsweise konstant angenommen werden können (s. hierzu auch [LaWy:95]). Die logarithmische Anordnung ist durch den Verlauf der tiefinelastischen Wirkungsquerschnitte inspiriert und sorgt für eine etwa gleiche Bevölkerung der Intervalle. Es ergeben sich 27 solcher Intervalle, wobei das erste und das letzte wegen der starken Einengung durch die Akzeptanz bzw. den W^2-Schnitt etwas breiter als die anderen gewählt sind. Diese Intervalle werden dann, nach Maßgabe der jeweiligen Breite bezüglich y, der vorhandenen Statistik und wiederum der Auflösung, noch in bis zu drei y-Intervalle unterteilt.

Obwohl, wie in Abschnitt 3.3.1 angesprochen, die Impulsauflösung des Spektrometers in 2000 etwas schlechter war als 1997, ist die Breite der so konstruierten Intervalle noch ausreichend für die 2000er-Daten. Die Statistik dieses Datensatzes ist rund viermal höher als die in 1997, so dass von dieser Seite ohnehin keine Probleme auftreten. Die Analyse der Deuterondaten kann daher in denselben 49 (x, y)-Zellen durchgeführt werden wie die der Protondaten von 1997, was dann eine direkte Kombination der Resultate zur Berechnung der Neutronstrukturfunktion g_1^{n} erlauben wird. Die Begrenzungen der Intervalle, die den gepunkteten Linien in Abbildung 4.11 entsprechen, sind im Anhang in Tabelle A.5 (S. 167) aufgelistet.

Die Selektion für die Analyse verwertbarer Ereignisse verläuft wie folgt: Zuerst wird für jede rekonstruierte Spur eines Ereignisses anhand der im vorigen Abschnitt entwickelten Kriterien der Teilchentyp festgelegt. Alle Teilchen, die das Elektronerkennungskriterium (4.26, 4.36) nicht erfüllen, werden im Weiteren ignoriert. Enthält das Ereignis mehrere Elektronen oder Positronen, so wird das energiereichste ausgewählt, wobei die Ladung zunächst *nicht* beachtet wird. Vielmehr werden Ereignisse, deren führendes Teilchen die zum Strahl entgegengesetzte Ladung trägt, zur späteren Untergrundsubtraktion gesondert gezählt (s. Abschnitt 4.7.1).

Die Kinematik des Ereignisses ist durch die Energie und den Auslaufwinkel des so selektierten Teilchens bestimmt. Es folgt eine Überprüfung der Ereignisparameter auf einige, z. T. bereits genannte Kriterien:

- Das energiereichste Teilchen muss auch nach Ablenkung durch den Magneten noch innerhalb des zuverlässigen Messbereichs im Kalorimeter eintreffen. Andernfalls ist eine sichere Teilchenidentifikation nicht gewährleistet, und das Ereignis wird verworfen.

- Ein Schnitt auf den Streuwinkel in vertikaler Richtung von

  $$\Theta_y \overset{!}{>} 0{,}04 \tag{4.37}$$

  ist, wie schon erwähnt, nötig, um eine zuverlässige Rekonstruktion der Spur unabhängig vom Wechselwirkungspunkt sicherzustellen. Dagegen wird keine obere Grenze für den Streuwinkel festgelegt, da dies durch die Spektrometerakzeptanz und die Beschränkung auf den verlässlichen Messbereich des Kalorimeters bereits implizit geschehen ist.

- Zur Abtrennung von Untergrundereignissen aus dem Strahlrohr muss gefordert werden, dass der Ursprung der Spur tatsächlich innerhalb der Targetzelle und auf der Strahllinie liegt. Dies erreicht man durch Schnitte auf die Position des Wechselwirkungspunkts in längs der Strahlachse zylindrischen Koordinaten bezüglich des

Mittelpunkts der Targetzelle:

$$\begin{aligned} |z_{\text{vertex}}| &\overset{!}{<} 18\text{ cm} , \\ r_{\text{vertex}} &\overset{!}{<} 0{,}75\text{ cm} . \end{aligned} \tag{4.38}$$

- Schließlich muss das Ereignis die z. T. oben schon genannten Anforderungen an einen tiefinelastischen Streuprozess erfüllen, also

$$0{,}0021 \overset{!}{<} x \overset{!}{<} 0{,}85 , \tag{4.39}$$

$$0{,}1 \overset{!}{<} y \overset{!}{<} 0{,}91 , \tag{4.40}$$

$$0{,}1\text{ GeV}^2 \overset{!}{<} Q^2 , \tag{4.41}$$

$$3{,}24\text{ GeV}^2 \overset{!}{<} W^2 . \tag{4.42}$$

Die so ausgewählten Ereignisse werden dann gemäß ihrer Kinematik in die 49 Zellen der kinematischen Ebene einsortiert und gezählt. Alle resultierenden Ereigniszahlen sind im Anhang in den Tabellen A.6–A.9 (S. 168 ff.) zusammengestellt, wobei hier die für alles Folgende gültige Konvention eingeführt sei:

$\boldsymbol{N_{\mathrm{cand}}}$: Zahl der "Kandidaten" für tiefinelastische Streuereignisse, d. h. das führende Teilchen trägt die Ladung des Strahlteilchens;

$\boldsymbol{N_{\mathrm{cs}}}$: Zahl der "ladungssymmetrischen" (*engl.* "**c**harge-**s**ymmetric") Ereignisse, d. h. das führende Teilchen ist zum Projektil ladungskonjugiert. Wie schon erwähnt, ist die Kenntnis von N_{cs} zur Untergrundsubtraktion vonnöten.

In 1998 ist also N_{cand} die Zahl der inklusiven Elektronen, N_{cs} die der Positronen, in 2000 gerade umgekehrt. Die Symbole "cand" und "cs" sollen im Weiteren als "verallgemeinerte Ladungen" verwendet werden.

Die separate Zählung der Ereignisse der oberen und unteren Spektrometerhälfte dient hier zunächst der Maximierung der Statistik: In einer inklusiven Analyse ist nur die Beobachtung einer einzigen Spur pro Ereignis erforderlich, nämlich der des führenden Elektrons, so dass in Zeiträumen, in denen die Daten einer Hälfte aufgrund von Datenqualitätskriterien verworfen werden müssen, die der anderen dennoch verwendet werden können. Die getrennte Analyse beider Hälften hat jedoch v. a. große Vorteile für die Behandlung der Detektorakzeptanz in der Asymmetriemessung, wie in Abschnitt 5.1 noch klar werden wird.

Das erste wichtige Resultat, das aus der für jedes Ereignis rekonstruierten Kinematik und den Ereigniszahlen folgt, sind die Zentralwerte der kinematischen Variablen. Ihre genaue Kenntnis ist wichtig, weil sie die Abszissenwerte zu den gemessenen Wirkungsquerschnitten bzw. Spinasymmetrien und Strukturfunktionen darstellen. Außerdem gehen in die Extraktion von Strukturfunktionen aus den Streuquerschnitten bzw. deren Spinasymmetrien verschiedene kinematische Faktoren ein, die ebenfalls direkt mit x und y verknüpft sind. Die in Abbildung 4.11 eingezeichneten (x, y)-Zentralwerte stellen im Wesentlichen die arithmetischen Mittelwerte innerhalb der jeweiligen kinematischen Zelle dar, sind allerdings schon in der in Abschnitt 4.7.1 noch zu besprechenden Weise um ladungssymmetrischen Untergrund bereinigt. In den bezüglich y zusätzlich unterteilten x-Intervallen unterscheiden sich die Mittelwerte von x in den einzelnen Unterintervallen nur sehr geringfügig im Rahmen natürlicher Schwankungen und werden daher auf den Mittelwert über das gesamte x-Intervall fixiert. Somit können alle innerhalb derselben x-Zelle bestimmten Messgrößen als zu einem festen x gehörig angesehen werden, was u. a. auch Mittelwertbildungen erlaubt. Da die ermittelten Zentralwerte mit hoher Genauigkeit mit den in [Gär:01] für die 1997er-Protondaten gefundenen übereinstimmen, wurden für vorliegende Arbeit, wiederum aus Konsistenzgründen, *exakt* diese verwendet. Eine Auflistung dieser Werte bringt Tabelle A.10 (Anhang, S. 172), wobei die dort angegebenen Q^2-Werte nach (2.4, 2.6)

$$\left\langle Q^2 \right\rangle = 2ME \left\langle x \right\rangle \left\langle y \right\rangle \tag{4.43}$$

aus den (x, y)-Zentralwerten berechnet wurden.

4.7 Korrekturen

Ehe physikalisch relevante kinematische Verteilungen der Ereignisse gebildet und studiert werden können, bedarf es einiger Korrekturen, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden. Dabei handelt es sich zunächst um die Subtraktion ladungssymmetrischen und hadronischen Untergrunds, die in Abschnitt 4.7.1 besprochen wird. In Abschnitt 4.7.2 sind weitere, im Wesentlichen geometrische Korrekturen aufgeführt, die an anderer Stelle ausführlich abgeleitet und diskutiert werden und daher hier nur erwähnt seien. Es folgt die Behandlung einer nur 1998 auftretenden zusätzlichen Untergrundrate in Abschnitt 4.7.3.

Generell ist die Anwendung einer Korrektur auf spingemittelte Datenverteilungen nur dann notwendig, wenn sie signifikant von der Kinematik oder der Sorte der beobachteten Teilchen abhängt. Ein typisches Beispiel hierfür sind die in Abbildung 4.10 gezeigten Elektronerkennungseffizienzen. Dagegen ist eine Korrektur auf konstante Ineffizienzen, wie z. B. die der Spurrekonstruktion ([Has:00]), nicht erforderlich, solange keine absolute Normierung, etwa zur Wirkungsquerschnitts- bzw. F_2-Messung, gewünscht wird.

Zur Messung von Spinasymmetrien können andrerseits auch nichtkonstante Ineffizienzen ignoriert werden, wenn sie nicht vom relativen Spinzustand von Strahl und Target abhängen. Beispielsweise variiert die in Abschnitt 4.7.2 zu diskutierende Effizienz des Triggers stark mit dem Impuls und dem Streuwinkel, ist jedoch spinunabhängig und hebt sich daher in einer Asymmetriemessung weg. Auf der anderen Seite können auch konstante Korrekturen für die Asymmetriemessung wichtig sein, wenn Spineffekte nicht auszuschließen sind. Ein Beispiel hierfür wäre die Totzeit des Datennahmesystems, die von den Ereignisraten und damit, wenn diese hoch und gleichzeitig die gemessenen Spinasymmetrien groß sind, vom relativen Spinzustand von Strahl und Target abhängen.

4.7.1 Untergrundsubtraktion und Effizienz der Elektronerkennung

Die Menge der Kandidaten für tiefinelastische Streuereignisse setzt sich zusammen aus den gesuchten tiefinelastisch gestreuten Strahlteilchen und Teilchen der gleichen Ladung, die aber in Sekundärprozessen entstanden sind. Diese Teilchen tragen keine Information über die zu studierende Physik und sind dennoch nicht von "guten" Ereignissen unterscheidbar, bilden ergo einen Untergrund zur Messung. Die dominierende Quelle dieser Teilchen ist die so genannte Photokonversion, also der Zerfall eines z. B. durch Bremsstrahlung entstandenen Photons in ein Elektron-Positron-Paar. Da die Impulsbilanz eines solchen Zerfalls die Anwesenheit eines weiteren Photons, typischerweise im elektrischen Feld eines Kerns, voraussetzt, haben besonders viele dieser Sekundärteilchen ihren Ursprung in der Nähe des Kollimators vor der Targetzelle. Allerdings entstehen etliche von ihnen auch an den Wänden der Targetzelle oder an den Targetgaskernen selbst, werden also durch die Schnitte auf die Vertexposition (4.38) nicht aus dem Kandidatenensemble entfernt.

Da das Photon ungeladen ist und hier in ein Teilchen-Antiteilchen-Paar zerfällt, haben bei Photokonversion beide auslaufenden Teilchen im statistischen Mittel dieselbe Kinematik, weswegen man den Prozess auch als *ladungssymmetrisch* bezeichnet. Diese Eigenschaft ermöglicht einen ebenso einfachen wie präzisen Umgang mit dieser Art von Untergrund. Man zählt in jeder kinematischen Zelle unabhängig von den tiefinelastischen Kandidaten auch die zum Strahl ladungskonjugierten Teilchen. Da deren Anzahl bei gegebener Kinematik (x, y) statistisch gleich der an Untergrundteilchen ist – hinreichend große Zahlen vorausgesetzt – kann das untergrundbereinigte tiefinelastische Signal dann durch einfache Subtraktion

$$N_{\text{DIS}} = N_{\text{cand}} - N_{\text{cs}} \tag{4.44}$$

gewonnen werden (zu den Indices "cand" und "cs" sei an die auf S. 84 eingeführte Konvention erinnert). Da sich die so berechnete Ereigniszahl aus zwei unabhängig gemessenen, POISSON-verteilten Größen, N_{cand} und N_{cs}, zusammensetzt, erhält man die statistische Unsicherheit durch Propagierung der Einzelfehler:

$$\Delta N_{\text{DIS}} = \sqrt{N_{\text{cand}} + N_{\text{cs}}}\ . \tag{4.45}$$

In Abbildung 4.12 ist der Anteil dieser Ereignisse am Kandidatenensemble

$$R_{\text{cs}} := \frac{N_{\text{cs}}}{N_{\text{cand}}} \tag{4.46}$$

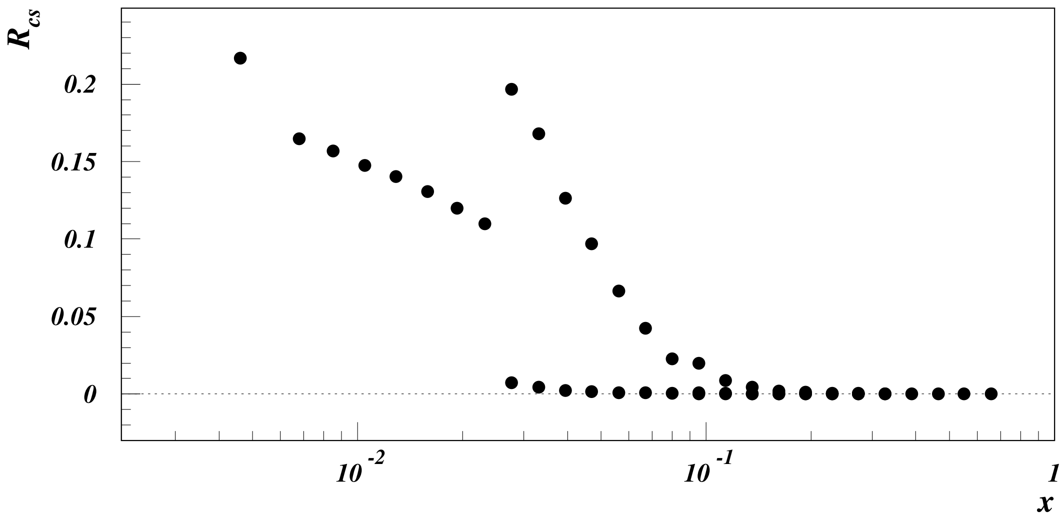


Abbildung 4.12: Anteil des ladungssymmetrischen Untergrunds im Jahr 2000 als Funktion von x. Mehrere Datenpunkte zu festem x geben die Abhängigkeit von y wieder.

als Funktion von x zu sehen: Ladungssymmetrischer Untergund trägt bei kleinem x bis zu einem Viertel zum gemessenen Signal bei, bei großem x dagegen sind die Beiträge verschwindend (vgl. hierzu Tabellen A.7 und A.9 im Anhang, aber auch Abschnitt 4.7.3). Ferner sieht man, dass das Verhältnis R_{cs} stark von y abhängt: Bei festem x ist der Untergrundbeitrag bei großem y, d. h. kleinem Impuls, deutlich höher.

Neben dem ladungssymmetrischen Untergrund tragen auch noch als Leptonen fehlidentifizierte Hadronen zu den gemessenen Ereigniszahlen bei. Ihr Anteil wurde bereits in Abschnitt 4.5.3 mithilfe der in (4.27) eingeführten Hadronkontamination h abgeschätzt. Ferner ist die im gleichen Abschnitt eingeführte Elektronerkennungseffizienz ϵ (4.28) ein Maß dafür, wie viele der wirklich in den Detektor einlaufenden Elektronen aufgrund des Identifikationskriteriums (4.26, 4.36) verworfen werden, um wie viel also die schon hadronbereinigte Zahl erkannter Elektronen nach oben korrigiert werden muss. Beides zusammen ergibt einen Korrekturfaktor $(1-h)/\epsilon$. Da die Kontamination und Effizienz fluss- und damit ladungsabhängig ist, muss die Korrektur auf N_{cand} und N_{cs} separat angewandt werden. Damit wird (4.44) zu

$$N_{\mathrm{DIS}} = N_{\mathrm{cand}} \left(\frac{1 - h_{\mathrm{cand}}}{\epsilon_{\mathrm{cand}}} \right) - N_{\mathrm{cs}} \left(\frac{1 - h_{\mathrm{cs}}}{\epsilon_{\mathrm{cs}}} \right) , \tag{4.47}$$

wobei $h_{\mathrm{cand(cs)}}$ und $\epsilon_{\mathrm{cand(cs)}}$ die Kontamination und Effizienz für Kandidaten bzw. ladungssymmetrische Teilchen ist. Für das Folgende sei die Abkürzung

$$r_\epsilon := \frac{\epsilon_{\mathrm{cand}}}{\epsilon_{\mathrm{cs}}} \tag{4.48}$$

für das Verhältnis der Effizienzen für die beiden Ladungen eingeführt. Da ϵ nur über das Flussverhältnis von der Ladung abhängt, während die Detektoren selbst "ladungsblind" sind, ist r_ϵ nur bei großen x deutlich von eins verschieden, in einem Bereich also, in dem kaum ladungskonjugierte Leptonen vorliegen. Bei kleinem x hingegen, wo die ladungssymmetrischen Beiträge hoch sind, sind auch die Flussverhältnisse für beide Ladungen etwa gleich und demnach $r_\epsilon \approx 1$ (vgl. Abbildung 4.10). Daher ergeben sich, setzt man in (4.47) vereinfachend $\epsilon_{\text{cs}} = \epsilon_{\text{cand}}$, nur geringfügige Überhöhungen in N_{DIS} von durchgehend weniger als $2\,\%$, wobei der Effekt bei moderatem $x \approx 0{,}02$ noch am stärksten ist. Dennoch soll diese kleine Korrektur im Weiteren, wo sie angebracht ist, benutzt werden.

Die Zentralwerte der kinematischen Variablen (s. Abschnitt 4.6) können ebenfalls recht einfach korrigiert werden, indem man in der laufenden Summe für die Mittelwertbildung die Kinematik eines ladungskonjugierten Teilchens nicht addiert, sondern, mit dem Effizienzverhältnis (4.48) gewichtet, subtrahiert:

$$\begin{pmatrix} \langle x \rangle \\ \langle y \rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{N_{\text{DIS}}} \left[\sum_{i=1}^{N_{\text{cand}}} \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} - r_\epsilon \sum_{j=1}^{N_{\text{cs}}} \begin{pmatrix} x_j \\ y_j \end{pmatrix} \right] . \tag{4.49}$$

4.7.2 Weitere Korrekturen

Positionierung der Spurdetektoren

Eine weitere wichtige Korrektur der Rohdaten betrifft etwaige Fehlpositionierungen des Spurkammersystems, die zu fehlerhafter Spurrekonstruktion und damit zu systematischen Verschiebungen in den Daten führen können. Bei [Gär:01] wurde ein datengestütztes Verfahren verwendet, nach dem sowohl der Polarwinkel Θ als auch die Vertexposition z_{vertex} einer Spur auf solche Fehlpositionierungen korrigiert werden können. Es benötigt, neben den unkorrigierten Spurparametern und der momentanen Strahllage, einen Satz empirisch bestimmter Konstanten. Diese Korrektur beeinflusst sowohl spingemittelte Verteilungen als auch Asymmetrien, da zum einen die Kinematik eines Ereignisses direkt aus dem Streuwinkel bestimmt wird, zum anderen durch den Vertexschnitt (4.38) andere Ereignisse selektiert oder verworfen werden. Da sich seit 1998 mit dem RICH-Detektor zusätzliches Material im Spektrometer befindet, das Korrekturverfahren aber für die 1997er-Daten optimiert wurde, ist die Anwendung der Winkelkorrektur auf neuere Daten fragwürdig. Sie wurde daher in dieser Analyse unterlassen, ist aber durch die systematische Unsicherheit abgefangen (vgl. auch Abschnitt 5.5.4). Dagegen kann die Korrektur von z_{vertex} ohne weiteres auf die 1998er-Daten übertragen werden, da die Vertexposition im Wesentlichen durch die Spurdetektoren *vor* dem Magneten festgelegt wird und der im hinteren Teil installierte RICH folglich kaum einen Einfluss hat. Darauf weist auch der in Abschnitt 4.8 durchgeführte Daten-MONTE-CARLO-Vergleich hin. Allerdings treten beim Versuch, auch die 2000er-Daten in dieser Weise zu korrigieren, Schwierigkeiten auf, die darauf zurückzuführen sind, dass hier die DVCs vorläufig nicht zur Spurrekonstruktion herangezogen werden konnten. Die Ableitung einer neuen, der schlechteren Vertexauflösung angemessenen Korrektur für diese Daten steht noch aus.

Zusammenfassend werden also in dieser Arbeit Fehlpositionierungen in folgender Weise korrigiert:

1998: Korrektur der Vertexposition wie 1997 nach [Gär:01], keine Korrektur des Streuwinkels;

2000: vorläufig Verwendung der vollständig unkorrigierten Daten.

Triggereffizienzen

Der Trigger für tiefinelastische Streuereignisse $\mathcal{T}_{\mathrm{DIS}}$ wird, wie in Abschnitt 3.3.3 besprochen, gebildet durch eine Koinzidenz zwischen den Hodoskopen H0, H1 und dem Prä-Schauer-Detektor H2 sowie dem Kalorimeter in derselben Detektorhälfte:

$$\mathcal{T}_{\mathrm{DIS}} = (\mathrm{H0} \wedge \mathrm{H1} \wedge \mathrm{H2} \wedge \mathrm{Kalo})_{\mathrm{oben}} \vee (\mathrm{H0} \wedge \mathrm{H1} \wedge \mathrm{H2} \wedge \mathrm{Kalo})_{\mathrm{unten}} \; . \tag{4.50}$$

Mit gewisser Wahrscheinlichkeit löst ein eigentlich tiefinelastisches Ereignis einen der vier Detektoren nicht aus und wird daher nicht erkannt. Um dies zu studieren, führt man für jeden der Detektoren einen unabhängigen Trigger $\mathcal{T}_{\mathrm{Det}}$ ein, in dem der jeweils betrachtete Detektor gerade nicht gefordert wird, also beispielsweise für H0

$$\mathcal{T}_{\mathrm{H0}} = (\mathrm{H1} \wedge \mathrm{H2} \wedge \mathrm{Kalo})_{\mathrm{oben}} \vee (\mathrm{H1} \wedge \mathrm{H2} \wedge \mathrm{Kalo})_{\mathrm{unten}} \; , \tag{4.51}$$

analog für die übrigen drei Detektoren.

Für jeden der Detektoren definiert man dann eine zugehörige *Triggereffizienz* als relativen Anteil der Ereignisse, die zusätzlich zum tiefinelastischen (4.50) auch den Testtrigger (4.51) ausgelöst haben:

$$\epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{Det}}} := \frac{N|_{\mathcal{T}_{\mathrm{DIS}} \wedge \mathcal{T}_{\mathrm{Det}}}}{N|_{\mathcal{T}_{\mathrm{DIS}}}} \; , \tag{4.52}$$

so dass die Gesamteffizienz des tiefinelastischen Triggers sich als das Produkt der vier Einzeleffizienzen schreiben lässt:

$$\epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{DIS}}} = \epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{H0}}} \epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{H1}}} \epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{H2}}} \epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{Kalo}}} \; . \tag{4.53}$$

Die Bestimmung der Triggereffizienzen aus den Daten erfordert eine spezielle Art der Teilchenidentifikation, da die sonst verwendete, in Abschnitt 4.5 diskutierte Methode bereits selbst die Triggerdetektoren H2 und Kalorimeter enthält. Dies kann durch restriktive Schnitte auf die Signale des TRD und des RICH bewerkstelligt werden, die damit verbundenen großen Verluste sind für diese Studie nebensächlich.

Hier sollen nur die wesentlichen Resultate aus diesen Studien erwähnt werden, für eine detaillierte Darstellung sei auf [DeN:02] verwiesen.

Die Effizienzen von H1, H2 und dem Kalorimeter sind im gesamten kinematischen Bereich der Analyse praktisch eins. Für das Kalorimeter wurde dies bereits durch die Beschränkung auf Teilchenenergien $E' > 2{,}4\ \mathrm{GeV}$ (4.40) erreicht. Dagegen zeigt die Effizienz des vorderen Triggerhodoskops H0 einige Auffälligkeiten:

- In 1998 ist für die untere Detektorhälfte ein signifikant von eins abweichendes Verhalten festzustellen, das empirisch durch eine parabolische Impulsabhängigkeit

  $$\epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{H0}}}(p) = 0{,}887 + 0{,}0104\, p - 0{,}000492\, p^2 \tag{4.54}$$

  parametrisiert werden kann. Ursache dafür ist eine Fehlpositionierung des H0 in der unteren Detektorhälfte um $5\,\mathrm{mm}$, die nach 1998 richtig gestellt wurde. Diese Ineffizienz ist auch der Grund dafür, dass 1998 die Ereignisraten in der oberen Detektorhälfte um einige Prozent höher sind als in der unteren, während es in den übrigen Jahren aufgrund der meist leicht nach unten gerichteten Strahllage gerade umgekehrt ist.

- Im Jahr 2000 verursachten Strahlungsschäden erneut ein vom Idealfall $\epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{H0}}} = 1$ abweichendes Verhalten der H0-Triggereffizienz: In der Nähe des Strahlrohrs, d. h. für $\Theta_x \to 0$ und $\Theta_y \to 0{,}04$, sinkt $\epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{H0}}}$ in *beiden* Detektorhälften auf bis zu $0{,}94$ ab. Diesem Verlauf ist wiederum eine schwache, etwa parabolische Impulsabhängigkeit überlagert. Zusätzlich hängt die Effizienz von der Multiplizität der Streuereignisse ab, da der Trigger mit umso höherer Wahrscheinlichkeit ausgelöst wird, je mehr Spuren in den Detektor einlaufen.

  Eine Reduzierung der Hochspannung im Frühjahr 2000 konnte dies geringfügig verbessern, jedoch nicht vollständig beheben.

Eine Korrektur der gemessenen tiefinelastischen Ereigniszahlen $N \mapsto N/\epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{DIS}}}$ ist jedoch nur für die Darstellung spingemittelter Verteilungen nötig, da die Ansprache der Triggerdetektoren vom Spinzustand unabhängig ist und mithin für eine Asymmetriemessung die Triggereffizienzen keine Rolle spielen.

4.7.3 Zusätzlicher Untergrund in 1998: der “Target Spring Finger”

Bei der Analyse der 1998er-Daten bei kleinen x und Q^2 fällt sofort der ungewöhnlich große ladungssymmetrische Untergrund in der oberen Detektorhälfte auf. Wie in Abbildung 4.13 zu sehen, steigt der Untergrundanteil am Signal in der unteren Hälfte hin zu kleinen x bis auf ungefähr $25\ \%$, was mit Befunden aus anderen Zeiträumen verträglich ist (s. Abbildung 4.12 für 2000). Dagegen steigt in der oberen Hälfte bei $x \lesssim 0{,}02$ der Anteil sehr viel steiler an und erreicht bei kleinstem x fast $50\ \%$. Ursache hierfür ist eine zur Targetzelle gehörige kupferne Haltefeder, die während der Datennahme etwa $32\ \mathrm{cm}$ hinter dem Zellmittelpunkt von oben her in die Akzeptanz und ins Halo des Elektronstrahls ragte. Diese Feder war ein Relikt des HERMES-Umbaus 1998/99 und wurde in der darauf

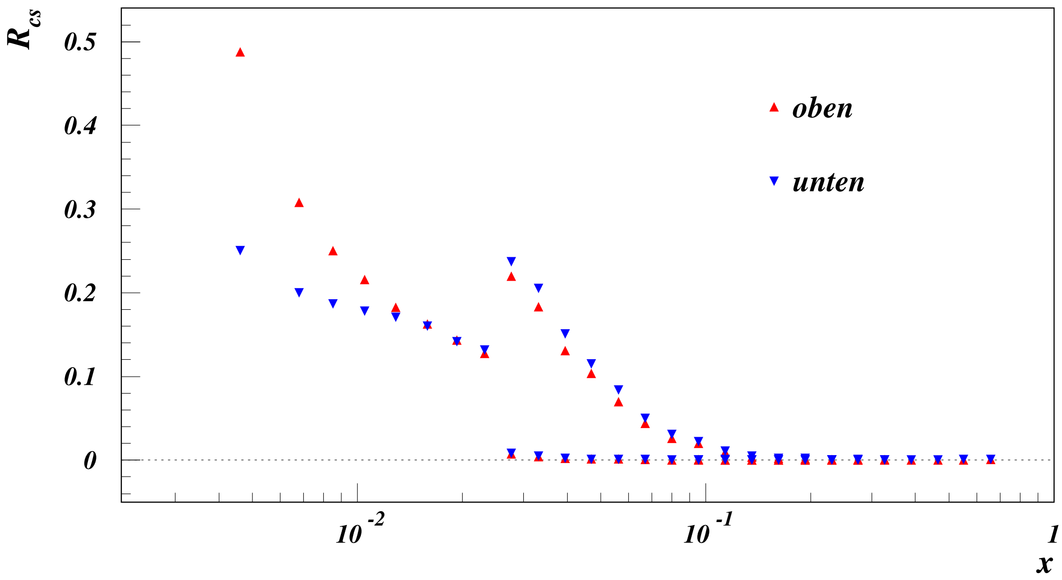


Abbildung 4.13: Anteil des ladungssymmetrischen Untergrunds in 1998 pro Detektorhälfte als Funktion von x.

folgenden Betriebsunterbrechung im Mai 1999 entfernt, so dass nur der Datennahmezeitraum 1998 von diesem Umstand betroffen ist. In der HERMES-Kollaboration hat sich hierfür die Bezeichnung "target spring finger" (TSF) eingebürgert und soll im Weiteren verwendet werden.

In der Vertexverteilung im linken Teil von Abbildung 4.14 ist deutlich das Maximum um $z_{\text{vertex}} \approx 32$ cm zu sehen, das bei den ladungssymmetrischen Teilchen sogar die Zahl der in der Targetzelle selbst entstandenen Untergrundteilchen übersteigt. Durch die endliche Auflösung der Vertexrekonstruktion und evtl. Sekundärprozesse bilden die vom TSF induzierten Ereignisse auch im analysierten Bereich $z_{\text{vertex}} < 18$ cm (4.38) einen signifikanten Untergrund. Dieser ist jedoch auf die Daten aus der oberen Spektrometerhälfte beschränkt: Die Vertexverteilungen für die untere Hälfte im rechten Teil der Abbildung 4.14 zeigen keine Überhöhung in dieser Region.[3] Des Weiteren beschränkt sich der Beitrag auf die Daten bei kleinen Impulsen: Dies wird bereits aus der in Abbildung 4.13 gezeigten Abhängigkeit des ladungssymmetrischen Untergrunds von x und y deutlich und konnte durch detailliertes Studium der Vertexverteilungen in jeder einzelnen der 49 (x, y)-Zellen bestätigt werden.

Ein ähnlicher Effekt ist auch im vorderen Bereich des Targets zu beobachten: Der hier auftretende Anstieg der Raten ist durch einen Strahlkollimator vor der Zelle bedingt. Es zeigt sich jedoch, dass die dort induzierten Streuprozesse die Ereignisse innerhalb der

[3] Die Herkunft des Maximums um $z_{\text{vertex}} \approx 42$ cm ist nicht restlos geklärt. Es liegt jedoch bereits so weit hinter dem Target, dass kein Einfluss auf die in die Analyse eingehenden Daten mehr zu beobachten ist.

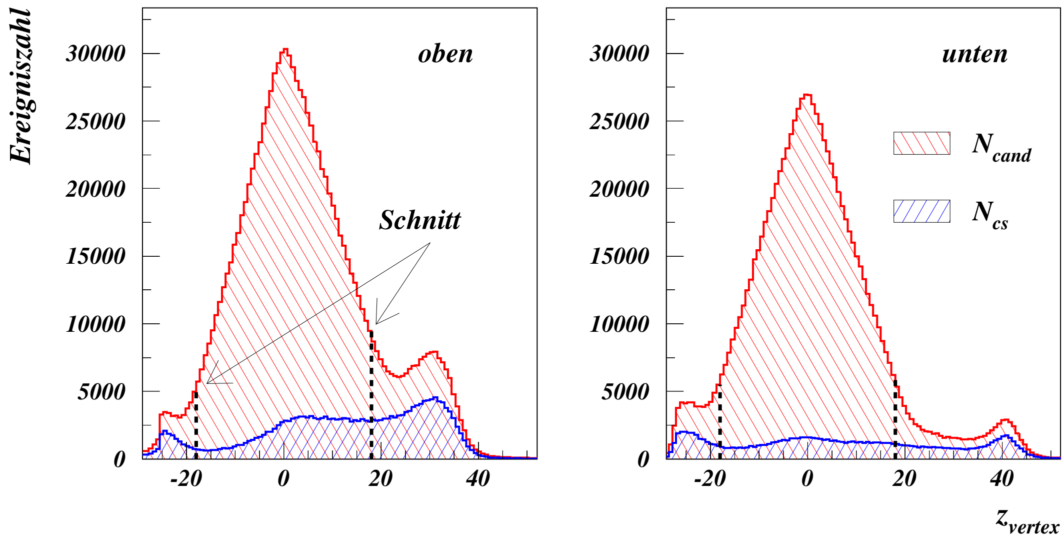


Abbildung 4.14: Vertexverteilungen im Jahr 1998 für tiefinelastische Kandidaten und ladungssymmetrische Ereignisse in der oberen (links) und unteren (rechts) Detektorhälfte. Die gestrichelten Linien markieren den Schnitt auf z_{vertex} nach (4.38).

Zelle nicht signifikant beeinflussen, bzw. dass evtl. vorhandener Untergrund schon durch die Subtraktion ladungssymmetrischer Ereignisse (4.44) vollständig entfernt wird.

Wie man im linken Teil von Abbildung 4.14 sieht, ist das Maximum an der Stelle des TSF für tiefinelastische Kandidaten deutlich höher als für ladungskonjugierte Ereignisse. Folglich besteht der am TSF erzeugte Untergrund nicht ausschließlich aus ladungssymmetrischen Prozessen und kann daher durch die gewöhnliche Subtraktion nach (4.44) bzw. (4.47) nicht vollständig eliminiert werden. Dies zeigt auch ein Vergleich der Daten mit einer MONTE-CARLO-Simulation (s. Abschnitt 4.8). Beispiele für andere, nicht-ladungssymmetrische Vorgänge wären etwa tiefinelastische Streuung am Kupfer des TSF oder auch elastische Streuung mit Emission eines Bremsstrahlungsphotons. Ausgehend davon, dass die Daten in der unteren Hälfte vom TSF nicht betroffen sind, gelang eine Abschätzung der Rate solcher zusätzlicher Prozesse und damit die Ableitung eines Korrekturverfahrens, wie im Folgenden beschrieben wird.

Bevor die Daten der beiden Detektorhälften miteinander verglichen werden können, muss zuerst das *globale*, also nicht vom TSF verfälschte Ratenverhältnis

$$R_{\mathrm{glob}} = \frac{N_{\mathrm{cand}}^{\mathrm{oben}}}{N_{\mathrm{cand}}^{\mathrm{unten}}} \tag{4.55}$$

bekannt sein. Dazu werden die Daten bei $x > 0{,}02$ herangezogen, die vom TSF nicht beeinflusst sind, wobei $N_{\mathrm{cand}}^{\mathrm{unten}}$ noch um die Ineffizienz des Triggerhodoskops H0 nach (4.54) zu korrigieren ist. Das so berechnete Verhältnis (4.55) ist in Abbildung 4.15 dargestellt

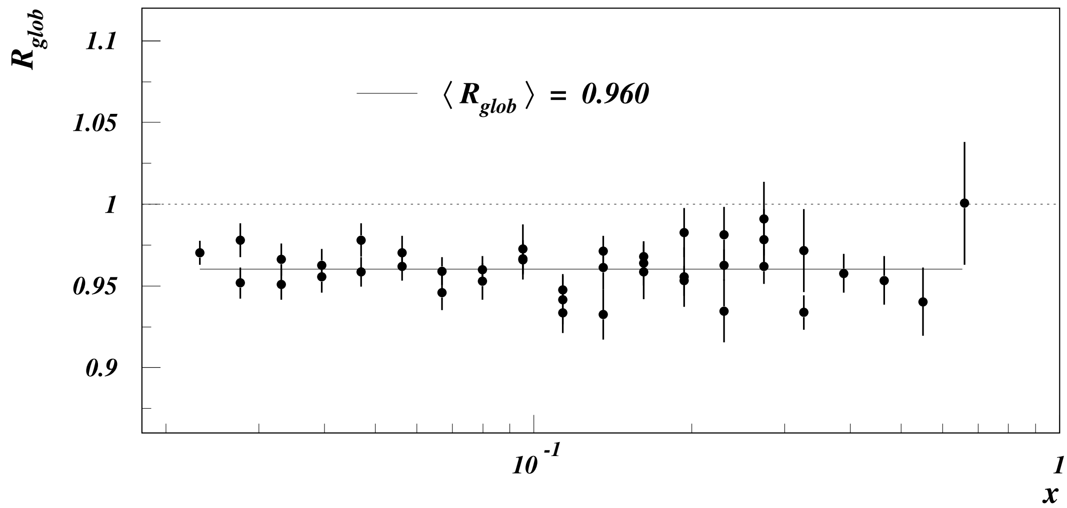


Abbildung 4.15: Globales ($x > 0{,}02$) Zählratenverhältnis der beiden Detektorhälften in 1998. Die Ereigniszahlen in der unteren Detektorhälfte sind nach (4.54) auf die Triggereffizienz korrigiert.

und beträgt im Mittel $0{,}96$. Diese um einige Prozent niedrigere Rate in der oberen Hälfte ist, wie schon erwähnt, mit Ergebnissen anderer Jahre verträglich. Es sei jedoch daran erinnert, dass dieser Befund für 1998 nur durch die Anwendung der Triggereffizienz reproduziert werden kann, während die *unkorrigierten* Ereigniszahlen in der oberen Hälfte um etwa $5\,\%$ höher sind als in der unteren (vgl. Tabelle A.6).

Nach Subtraktion ladungssymmetrischen Untergrunds verbleiben im Elektronensemble nur "wahre" tiefinelastisch am Targetgas gestreute Teilchen sowie nicht-ladungssymmetrischer Untergrund durch den TSF. Da dieser auf die obere Detektorhälfte beschränkt ist, gelten folgende Bilanzgleichungen:

$$(N_{\mathrm{cand}} - N_{\mathrm{cs}})^{\mathrm{oben}} = N_{\mathrm{DIS}}^{\mathrm{oben}} + N_{\mathrm{tsf}}\ , \tag{4.56}$$

$$(N_{\mathrm{cand}} - N_{\mathrm{cs}})^{\mathrm{unten}} = N_{\mathrm{DIS}}^{\mathrm{unten}}\ . \tag{4.57}$$

Nach Multiplikation der zweiten Gleichung mit dem oben bestimmten Verhältnis $R_{\mathrm{glob}} = 0{,}96$ (4.55) und Anwendung der Triggereffizienz (4.54) kann durch Subtraktion der beiden Gleichungen der Untergrundbeitrag N_{tsf} separiert werden:

$$N_{\mathrm{tsf}} = (N_{\mathrm{cand}} - N_{\mathrm{cs}})^{\mathrm{oben}} - R_{\mathrm{glob}} \frac{(N_{\mathrm{cand}} - N_{\mathrm{cs}})^{\mathrm{unten}}}{\epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{DIS}}}}\ . \tag{4.58}$$

Der *relative* Beitrag des TSF-Untergrunds ergibt sich damit zu

$$C_{\mathrm{tsf}} = 1 - \frac{N_{\mathrm{tsf}}}{(N_{\mathrm{cand}} - N_{\mathrm{cs}})^{\mathrm{oben}}} = \frac{R_{\mathrm{glob}}}{\epsilon_{\mathcal{T}_{\mathrm{DIS}}}} \frac{(N_{\mathrm{cand}} - N_{\mathrm{cs}})^{\mathrm{unten}}}{(N_{\mathrm{cand}} - N_{\mathrm{cs}})^{\mathrm{oben}}}\ . \tag{4.59}$$

Tabelle 4.2: Parameter der TSF-Korrekturfunktion (4.60).

p_0	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6
0,9256	−0,6865	−2,2241	−3,3590	−2,5660	−0,9643	−0,1430

Diese Größe, die schließlich als Korrekturfunktion für die Ereigniszahlen der oberen Spektrometerhälfte $N_{\text{DIS}}^{\text{oben}} \mapsto C_{\text{tsf}} N_{\text{DIS}}^{\text{oben}}$ verwendbar ist, ist in Abbildung 4.16 zu sehen (ausgefüllte Punkte). Ihre Abhängigkeit von x lässt sich zu praktischen Zwecken durch ein Polynom in $\lg x$ wiedergeben,

$$C_{\text{tsf}}(x) = \sum_{i=0}^{6} p_i \, (\lg x)^i \,, \tag{4.60}$$

dessen Parameter in Tabelle 4.2 aufgelistet sind. Zur Anpassung an die Daten wurde für $x > 0{,}0253$, wo (4.59) nur im Rahmen statistischer Fluktuationen von eins abweicht, $C_{\text{tsf}} = 1$ fixiert.

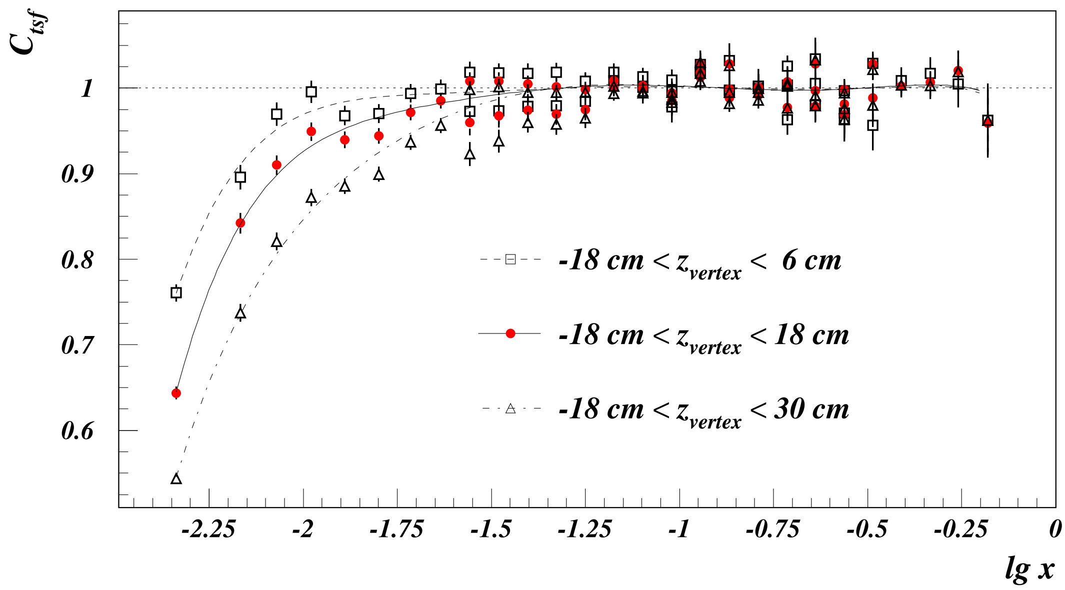


Abbildung 4.16: TSF-Korrekturfunktion $C_{\text{tsf}}(x)$ für drei verschiedene Vertexschnitte: Der Verlauf für den Standardschnitt (4.38) $z_{\text{vertex}} < 18\,\text{cm}$ dient zur eigentlichen Datenkorrektur, während die anderen beiden zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit dienen (s. Abschnitte 5.2 und 5.5.4). Die Kurven sind angepasste Polynome der Form (4.60).

In Abbildung 4.16 ist die Korrekturfunktion noch für zwei vom Standard (4.38) abweichende Werte des hinteren Vertexschnitts dargestellt: Wie erwartet, wird die Korrektur stärker, wenn der Schnitt zu höheren Werten (hier $30\ \mathrm{cm}$) verschoben wird, da diese Region besonders stark von den Untergrundereignissen betroffen ist (s. auch die Vertexverteilungen in Abbildung 4.14). Umgekehrt nähert sich die Korrektur an eins an, wenn der Schnitt verschärft, d. h. der Messbereich auf die mittlere und vordere Targetzelle eingeschränkt wird. Auffällig ist allerdings, dass auch bei einer solch scharfen Wahl des Vertexschnitts der Effekt noch nicht vollständig verschwindet. Dies deutet bereits an, dass diese Daten auch nach der Korrektur noch mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet sein werden.

Da der TSF außerhalb des Targetmagnetfelds liegt und folglich als unpolarisiert anzusehen ist, muss bei Wahl des üblichen Vertexschnitts dieser Untergrundbeitrag auch in der Messung von Spinasymmetrien berücksichtigt werden. Die Abweichung der Korrekturfunktionen für verschiedene Vertexschnitte in Abbildung 4.16 dient hierbei zur Abschätzung der entsprechenden systematischen Unsicherheit. Dies wird in den Abschnitten 5.2 und 5.5.4 im Detail diskutiert.

4.8 Kinematische Verteilungen der Ereignisse und Vergleich mit Simulationen

Nach der in den vorausgehenden Abschnitten dargestellten "Aufbereitung" des Rohdatensatzes können Verteilungshistogramme der Ereignisse bezüglich verschiedener kinematischer oder geometrischer Variablen wie Impuls, Streuwinkel oder Vertexposition erstellt werden. Diese dienen einer ersten Beurteilung der Daten und machen die Effekte der einzelnen Korrekturen sichtbar.

Als besonders hilfreich erwiesen sich Vergleiche der aus den Daten extrahierten Verteilungen mit MONTE-CARLO-Simulationen: In die Simulation spingemittelter Verteilungen geht nur der *un*polarisierte Teil des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts ein, also die Strukturfunktionen F_2 und R bzw. F_1, die experimentell gut bekannt sind und von den HERMES-Daten zumindest der Form nach reproduziert werden sollten. Etwaige Inkonsistenzen können durch solche Vergleiche schnell erkannt und nötigenfalls behoben werden.

In diesem Abschnitt sollen einige Verteilungen präsentiert und mit einer Simulation verglichen werden. Auf die Experimentdaten wurden hierbei die folgenden Korrekturen angewandt:

- Subtraktion ladungssymmetrischen und hadronischen Untergrunds sowie Korrektur auf die Ineffizienz der Elektronidentifikation nach (4.47);
- Ausgleich von Fehlpositionierungen im Spurkammersystem durch Verschiebung der rekonstruierten Vertexposition wie in Abschnitt 4.7.2 kurz beschrieben;

- nur 1998: Division der Ereigniszahlen in der unteren Detektorhälfte durch die Triggereffizienz (4.54).

Der *simulierte* Datensatz ist in [Gär:01] ausführlicher beschrieben. Hier seien nur die wichtigsten Eckpunkte hervorgehoben:

- Die Simulation der Detektorantworten erfolgte mit dem HERMES-Programmpaket GMC (*engl.* **G**EANT **M**ONTE-**C**ARLO, [GMC:95]). Die Geometrie entspricht noch der von 1997, enthält also noch den Schwellen-Čerenkov- anstelle des RICH-Detektors.

- Da die Simulation zunächst zwecks eines Vergleichs mit den 1997er-Daten erfolgte, wurden tiefinelastische Stöße am *Proton* simuliert. Der Wirkungsquerschnitt hierfür wurde durch die Parametrisierung von F_2^{p} nach [ALLM:97] und R nach [Whi:90] beschrieben.

- Die so generierten Daten sind auch zum Vergleich mit Deuterondaten geeignet, indem jedes der simulierten Ereignisse mit dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Proton und Deuteron gewichtet wird. Zur Beschreibung des Deuteronwirkungsquerschnitts bzw. der Strukturfunktion F_2^{d} wurde eine aus NMC-Daten bestimmte Funktion mit acht Parametern verwendet ([NMC:92, Brül:01], s. auch Abschnitt 5.5.1).

- Die zunächst rein tiefinelastischen Ereignisse in Ein-Photon-Näherung werden dann noch um radiative Anteile erweitert, von denen in Abschnitt 5.3 noch ausführlicher zu sprechen sein wird. Dies geschah wiederum durch Wichten der einzelnen Ereignisse mit den radiativen Wirkungsquerschnitten. Diese Methode hat den Nachteil, dass sie die rein radiativen Ereignisse, also v. a. elastische Streuung unter Emission eines Bremsstrahlungsphotons, nicht als inkohärenten Untergrund behandelt und somit zu einer inkorrekten Propagation statistischer Schwankungen führt. Für den hier durchgeführten *Profil*vergleich der Datenverteilungen aus Experiment und Simulation ist dies jedoch weitgehend unerheblich. Zur Berechnung der radiativen Wirkungsquerschnitte wurde das Programm POLRAD ([Aku:97]) herangezogen.

- Aus Gründen der Rechenzeit wurden nur rein *inklusive* Ereignisse, also nur die tiefinelastische Streuung des Elektrons, simuliert. Auf eine Beschreibung der Hadronisierung des getroffenen Quarks und des Targetüberbleibsels wurde verzichtet, da dies für die vorliegende Arbeit nicht notwendig ist. Auf diese Weise konnte die hohe Statistik von 118 Millionen Ereignissen generiert werden. Zum Vergleich der Experimentdaten mit der MONTE-CARLO-Simulation wurden beide Datensätze auf jeweils gleiche Gesamtzahl an Ereignissen normiert.

Alle im Folgenden gezeigten Vergleiche stammen von [Stö:00]. Die waagerechten gestrichelten Linien geben den Vertrauensbereich der Übereinstimmung zwischen Daten und MONTE-CARLO von 5 % an, der durch die Genauigkeit der Simulation, z. B. systematische Unsicherheiten der F_2^{d}-Parametrisierung, bedingt ist.

Vertexverteilungen

Abbildung 4.17 zeigt die Verteilung der Vertexposition gestreuter Elektronen, separat für die obere und untere Detektorhälfte (“TOP” bzw. “BOT”). An den Verteilungen lässt sich am besten der Effekt der in Abschnitt 4.7.2 erwähnten Fehlpositionierungskorrektur ablesen: Unterlässt man diese Korrektur, so sind die Verteilungen für die beiden Spektrometerhälften um etwa $1\,\mathrm{cm}$ gegeneinander verschoben. Wird dagegen die Korrektur angewandt, liegen die Maxima beider Verteilungen bei $z_{\mathrm{vertex}} = 0$, also wie erwartet am Punkt der höchsten Targetdichte in der Mitte der Speicherzelle. Erst hier stimmen die Daten auch mit den generierten Verteilungen überein, da in der MONTE-CARLO-Simulation eine perfekte Positionierung der Detektoren angenommen wird.

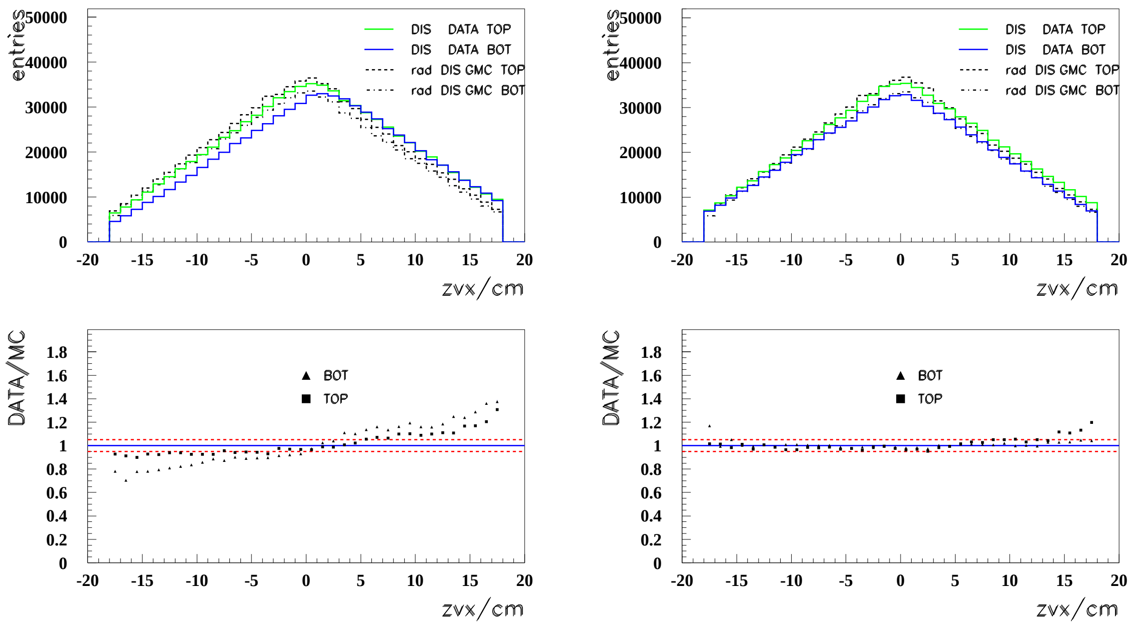


Abbildung 4.17: Verteilungen der axialen Vertexposition (“zvx”) im Jahr 1998 für obere (“TOP”) und untere (“BOT”) Detektorhälfte und Vergleich mit dem MONTE-CARLO (“rad DIS GMC”). Das jeweils untere Diagramm zeigt, wie auch in den folgenden Abbildungen 4.18–4.20, das Verhältnis der gemessenen zur simulierten Verteilung. Die Verteilungen auf der rechten Seite sind auf Fehlpositionierungen korrigiert, die auf der linken nicht ([Stö:00]).

Die Überhöhung der Daten der oberen Hälfte gegenüber der Simulation bei Vertexpositionen $z_{\mathrm{vertex}} \gtrsim 14\,\mathrm{cm}$ ist auf den TSF zurückzuführen (s. Abschnitt 4.7.3), da der dadurch verursachte Untergrund noch nicht abgezogen ist. Dies illustriert, dass die Ereigniszahlen aus dem hinteren noch analysierten Bereich der Zelle durch den TSF verfälscht sind und zur Asymmetriemessung die Korrektur (4.59) bzw. (4.60) angewandt werden muss.

Winkelverteilungen

Der Vergleich der Winkelverteilungen mit der Simulation in den Abbildungen 4.18 und 4.19 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung über fast den gesamten geometrischen Akzeptanzbereich, sind erst einmal die oben genannten Korrekturen auf die Ereigniszahlen angewandt. Dies ist insofern von Bedeutung, als in diese Verteilungen, anders als in die Vertexverteilungen in Abbildung 4.17, auch direkt die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, also die Dynamik des Streuprozesses eingeht. Somit sind diese Verteilungen auch ein Maß dafür, wie gut HERMES die bekannten spingemittelten Strukturfunktionen reproduziert.

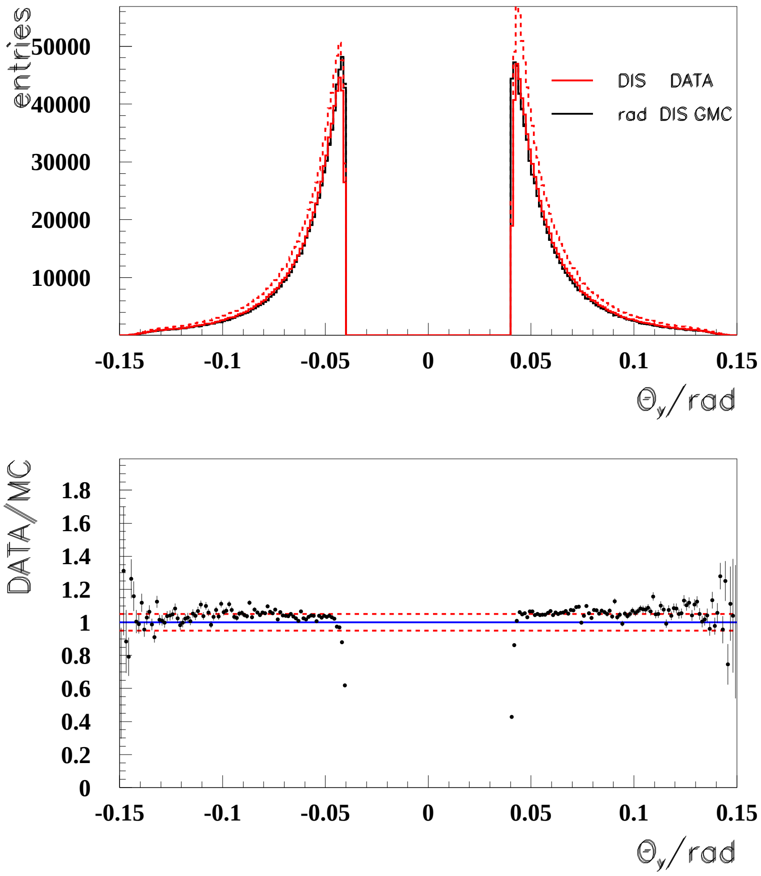


Abbildung 4.18: Verteilung bezüglich des Streuwinkels Θ_y in 1998 und Vergleich mit dem MONTE-CARLO ("rad DIS GMC") ([Stö:00]).

Das massive Abfallen des Daten- zu MONTE-CARLO-Verhältnisses an den inneren Akzeptanzgrenzen $\Theta_y \to \pm 40$ mrad reflektiert die endliche Auflösung der Winkelrekonstruktion, die in einer Simulation niemals exakt beschrieben werden kann.

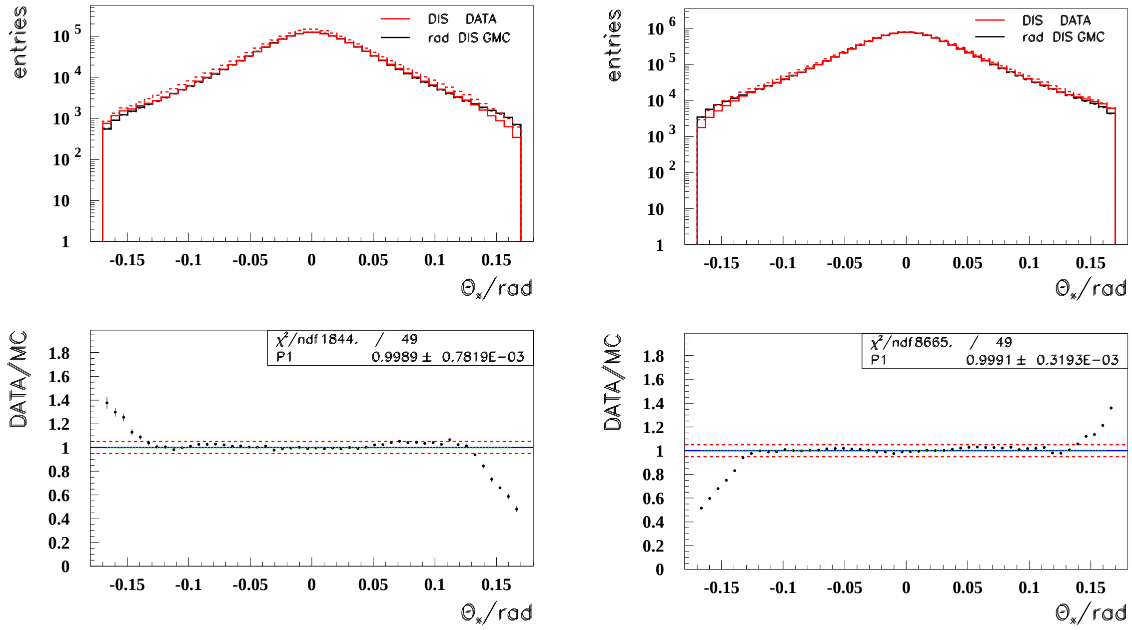


Abbildung 4.19: Verteilung bezüglich des Streuwinkels Θ_x und Vergleich mit dem MONTE-CARLO ("rad DIS GMC") für 1998 und 2000 ([Stö:00]).

In den Θ_x-Verteilungen fällt besonders der Überschuss bzw. das Fehlen von registrierten Ereignissen gegenüber den generierten Daten an den äußeren Rändern des Detektors $|\Theta_x| \gtrsim 150\,\mathrm{mrad}$ auf. Eine denkbare, allerdings bislang nicht überprüfte Erklärung könnte in Inhomogenitäten im äußeren Bereich des Spektrometermagnetfelds liegen. In der Tat überwiegt 1998 für $\Theta_x \to -170\,\mathrm{mrad}$ die gemessene Verteilung gegenüber der generierten und unterschreitet sie auf der gegenüberliegenden Seite, bei $\Theta_x \to 170\,\mathrm{mrad}$. Im Jahr 2000, als die Ladung des Strahlteilchens und damit auch die Ablenkungsrichtung im Magneten gegenüber 1998 umgekehrt war, geht auch der beobachtete Θ_x-Effekt gerade in die andere Richtung, wie man an den Daten-MONTE-CARLO-Vergleichen für die beiden Zeiträume in Abbildung 4.19 sieht. Weiterhin verschwindet der Effekt, wenn man den Impulsschnitt von $2{,}4$ auf $4\,\mathrm{GeV}$ anhebt, also die langsamsten und dadurch am stärksten abgelenkten Teilchen aus dem Datensatz herausnimmt.

Zur Messung von Spinasymmetrien, in denen sich die Akzeptanz in führender Ordnung weghebt, sind solche Randeffekte, sowohl diejenigen bei kleinen Θ_y als auch bei großen Θ_x, aber weitgehend unbedenklich.

Impulsverteilung

Auch die Impulsverteilung stimmt gut mit den simulierten Daten überein, wie in Abbildung 4.20 zu sehen ist. Die Abweichungen des Verhältnisses von eins sind teils statistischer Natur, teils auch durch die in der Simulation gewählten Parametrisierungen von F_2 bedingt. Sie liegen jedoch alle innerhalb des als Vertrauensgrenze der generierten Daten anzusehenden 5-%-Bereichs.

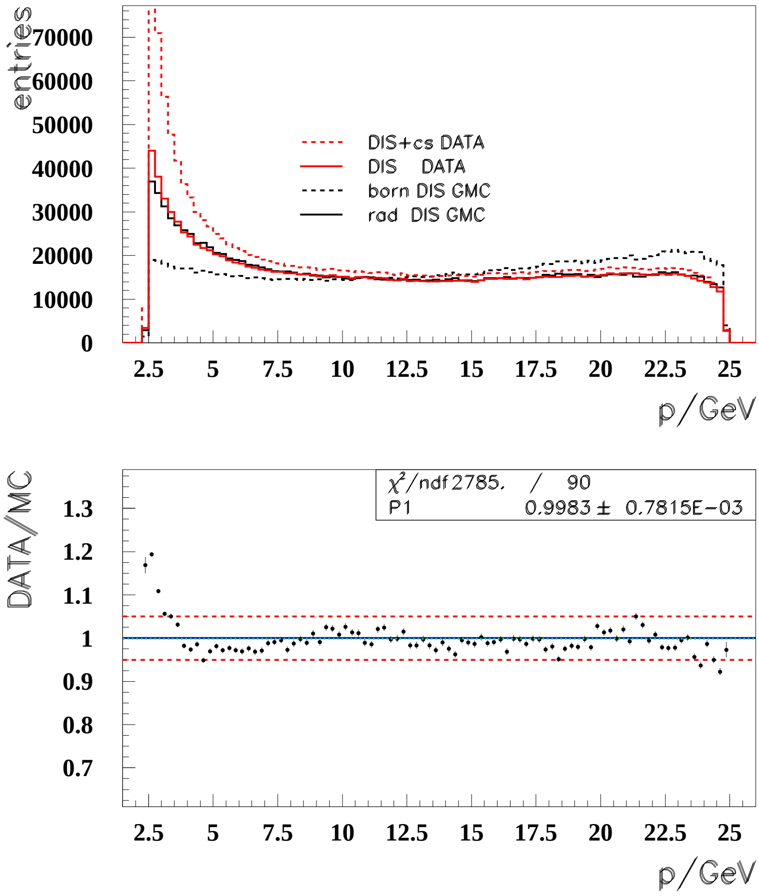


Abbildung 4.20: Impulsverteilung in 1998 und Vergleich mit dem MONTE-CARLO ("rad DIS GMC"). Die Kurve "DIS+cs DATA" steht für das vollständige, lediglich auf Erkennungseffizienz und Hadronkontamination korrigierte Elektronensemble, während in der Verteilung "DIS DATA" auch ladungssymmetrischer Untergrund nach (4.47) abgezogen wurde ([Stö:00]).

Bei Impulsen unterhalb von etwa 5 GeV allerdings steigt das Verhältnis der gemessenen zur generierten Verteilung steil an, wie im unteren Teil der Abbildung zu sehen. Dies liegt daran, dass hier zwar die übliche Untergrundsubtraktion (4.47), nicht aber die

Korrektur für die zusätzlichen, durch den TSF induzierten Ereignisse durchgeführt wurde. Der Überschuss an Experimentdaten gegenüber dem MONTE-CARLO beträgt beim niedrigsten Impuls von $2{,}4\ \mathrm{GeV}$ fast $20\ \%$. Dies zeigt einmal mehr, dass zur Analyse der 1998er-Daten bei kleinen Impulsen bzw. x die Ereigniszahlen in der oberen Spektrometerhälfte unbedingt mit der Korrekturfunktion (4.60), die bei kleinstem x etwa $0{,}65$ beträgt, berichtigt werden müssen.

Zusammenfassend sei noch einmal darauf hingewiesen, dass es sich bei den Daten-MONTE-CARLO-Vergleichen nur um *Profil*vergleiche handelt. Bei solchen Vergleichen kann, nach Normierung der simulierten Daten auf die gemessenen Ereigniszahlen, die Übereinstimmung der funktionalen Abhängigkeit von verschiedenen Variablen untersucht werden. Dagegen ist eine absolute Normierung der HERMES-Daten nur mit unbefriedigender Präzision möglich, da das Experiment auf die Messung von Spinasymmetrien bzw. Strukturfunktionsverhältnissen ausgerichtet und optimiert ist. Die einschränkenden Faktoren sind hier die durch die Eisenplatte und das Strahlrohr nach innen begrenzten Akzeptanzen des Spektrometers und v. a. des Luminositätsmonitors ([Els:01], s. auch Abschnitt 3.3).

Die Profilvergleiche dienen hauptsächlich der Konsistenzüberprüfung und einem ersten Test der Daten und der anzuwendenden Korrekturen. Die Daten-MONTE-CARLO-Vergleiche trugen wesentlich zum Verständnis des TSF-Untergrunds in den 1998er-Daten bei, wenngleich die Korrekturfunktion letztlich direkt aus den Messdaten, d. h. ohne Verwendung einer Simulation, konstruiert wurde (vgl. Abschnitt 4.7.3).

Als Beispiele wurden hier die Verteilungen bezüglich der Vertexposition, der Streuwinkel und des Impulses gezeigt. Darüber hinaus wurden die aus den detektorgeometrisch relevanten Winkeln Θ_x und Θ_y nach (3.6) abgeleiteten Winkel Θ und φ sowie die aus p und Θ berechneten LORENTZ-Invarianten x, Q^2 und W^2 untersucht ([Stö:00]). Im Rahmen der Genauigkeit der MONTE-CARLO-Simulation wurden keine signifikanten Probleme in den Daten gefunden. Der zur Verfügung stehende Datensatz ist damit hinreichend gut untersucht und charakterisiert, um als Grundlage für die Asymmetriemessungen zu fungieren, die Gegenstand des folgenden Kapitels sind.

5 Asymmetriemessung und Extraktion der Spinstrukturfunktion g_1^{d}

> BOHR You remember when Goudsmit and Uhlenbeck did spin?
> HEISENBERG There's one last variable in the quantum state of the atom that no one can make sense of. The last hurdle...
> BOHR And these two crazy Dutchmen go back to a ridiculous idea that electrons can spin in different ways.
> (...)
> HEISENBERG Oh, those years! Those amazing years! Those three short years!
>
> Michael Frayn, *Copenhagen*

In Kapitel 4 wurden die Selektion der Rohdaten sowie wichtige Korrekturen vorgestellt und damit der Datensatz vorbereitet und festgelegt, auf dem die Extraktion der physikalisch interessanten Größen beruht, die in diesem Kapitel behandelt wird. Dies ist zunächst die Spinasymmetrie des tiefinelastischen Streuquerschnitts, die direkt aus den Ereigniszahlen und den relativen Luminositäten bestimmt wird (Abschnitt 5.1). Auf diese müssen dann die im vorigen Kapitel hergeleiteten Untergrundkorrekturen in geeigneter Weise übertragen werden, was Gegenstand des Abschnitts 5.2 ist. Der darauf folgende Abschnitt erläutert die Behandlung reeller und virtueller radiativer Beiträge zum Wirkungsquerschnitt bzw. zur Asymmetrie. Schließlich sollen in Abschnitt 5.4 einige Stabilitätsstudien gezeigt werden. In Abschnitt 5.5 wird das Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ aus dem Ein-Photon-Anteil der Streuquerschnittsasymmetrie bestimmt und daraus die eigentliche Spinstrukturfunktion g_1^{d} extrahiert. Insbesondere enthält Abschnitt 5.5.4 eine detaillierte Zusammenstellung der Beiträge zur systematischen Unsicherheit der Messung.

Da die beiden analysierten Datensätze erstens über sehr unterschiedliche *statistische* Präzision verfügen, zweitens auch vom Standpunkt *systematischer* Unsicherheiten her nicht äquivalent sind, werden alle Schritte jeweils separat für 1998 und 2000 durchgeführt. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der Resultate auf allen Analyseebenen. Die Zusammenfassung aller untersuchten Daten zu einem Gesamtresultat ist dann Gegenstand von Abschnitt 5.6. Auf diesen folgen noch einige Bemerkungen zur Extraktion der Spinstrukturfunktion g_1^{n} des Neutrons aus diesen Daten.

5.1 Bestimmung der Streuquerschnittsasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$

Die Spinrichtung des HERMES-Targets wird, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, bei fester Strahlhelizität etwa einmal pro Minute umgeschaltet. Die Ereignisse können so für jeden Spinzustand getrennt gezählt und aus den so erhaltenen Summen die gewünschte Streuquerschnittsasymmetrie gebildet werden. Die schnell aufeinander folgenden Wechsel des Spinzustands dienen der Minimierung systematischer Unsicherheiten: Änderungen in den experimentellen Bedingungen wie z. B. der Targetdichte spielen sich typischerweise auf wesentlich längeren Zeitskalen ab und können so die Asymmetriemessung nicht verfälschen. Andrerseits verbieten sich häufigere Wechsel des Targetspinzustands, weil bei jedem Umschalten für etwa eine Sekunde der Zustand unbestimmt ist und diese Daten in der Analyse verworfen werden müssen.

Die beiden Spinzustände seien im Folgenden mit den Symbolen "$\uparrow\Uparrow$" und "$\uparrow\Downarrow$" für parallele bzw. antiparallele Orientierung von Strahl- und Targetspin bezeichnet. Mit den auf S. 84 eingeführten Indices ist also $N_{\mathrm{cand(cs)}}^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)}$ die Zahl der Kandidaten für tiefinelastisch gestreute Teilchen bzw. der ladungssymmetrischen Ereignisse bei paralleler bzw. antiparalleler Spinstellung der Stoßpartner. Die nach (4.44) um ladungssymmetrischen Untergrund bereinigten Ereigniszahlen heißen entsprechend $N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)}$.

Da die Messgröße eine Asymmetrie der *Wirkungsquerschnitte*, also der luminositätsnormierten Ereignisraten N_{DIS}/L, ist, muss auch die Luminosität über die Zeiträume verschiedener Spinausrichtung separat integriert werden:

$$L^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)} = \int\limits_{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)} \mathrm{d}t\ \mathcal{L}(t)\ \tau(t) = \sum_{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)} \Delta t_{\mathrm{Burst}}\ \mathcal{L}_{\mathrm{Burst}}\ \tau_{\mathrm{Burst}}\ . \tag{5.1}$$

Die Integration wird hierbei als Summation über alle Bursts mit entsprechendem Spinzustand ausgeführt, deren Länge $\Delta t \approx 10$ s ist. Die Zahl tiefinelastischer Ereignisse pro Burst muss noch bezüglich der Totzeit des Triggers nach oben korrigiert werden. Der Korrekturfaktor τ wird ebenfalls pro Burst aus der Zahl der ausgelösten und der tatsächlich vollständig akzeptierten Trigger ermittelt und als Wichtungsfaktor in die Luminositätsintegration (5.1) absorbiert. Im Mittel ist $\tau \approx 0{,}97$, wobei 2000 durch die kleinere Targetzelle und die damit verbundenen höheren Ereignisraten die Totzeit etwas größer war als 1998. Die Totzeit des Koinzidenztriggers für den Luminositätsmonitor ist bei den bei HERMES üblichen Raten verschwindend klein, weswegen die MØLLER- bzw. BHABHA- und Annihilationsraten selbst keiner Korrektur bedürfen.

In (5.1) genügt es, für $\mathcal{L}$ die geglätteten Koinzidenzraten direkt zu verwenden (s. Abschnitt 4.4), weil eine absolute Normierung für eine Asymmetriemessung nicht erforderlich ist. Der Luminositätsmonitor, der nicht in eine obere und untere Hälfte aufgeteilt, sondern vielmehr links und rechts des Strahlrohrs zwischen den beiden Hälften des Kalorimeters montiert ist, misst die Luminosität global für das gesamte Experiment. Dennoch müssen, da die Asymmetriemessung für jede Detektorhälfte getrennt durchgeführt wird, auch $L^{\uparrow\Uparrow}$ und $L^{\uparrow\Downarrow}$ für jede dieser Messungen separat berechnet werden, in dem Sinne, dass in der Zeitintegration (5.1) nur diejenigen Bursts, in denen die jeweils betrachtete Hälfte vollständig und zuverlässig funktionsfähig war, berücksichtigt werden. Nur so ist auch für Zeiträume, in denen die Daten einer Hälfte aufgrund der Datenqualitätskriterien verworfen werden müssen, die der anderen jedoch verwendbar sind, eine korrekte Normierung der Ereigniszahlen gegeben.

Um die zu messende Asymmetrie auf die ebenfalls pro Burst gemessenen, i. Allg. zeitabhängigen Polarisationsgrade von Strahl und Target zu korrigieren, führt man noch die polarisationsgewichteten integrierten Luminositäten

$$L_P^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)} = \int\limits_{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)} \mathrm{d}t\, \mathcal{L}(t)\, \tau(t)\, \left|P_{\mathrm{b}}(t)P_{\mathrm{t}}(t)\right| = \sum_{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)} \Delta t_{\mathrm{Burst}}\, \mathcal{L}_{\mathrm{Burst}}\, \tau_{\mathrm{Burst}}\, \left|P_{\mathrm{b}}P_{\mathrm{t}}\right|_{\mathrm{Burst}} \tag{5.2}$$

ein.

Die integrierten totzeitgewichteten Luminositäten (5.1) und (5.2) der Datennahmejahre 1998 und 2000 sind in Tabelle A.11 (Anhang, S. 173) zusammengestellt. Die (spinsummierten) Ereigniszahlen sind, wie bereits im Zusammenhang mit den Datenselektionskriterien in Abschnitt 4.6 erwähnt, in den Tabellen A.6–A.9 aufgelistet.

Die Spinasymmetrie im tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich für jede Detektorhälfte zu

$$\begin{aligned} A_{||}^{\mathrm{d}} &= \frac{N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Downarrow} L^{\uparrow\Uparrow} - N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Uparrow} L^{\uparrow\Downarrow}}{N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Downarrow} L_P^{\uparrow\Uparrow} + N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Uparrow} L_P^{\uparrow\Downarrow}} = \\ &= \frac{(N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Downarrow} - N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Downarrow}) L^{\uparrow\Uparrow} - (N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Uparrow} - N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Uparrow}) L^{\uparrow\Downarrow}}{(N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Downarrow} - N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Downarrow}) L_P^{\uparrow\Uparrow} + (N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Uparrow} - N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Uparrow}) L_P^{\uparrow\Downarrow}}\,. \end{aligned} \tag{5.3}$$

Dieser Ausdruck enthält bereits in natürlicher Weise die Korrektur auf ladungssymmetrischen Untergrund (4.44). Die Korrekturen der weiteren in den Abschnitten 4.7.1 und 4.7.3 vorgestellten Untergrundbeiträge werden im folgenden Abschnitt behandelt. Der statistische Fehler für $A_{||}^{\mathrm{d}}$ muss mittels Fortpflanzung der Einzelfehler aller vier Ereigniszahlen $N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Uparrow}$, $N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Downarrow}$, $N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Uparrow}$ und $N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Downarrow}$ analog zu (4.45) berechnet werden:

$$\begin{aligned} \Delta A_{||}^{\mathrm{d}} &= \frac{L^{\uparrow\Downarrow} L_P^{\uparrow\Uparrow} + L_P^{\uparrow\Downarrow} L^{\uparrow\Uparrow}}{[(N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Downarrow} - N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Downarrow}) L_P^{\uparrow\Uparrow} + (N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Uparrow} - N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Uparrow}) L_P^{\uparrow\Downarrow}]^2}\,\cdot \\ &\quad \cdot \sqrt{(N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Downarrow} - N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Downarrow})^2 (N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Uparrow} + N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Uparrow}) + (N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Uparrow} - N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Uparrow})^2 (N_{\mathrm{cand}}^{\uparrow\Downarrow} + N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Downarrow})} = \\ &= \frac{L^{\uparrow\Downarrow} L_P^{\uparrow\Uparrow} + L_P^{\uparrow\Downarrow} L^{\uparrow\Uparrow}}{(N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Downarrow} L_P^{\uparrow\Uparrow} + N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Uparrow} L_P^{\uparrow\Downarrow})^2} \sqrt{{N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Downarrow}}^2 (N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Uparrow} + 2N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Uparrow}) + {N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Uparrow}}^2 (N_{\mathrm{DIS}}^{\uparrow\Downarrow} + 2N_{\mathrm{cs}}^{\uparrow\Downarrow})}\,. \end{aligned} \tag{5.4}$$

Aus den in dieser Weise *pro Spektrometerhälfte* bestimmten Asymmetrien wird dann das übliche fehlergewichtete Mittel berechnet. Dies hat gegenüber der Berechnung einer Asymmetrie über die Daten beider Hälften zusammen den Vorteil, dass sich Akzeptanz- und Effizienzeffekte in der Asymmetrie innerhalb *eines* Detektors wegheben. Für die nachträglich gemittelte Asymmetrie ist dann keine Akzeptanzkorrektur mehr nötig. Dies ist von Bedeutung, falls sich die Akzeptanzen in den beiden Detektoren unterscheiden, was bei HERMES aufgrund der meist leicht asymmetrischen Strahllage der Fall sein kann.

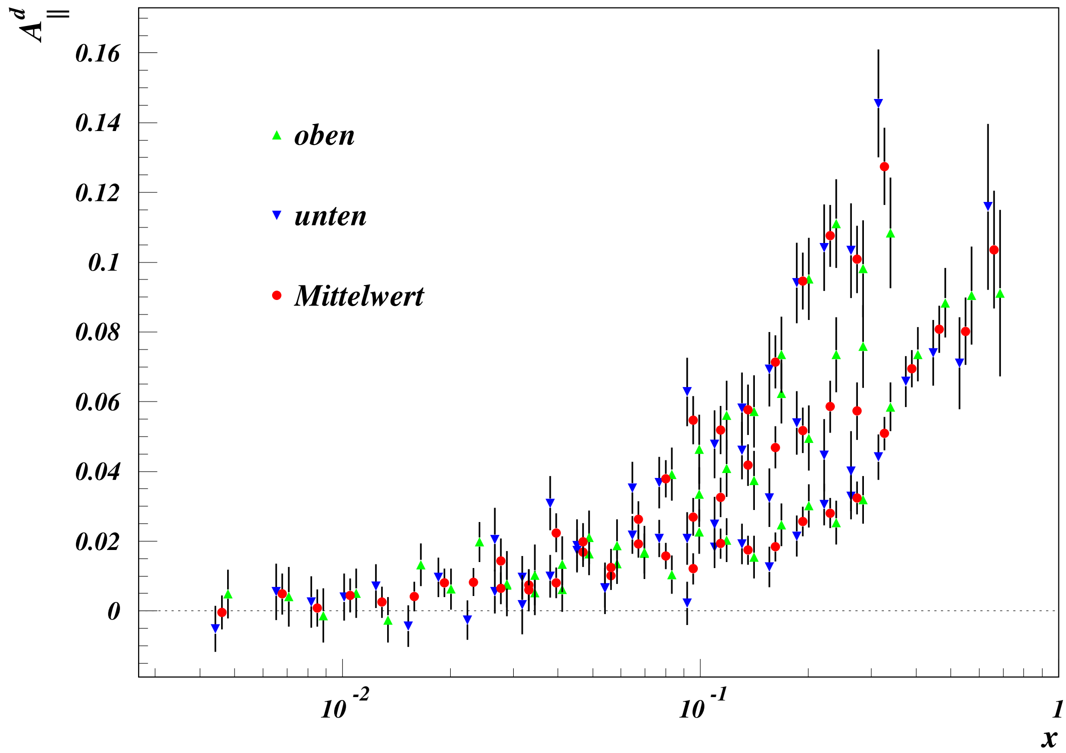


Abbildung 5.1: Tiefinelastische Streuquerschnittsasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ im Datennahmejahr 2000 für die beiden Detektorhälften sowie darüber gemittelt. Da $A_{||}^{\mathrm{d}}(x)$ nach (2.32) ungefähr mit $D \approx y$ skaliert, ergeben sich gemäß der y-Unterteilung der einzelnen x-Intervalle (Abbildung 4.11) bis zu drei "Äste". In dieser und den folgenden Abbildungen sind die Abszissenwerte x der Übersichtlichkeit halber etwas gegeneinander verschoben.

In Abbildung 5.1 sind am Beispiel der 2000er-Daten die Streuquerschnittsasymmetrie (5.3) für den oberen und unteren Detektor sowie deren Mittelwert dargestellt. Man erkennt die starke Abhängigkeit von $A_{||}^{\mathrm{d}}$ sowohl von x als auch von y. Die letztere ist dadurch bedingt, dass niederenergetische virtuelle Photonen nur einen kleinen Bruchteil D (2.31) der Strahlpolarisation übernehmen. Da der Depolarisationsfaktor näherungsweise proportional zur Photonenergie ist, wächst $A_{\|}^{\mathrm{d}}$ bei festem x ungefähr linear mit y. Ferner sieht man, dass bei kleinem x die Asymmetrie fast null wird. Dies ist im Zusammenhang mit dem in Abschnitt 5.3 noch zu besprechenden radiativen Untergrund zu sehen, der in diesem Bereich eine starke "Verdünnung" bewirkt. Tatsächlich ist $A_{\|}^{\mathrm{d}}$ auch nach Reduktion auf den Ein-Photon-Beitrag in diesem Bereich klein, nimmt allerdings für $x \lesssim 0{,}025$ auch negative Werte an, was auf die negative Neutronasymmetrie $A_{\|}^{\mathrm{n}}$ (s. z. B. [HER:97]) zurückzuführen ist. Hin zu großem x steigt die Asymmetrie an, allerdings nur etwa halb so weit wie die des Protons (z. B. [HER:98b]), weil auch in diesem Bereich $A_{\|}^{\mathrm{n}}$ noch leicht negativ ist.

Die über die Detektorhälften gemittelten Asymmetrien für 1998 und 2000 sind in den Tabellen A.12 und A.13 (Anhang, S. 174 f.) zusammengetragen.

Abschließend sei noch erwähnt, dass es zu der hier besprochenen Methode zur Asymmetriebestimmung auch Alternativen gibt, die v. a. bei komplizierteren, z. B. zeitabhängigen Effizienz- oder Akzeptanzverhältnissen sinnvoll sein können ([Gag:00]). Durch solche Effekte bedingte systematische Unsicherheiten werden jedoch bei HERMES bereits durch den schnellen Wechsel des Targetspinzustands, der einer quasi gleichzeitigen Messung beider Zustände gleichkommt, sowie durch die in dieser Arbeit vorgenommene getrennte Auswertung der beiden Spektrometerhälften minimiert. Ein alternativer, von [Gag:98] vorgeschlagener Extraktionsansatz, der die Idee einer Aufspaltung der gesamten normierten Ereigniszahl $N/L = \sigma_{\mathrm{unpol}} + P_{\mathrm{b}} P_{\mathrm{t}} \sigma_{\mathrm{pol}}$ in unpolarisierten und spinabhängigen Wirkungsquerschnitt σ_{unpol} bzw. σ_{pol} durch Geradenanpassung bezüglich der effektiven Polarisation $P_{\mathrm{b}} P_{\mathrm{t}}$ verfolgt, wird zurzeit an den HERMES-Daten getestet ([Nag:02]).

5.2 Untergrundkorrektur der Asymmetrie

Neben dem ladungssymmetrischen Untergrund, der bereits bei der Asymmetriebildung (5.3) statistisch pro (x, y)-Zelle von den Ereignisraten abgezogen wurde, ist nun noch der Untergrund durch als Leptonen fehlidentifizierte Hadronen adäquat zu behandeln. Um eine Vorstellung davon zu bekommen, wie stark dieser Untergrund die Asymmetriemessung verfälscht, wurde versuchsweise der übliche Teilchenidentifikationsschnitt PID > 1 (4.26, 4.36) zu einer sehr restriktiven Hadronselektion umgekehrt,

$$\mathrm{PID} \overset{!}{<} -2\,, \tag{5.5}$$

die ein Hadronensemble mit praktisch verschwindender Elektronkontamination erzeugt (vgl. Abbildung 4.8), wobei der Statistikverlust durch den scharfen Schnitt für diese Studie ohne Bedeutung ist. Dann wird in jedem Ereignis, ganz analog zur üblichen Analyseprozedur, das energiereichste der identifizierten *Hadronen* ausgewählt. Die Kinematik eines solchen "pseudo-tiefinelastischen" Ereignisses wird dabei stets unter der – wissentlich falschen! – Annahme, es handle sich bei dem Teilchen um ein Elektron, berechnet, weil gerade solche Fehlidentifikationen simuliert und studiert werden sollen. Aus dem so konstruierten Untergrunddatensatz kann nun die zugehörige Asymmetrie

$$A_h = \frac{N_h^{\uparrow\Downarrow} L^{\uparrow\Uparrow} - N_h^{\uparrow\Uparrow} L^{\uparrow\Downarrow}}{N_h^{\uparrow\Downarrow} L_P^{\uparrow\Uparrow} + N_h^{\uparrow\Uparrow} L_P^{\uparrow\Downarrow}} \tag{5.6}$$

separat für beide Ladungen (“cand” und “cs”) bestimmt werden.

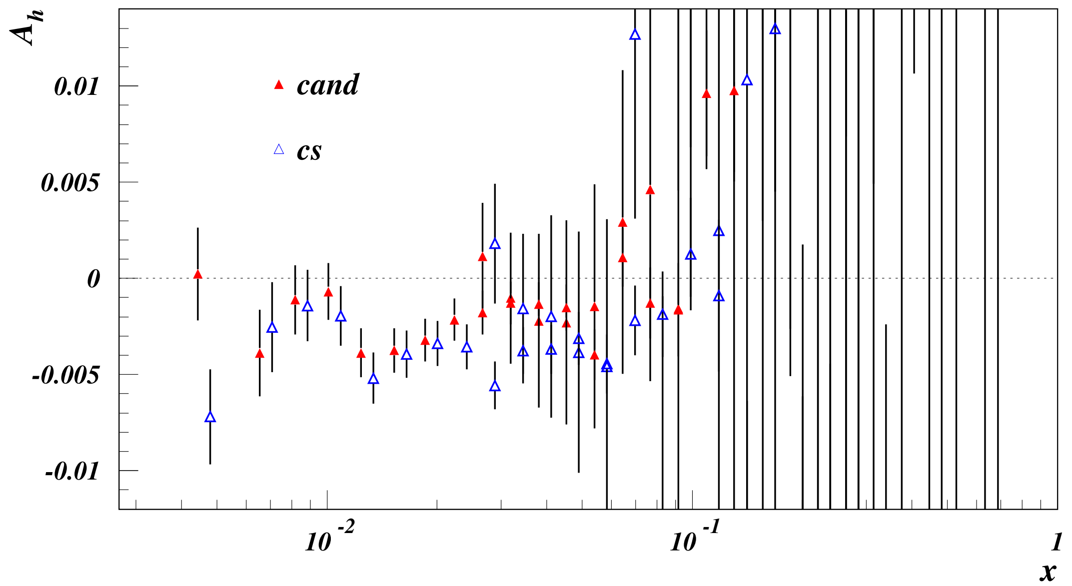


Abbildung 5.2: “Inklusive Hadronasymmetrien” als Funktion von x, berechnet aus den 2000er-Daten.

Die auf diese Weise für das Datennahmejahr 2000 phänomenologisch bestimmten Untergrundasymmetrien sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Man erkennt, dass bei kleinem x die Asymmetrien zwar klein, aber nicht null sind, es sich also nicht um rein unpolarisierten Untergrund handelt. Da auch die Signalasymmetrie (s. Abbildung 5.1) in diesem Bereich nahe null liegt, dürfen diese Untergrundbeiträge also nicht vernachlässigt werden. Bei großem x dagegen ist mangels Statistik keine Aussage über die Falschasymmetrien mehr möglich, die jedoch hier auch unerheblich sind: Bei dieser Kinematik ist die Elektronidentifizierung sehr zuverlässig und die Hadronkontamination daher verschwindend. Im ladungssymmetrischen Ensemble sind hier ohnehin keine Leptonen mehr vorhanden, die durch Untergrund kontaminiert sein könnten (vgl. auch Abbildung 4.10).

Die signifikant von null verschiedene Asymmetrie bei kleinem x steht im Einklang mit der erst kürzlich bei HERMES beobachteten Doppelspinasymmetrie in exklusiver ρ^0-Produktion ([HER:01b]), die für ein Deuterontarget bei kleinsten Impulsen der Zerfallspionen in der Tat leicht negativ wird ([Lip:02a, Lip:02b]).

Um den Einfluss dieser Falschasymmetrien auf die gemessene tiefinelastische Asymmetrie zu quantifizieren, ist noch eine Wichtung mit dem Gesamtbeitrag fehlidentifizierter Hadronen nötig, der durch die in Abschnitt 4.5.3 ermittelten Hadronkontaminationen h_{cand} und h_{cs} gegeben ist, wobei hier auch die in Abbildung 4.10 nicht gezeigte starke y-Abhängigkeit zu berücksichtigen ist. In (4.27) wurde h eingeführt als der Anteil fehlidentifizierter Hadronen am *gesamten Leptonensemble der jeweiligen Ladung* N_{cand} bzw. N_{cs}. Nachdem jedoch die Streuquerschnittsasymmetrie (5.3) bereits auf ladungssymmetrischen Untergrund korrigiert, also auf $N_{\mathrm{DIS}} = N_{\mathrm{cand}} - N_{\mathrm{cs}}$ normiert ist, ist es zweckmäßig, auch *beide* Kontaminationen h_{cand} und h_{cs} auf das tiefinelastische Ensemble N_{DIS} zu beziehen. Mit den in (4.46) und (4.48) definierten Bezeichnungen erfolgt diese Umnormierung durch

$$\tilde{h}_{\mathrm{cand}} = h_{\mathrm{cand}} \frac{1}{1 - r_\epsilon R_{\mathrm{cs}}}\,, \tag{5.7}$$

$$\tilde{h}_{\mathrm{cs}} = h_{\mathrm{cs}} \frac{r_\epsilon R_{\mathrm{cs}}}{1 - r_\epsilon R_{\mathrm{cs}}}\,. \tag{5.8}$$

Die Korrekturvorschrift für $A_{||}^{\mathrm{d}}$ bestimmt sich durch Einsetzen der Korrektur für die Ereigniszahlen (4.47) in die Asymmetrieformel (5.3). Man findet schließlich

$$A_{||}^{\mathrm{d}} \mapsto \frac{A_{||}^{\mathrm{d}} - \tilde{h}_{\mathrm{cand}} A_{h_{\mathrm{cand}}} + r_\epsilon R_{\mathrm{cs}}\, \tilde{h}_{\mathrm{cs}}\, A_{h_{\mathrm{cs}}}}{1 - \tilde{h}_{\mathrm{cand}} + r_\epsilon R_{\mathrm{cs}}\, \tilde{h}_{\mathrm{cs}}}\,. \tag{5.9}$$

Im Falle vollständig spinunabhängigen Untergrunds $A_{h_{\mathrm{cand}}} = A_{h_{\mathrm{cs}}} = 0$ geht dies in eine gewöhnliche "Verdünnungskorrektur" über. Umgekehrt wird (5.9) zur Einheitsabbildung, wenn die Spinasymmetrien des Untergrunds $A_{h_{\mathrm{cand(cs)}}}$ und des Signals $A_{||}^{\mathrm{d}}$ genau gleich sind ([Gut:99]). Der statistische Fehler der Asymmetrie (5.4) wird konservativ um den Nenner in (5.9) vergrößert:

$$\Delta A_{||}^{\mathrm{d}} \mapsto \frac{\Delta A_{||}^{\mathrm{d}}}{1 - \tilde{h}_{\mathrm{cand}} + r_\epsilon R_{\mathrm{cs}}\, \tilde{h}_{\mathrm{cs}}}\,. \tag{5.10}$$

In Abbildung 5.3 ist für die 2000er-Daten $A_{||}^{\mathrm{d}}$ pro (x, y)-Intervall vor und nach Anwendung der Korrektur (5.9) und (5.10) gezeigt. Da der Effekt nur sehr klein ist – die Asymmetrie ändert sich durchgehend um weniger als $0{,}5\ \%$ – und es sich letztlich nur um eine Abschätzung handelt, wird die Korrektur auf die eigentlichen Messwerte nicht angewandt, sondern vielmehr der Effekt in vollem Umfang der systematischen Unsicherheit zugerechnet. Dies wird in Abschnitt 5.5.4 wieder aufgegriffen werden.

Die bis hierher beschriebene Untergrundkorrektur bzw. der damit zusammenhängende Beitrag zur systematischen Unsicherheit betrifft sowohl die 1998er- als auch die 2000er-Daten, wobei die Kontaminationen und Effizienzen sowie die verwendeten Hadronasymmetrien aus dem jeweiligen Datensatz selbst extrahiert wurden. Die Vorgehensweise ist für beide vollkommen analog, und auch die Resultate stimmen nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ weitgehend überein.

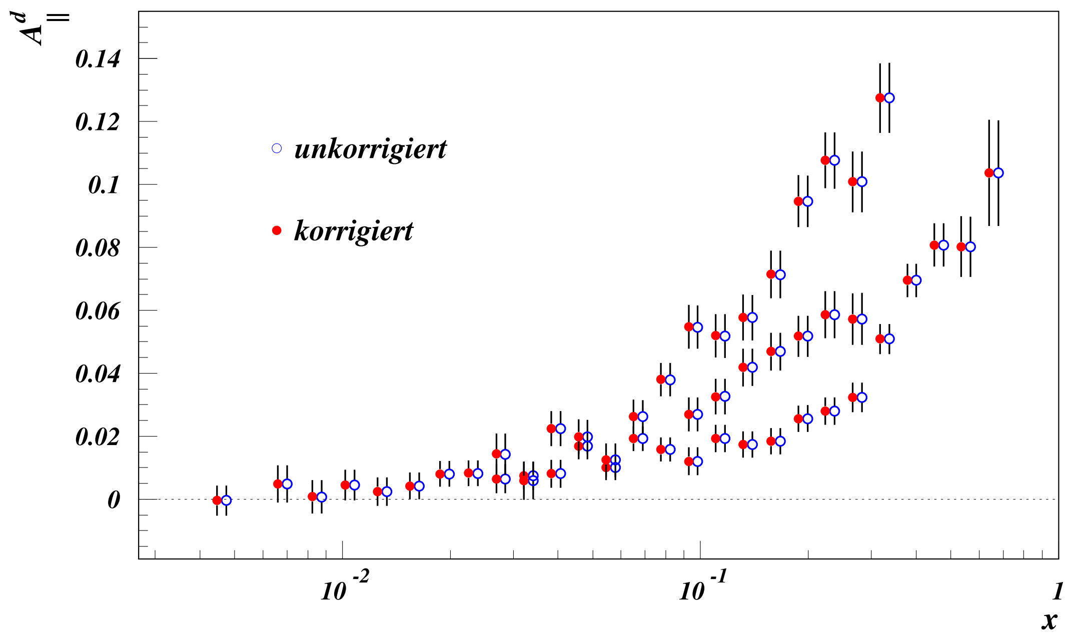


Abbildung 5.3: Effekt der hadronischen Korrektur auf $A_{||}^{\mathrm{d}}$ am Beispiel der 2000er-Daten.

Die 1998er-Daten der oberen Detektorhälfte müssen noch zusätzlich auf durch den in Abschnitt 4.7.3 besprochenen TSF verursachten Untergrund korrigiert werden. Da es sich hierbei um einen vollkommen spin*un*abhängigen Untergrundbeitrag handelt, ist die aus dem Daten-Daten-Vergleich (4.58) gewonnene Korrekturfunktion (4.59) bzw. (4.60) als "Verdünnungsfaktor" auf die inklusive Asymmetrie wie auch auf deren statistischen Fehler anzuwenden:

$$A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{oben}} \mapsto \frac{A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{oben}}}{C_{\mathrm{tsf}}}, \qquad \Delta A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{oben}} \mapsto \frac{\Delta A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{oben}}}{C_{\mathrm{tsf}}}. \tag{5.11}$$

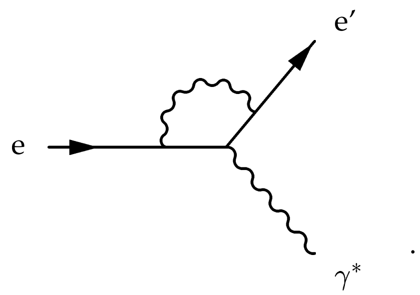
Wie schon erwähnt, wird diese Korrektur auf die ersten acht x-Intervalle, also auf $x < 0{,}0253$, beschränkt. Aufgrund der rein datengestützten Korrekturmethode, in die ferner explizit die Annahme einging, dass die untere Detektorhälfte vom TSF nicht betroffen ist, muss diese Korrektur mit einer relativ großen systematischen Unsicherheit versehen werden. Die Abschätzung dieser Unsicherheit wird in Abschnitt 5.5.4 gemeinsam mit allen anderen Beiträgen behandelt.

5.3 Strahlungskorrekturen und Extraktion der Ein-Photon-Asymmetrie

Die gemessenen tiefinelastischen Wirkungsquerschnitte setzen sich zusammen aus dem in Abbildung 2.1 gezeigten Ein-Photon-Austausch zwischen Strahllepton und Targetnukleon sowie höheren Termen der QED-Störungsreihe, bei denen weitere Photonen an das ein- und auslaufende Lepton koppeln. Diese Anteile sind gemäß der Zahl auftretender Photonen um Potenzen von $\alpha \simeq 1/137$ unterdrückt, die niedrigsten nicht-führenden Terme mit *einem* zusätzlichen Photon haben aber durchaus, insbesondere bei kleinem x, einen schwer wiegenden Einfluss auf die Interpretation der Daten. Da sie stark von der Energie des ausgetauschten Photons $\nu = yE$ und somit indirekt auch von der Strahlenergie abhängen, würden diese Beiträge einen Vergleich der Resultate verschiedener Experimente, etwa von HERMES ($E = 27{,}6$ GeV) und SMC ($E = 190$ GeV), unmöglich machen. Daher ist es üblich, aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt bzw. dessen Spinasymmetrie den führenden Anteil, also das Ein-Photon- oder BORN-Signal σ^{Born} bzw. $A_{\parallel}^{\mathrm{Born}}$ zu extrahieren. Nur hierfür ist auch die Zerlegung des Wirkungsquerschnitts in leptonischen und hadronischen Anteil (2.11) und die Parametrisierung des letzteren nach Strukturfunktionen in der Form (2.17) streng gültig. Die Mehr-Photon-Beiträge beinhalten keine über die BORNsche Näherung hinausgehende Information über die Hadronstruktur. Gerade dies macht eine Entfaltung des gemessenen Signals nach BORN- und höheren Anteilen im Rahmen der so genannten *Strahlungskorrekturen* möglich: Die höheren Anteile in der Störungsreihe spielen sich am Leptonvertex ab bzw. koppeln nur an die Gesamtladung des Targetkerns, so dass ihre Amplituden quantenelektrodynamisch berechenbar sind.

Grundsätzlich werden die radiativen Beiträge wie folgt klassifiziert ([PeSc:95]):

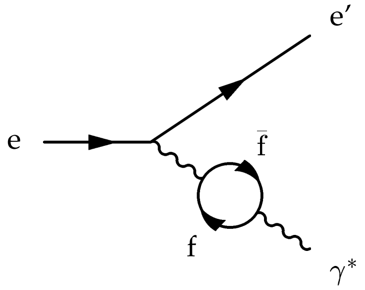
- *Virtuelle* bzw. infrarot-divergente Korrekturen:
  Hierunter versteht man zunächst Terme mit einem zusätzlichen *virtuellen* Photon. Dies ist einmal die Emission und Reabsorption eines Photons durch das Lepton, wobei zwischen beiden Vorgängen das "tiefinelastische" Photon ausgesandt wird:



(5.12)

  Dieser Term führt dazu, dass aus der Energie des auslaufenden Elektrons E' die Photonenergie mit $\nu = (E - E')$ falsch bestimmt wird, weil das Elektron zum Zeitpunkt der Emission bereits über das "Schleifenphoton" Energie verloren hat. Man spricht bei diesem Graphen auch von der *Vertexkorrektur*.[1]

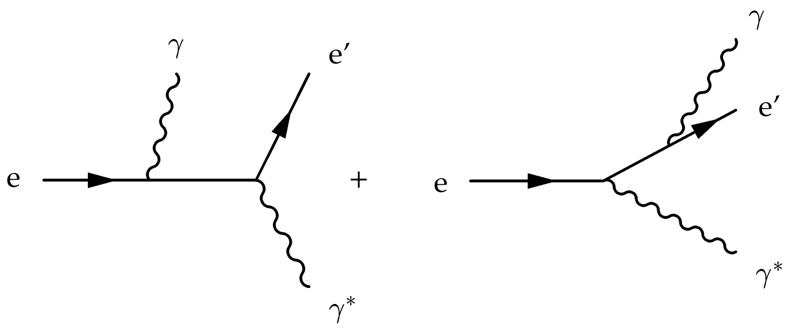
Des Weiteren gilt auch die Quantenfluktuation des virtuellen Photons in ein Fermion-Antifermion-Paar $(\mathrm{f}, \bar{\mathrm{f}})$



(5.13)

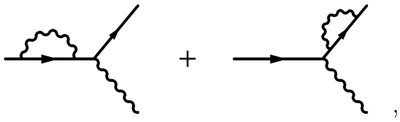
als Auftreten eines zweiten Photons und wird als *Vakuumpolarisation* bezeichnet. f kann hierbei ein beliebiges Fermion sein. Solche Schleifendiagramme sind auch in anderen Bereichen der Physik wichtig: So ist bei der Berechnung von Amplituden vom Typ (5.13) der einzige freie Parameter die Masse des Teilchens f, wodurch z. B. durch Präzisionsmessungen gut bekannter Prozesse wie der Elektron-Positron-Vernichtung die Masse des t-Quarks bereits vor dessen experimentellem Nachweis recht genau vorhergesagt wurde. Ebenso liegen derzeit bereits Grenzen für die Masse des HIGGS-Bosons vor, die in ähnlicher Weise bestimmt wurden.

Neben den Graphen (5.12) und (5.13) wird noch die Emission eines – eigentlich reellen – sehr energiearmen ("weichen") Bremsstrahlungsphotons



(5.14)

[1]Die "Selbstenergie"-Terme, bei denen die Photonschleife vollständig vor oder hinter dem Vertex liegt,



,

werden im Weiteren nicht betrachtet.

dieser Sparte zugezählt, da beliebig niederenergetische Photonen von keinem physikalischen Detektor nachgewiesen werden können und somit wie innere, d. h. virtuelle Photonen anzusehen sind. Dies hat auch praktische Vorteile bei der Berechnung, weil diese Terme ebenso wie die Vertexkorrektur (5.12) infrarot-divergent sind, also für verschwindende Photonenergien singulär werden, dergestalt dass sich die Divergenzen beider Beiträge gerade aufheben. Der höherenergetische Teil des Bremsstrahlungsspektrums wird weiter unten diskutiert.

All diese Beiträge sind spinunabhängig und faktorisieren mit dem BORN-Wirkungsquerschnitt, so dass man

$$\sigma^{\rm obs} = \lambda \sigma^{\rm Born} \tag{5.15}$$

beobachtet. Der Korrekturfaktor λ variiert im kinematischen Bereich der vorliegenden $g_1^{\rm d}$-Messung zwischen $0{,}9$ und $1{,}12$.

- *Reelle* Bremsstrahlung:
Unter reeller Bremsstrahlung soll hier der höherenergetische ("harte") Spektralanteil der in (5.14) gezeigten FEYNMAN-Diagramme verstanden werden, d. h. solche Ereignisse, bei denen das Bremsstrahlungsphoton genügend Energie besitzt, um prinzipiell nachweisbar zu sein (BETHE-HEITLER-Prozess). Da das niederenergetische Ende des Spektrums schon den virtuellen Korrekturen (5.15) zugerechnet wurde, sind diese Beiträge infrarot-stabil in dem Sinne, dass die Integrale über die Photonimpulse erst bei einem Minimalimpuls beginnen. Der u. U. hohe Energiebetrag, der auf diese Weise dem Elektron verloren geht, kann zu einer erheblichen Verfälschung der rekonstruierten Kinematik führen. Insbesondere kann ein *elastisch* gestreutes Elektron, das ja eigentlich durch $x = 1$ bzw. $W^2 = M^2$ charakterisiert ist und daher aufgrund der Selektionskriterien (4.39) bzw. (4.42) zu verwerfen wäre, so viel Energie verlieren, dass das Ereignis fälschlich als tiefinelastisch angesehen wird.

  Im Gegensatz zu den virtuellen Korrekturen, deren Amplituden dem BORN-Diagramm in Abbildung 2.1 *kohärent* überlagert sind, so dass auch Interferenz stattfindet, sind die Wirkungsquerschnitte der reellen Bremsstrahlung zum BORN-Signal *inkohärent* zu addieren, d. h. als Untergrund zu behandeln. Insgesamt beobachtet man also den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^{\rm obs} = \lambda \sigma^{\rm Born} + \sigma^{\rm brems} = \lambda \sigma^{\rm Born} + \sigma^{\rm brems}_{\rm el} + \sigma^{\rm brems}_{\rm qel} + \sigma^{\rm brems}_{\rm inel} + \sigma^{\rm brems}_{\rm DIS} \,. \tag{5.16}$$

  Die Indices "el", "qel" und "inel" stehen hierbei für "elastisch", "quasi-elastisch", d. h. elastische Streuung an *einem* Nukleon im Targetkern, und "inelastisch", also die Anregung von Kern- oder Nukleonresonanzen. Der letzte Index "DIS" bezeichnet den Wirkungsquerschnitt für "wahre" tiefinelastische Streuung mit gleichzeitiger Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons. All diese Prozesse werden ebenfalls durch die FEYNMAN-Graphen (5.14) beschrieben und unterscheiden sich nur in der weiteren Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Hadron, die hier nicht gezeigt ist.

In (5.16) sind die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\mathrm{el}}^{\mathrm{brems}}$ und $\sigma_{\mathrm{qel}}^{\mathrm{brems}}$ aus den elastischen Formfaktoren des Targetkerns bzw. des Nukleons und $\sigma_{\mathrm{inel}}^{\mathrm{brems}}$ aus den Anregungsspektren der Resonanzen bestimmbar, während $\sigma_{\mathrm{DIS}}^{\mathrm{brems}}$ vom tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt σ^{Born} selbst abhängt. Sie enthalten sowohl unpolarisierte als auch polarisierte Anteile. Im Folgenden soll die Summe aller spinunabhängigen bzw. spinabhängigen Bremsstrahlungsbeiträge kurz mit $\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{brems}}$ bzw. $\sigma_{\mathrm{pol}}^{\mathrm{brems}}$ bezeichnet werden.

Diese Korrekturen sind v. a. für die Analyse der Daten bei kleinem und kleinstem x essenziell, weil in diesem Bereich insbesondere der elastische Untergrund das BORN-Signal um ein Vielfaches übersteigt.

Während die Anwendung der inneren Korrekturen geradlinig ist, gibt es für die Behandlung der Bremsstrahlungsbeiträge keinen eindeutig korrekten Weg. Letztlich bewirken die im Anfangs- oder Endzustand abgestrahlten reellen Photonen eine Verschiebung der Kinematik hin zu kleinerem x. Eine Korrektur müsste daher jedes radiative Ereignis auf seine "wahre" tiefinelastische Kinematik abbilden, also die Ereigniszahlen bei kleinem x verringern und bei großem x entsprechend erhöhen bzw. elastische Ereignisse ganz aus dem Datensatz entfernen. Eine solche Entfaltung erforderte die genaue Kenntnis der Korrelationsmatrix zwischen wahrem Signal und den beobachteten Größen – für die hier verwendete Unterteilung des Phasenraums also einer 49×49-Matrix –, die auch alle Detektoreigenschaften mit hoher Präzision enthalten müsste. Ein bei [D'Ag:95] vorgestellter, auf dem BAYESschen Theorem beruhender Entfaltungsalgorithmus wird derzeit auf seine Anwendbarkeit auf die HERMES-Daten hin untersucht ([MiWe:02]).

Aufgrund der großen Schwierigkeiten, mit denen eine vollständige Entfaltung eines zweidimensionalen Datensatzes – es werden *zwei* unabhängige Variablen, x und y, betrachtet – verbunden ist, werden meist nicht die Ereignisse kinematisch verschoben bzw. die Ereigniszahlen entsprechend korrigiert. Stattdessen wird eine *effektive* Korrektur der eigentlichen Messgröße, in diesem Fall der inklusiven Asymmetrie $A_{\|}^{\mathrm{d}}$, durchgeführt ([Blo:01]). Ein solches Verfahren hat allerdings zum einen den Nachteil, nicht auf eine eindeutige Korrekturformel festgelegt werden zu können. Zum anderen können durch *keine* analytische Korrekturfunktion $\mathcal{F} : A_{\|}^{\mathrm{obs}} \mapsto A_{\|}^{\mathrm{Born}}$ nebst Fehlerpropagation $\Delta A_{\|}^{\mathrm{Born}} = \Delta A_{\|}^{\mathrm{obs}}\, \partial\mathcal{F}/\partial A_{\|}^{\mathrm{obs}}$ die statistischen Korrelationen der Datenpunkte vollkommen richtig wiedergegeben werden, weil die so berechneten Fehler immer im genau gleichen Maß wie die eigentlichen statistischen Fluktuationen zu- oder abnehmen. Dagegen müsste eine Rückverschiebung der Ereigniskinematik zu den "wahren" Werten in den – a priori unkorrelierten – Messdatensatz Korrelationen einführen, die im Verhältnis zu den tatsächlichen Schwankungen überproportional große statistische Fehler nach sich ziehen. Dies kann die gewöhnliche Fehlerfortpflanzung einer Korrekturfunktion $\mathcal{F}$ nur durch Hinzunahme einer Kovarianzmatrix leisten, die jedoch der oben erwähnten Korrelationsmatrix äquivalent und ebenso schwer zu bestimmen ist.

Es stellt sich heraus, dass früher verwendete ([E143:98, HER:97, HER:98b]), auf [AkSh:94] basierende Methoden, die lediglich die gemessene Asymmetrie $A_{\|}^{\rm obs}$ mit einem multiplikativen oder additiven Korrekturterm versehen oder die einzelnen Ereignisse mit den radiativen Wirkungsquerschnitten wichten, keine sinnvolle Propagation der statistischen Fehler liefern. Die im Folgenden vorgestellte Methode, die in Grundzügen schon von den Experimenten SMC bei CERN ([SMC:98b, BaSt:01]) und E155 bei SLAC ([E155:00]) eingeführt wurde und sich von den anderen im Wesentlichen durch unterschiedliche Annahmen über die statistischen Fluktuationen der gemessenen Größen, d. h. sowohl des Signals als auch des Untergrunds, unterscheidet, erwies sich diesbezüglich als besser geeignet. Sie ist den früher benutzten, rein additiven oder multiplikativen Korrekturformeln statistisch äquivalent: Alle Methoden verändern die statistischen Fehler im gleichen Maße wie die tatsächlichen Fluktuationen der Messwerte und führen im statistischen Limes $N^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)} \to \infty$ zum gleichen Erwartungswert für $A_{\|}^{\rm Born}$. Im realen Fall endlicher Statistik liefert jedoch das hier benutzte Schema die beste Beschreibung der statistischen Unsicherheiten, wie durch Simulation einer mit radiativen Beiträgen versehenen Asymmetrie $A_{\|}^{\rm obs}$ aus verschiedenen zugrunde liegenden Modellen für $A_{\|}^{\rm Born}$ und deren statistischer Variation gezeigt werden konnte ([SDW:01]).

Grundlage der Ableitung der Korrekturformel ist der folgende Ansatz für die Beziehungen zwischen den luminositätsnormierten Ereigniszahlen $N^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)}/L_{(P)}^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)}$ und den spingemittelten und spinabhängigen tiefinelastischen und radiativen Wirkungsquerschnitten:

$$\frac{N^{\uparrow\Downarrow}}{L^{\uparrow\Downarrow}} + \frac{N^{\uparrow\Uparrow}}{L^{\uparrow\Uparrow}} = 2(\lambda\sigma_{\rm unpol}^{\rm Born} + \sigma_{\rm unpol}^{\rm brems}) \; , \tag{5.17}$$

$$\frac{N^{\uparrow\Downarrow}}{L_P^{\uparrow\Downarrow}} - \frac{N^{\uparrow\Uparrow}}{L_P^{\uparrow\Uparrow}} = 2(\lambda\sigma_{\rm pol}^{\rm Born} + \sigma_{\rm pol}^{\rm brems}) \; . \tag{5.18}$$

$\sigma_{\rm (un)pol}^{\rm Born}$ ist hier, wie schon oben für die Bremsstrahlungsbeiträge eingeführt, der unpolarisierte bzw. polarisierte Anteil des Ein-Photon-Wirkungsquerschnitts $\sigma^{\rm Born}$ und λ der in (5.15) eingeführte, die virtuellen Amplituden enthaltende spinunabhängige Korrekturfaktor für $\sigma^{\rm Born}$. Die Bremsstrahlungsterme $\sigma_{\rm (un)pol}^{\rm brems}$ beschreiben nur die *Zu*nahme der Ereigniszahl in einer kinematischen Zelle durch radiative Untergrundereignisse, die in Wahrheit bei höherem x liegen müssten. Dagegen ist die *Ab*nahme der Ereigniszahl durch Ereignisse, denen wegen Abstrahlung eines “harten” Photons ein zu kleines x zugeordnet wurde, nur vom BORN-Wirkungsquerschnitt im betrachteten Intervall abhängig und kann daher multiplikativ behandelt und in den Faktor λ absorbiert werden.

Durch Kombination der beiden Gleichungen (5.17) und (5.18) folgt, mit dem Ausdruck

(5.3) für die gemessene Asymmetrie $A_{\|}^{\mathrm{obs}}$, die Korrekturformel

$$A_{\|}^{\mathrm{Born}} = \frac{\sigma_{\mathrm{pol}}^{\mathrm{Born}}}{\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{Born}}} = \frac{1}{\lambda}\left(\frac{\lambda\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{Born}} + \sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{brems}}}{\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{Born}}} A_{\|}^{\mathrm{obs}} - \frac{\sigma_{\mathrm{pol}}^{\mathrm{brems}}}{\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{Born}}}\right) . \tag{5.19}$$

Die statistischen Schwankungen bzw. der statistische Fehler von $A_{\|}^{\mathrm{obs}}$ vergrößern sich also entsprechend der "Verdünnung" durch spinunabhängige radiative Beiträge:

$$\Delta A_{\|}^{\mathrm{Born}} = \left(1 + \frac{\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{brems}}}{\lambda\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{Born}}}\right) \Delta A_{\|}^{\mathrm{obs}} . \tag{5.20}$$

Die Berechnung der in (5.19) auftretenden Korrekturgrößen erfolgte mit dem Programm POLRAD ([Aku:97]), die Zahlen sind im Anhang in Tabelle A.14 (S. 176) zusammengestellt ([Stö:01b]). In Abbildung 5.4 sind die gemessene und die extrahierte Asymmetrie, $A_{\|}^{\mathrm{obs}}$ und $A_{\|}^{\mathrm{Born}}$, im direkten Vergleich gezeigt. Die Korrektur ist besonders effektiv bei kleinem x, wo die starke "Verdünnung" durch überwiegend unpolarisierten elastischen Untergrund sehr nahe bei null liegende Werte der gemessenen Asymmetrie

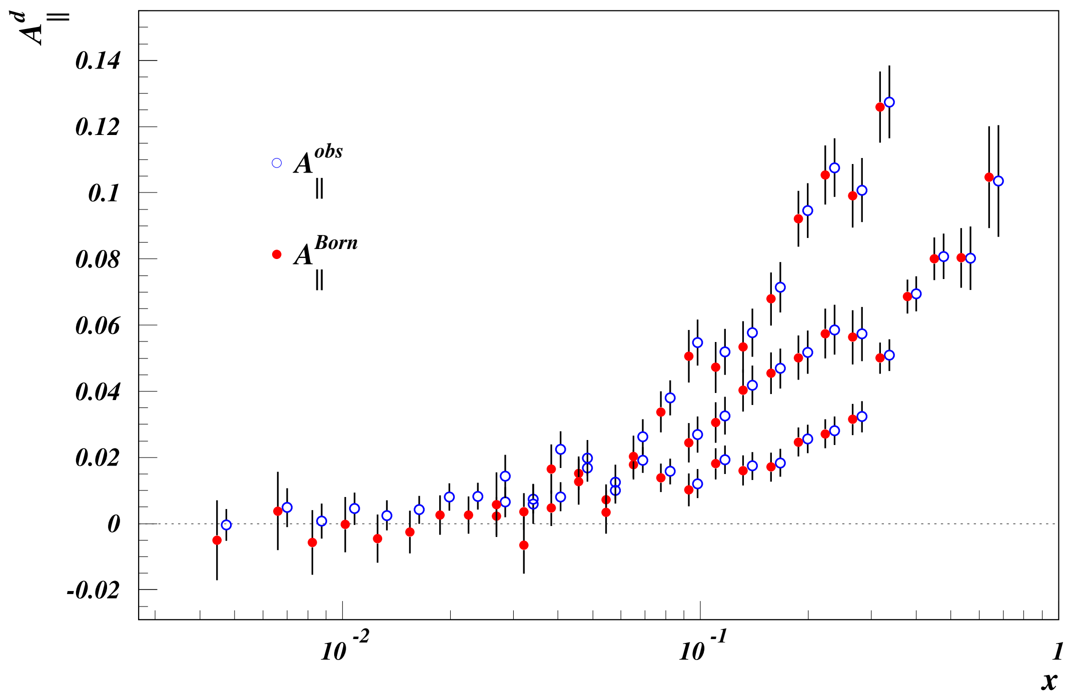


Abbildung 5.4: Vergleich der gemessenen und der extrahierten Asymmetrie $A_{\|}^{\mathrm{obs}}$ und $A_{\|}^{\mathrm{Born}}$ (2000er-Daten). Bei kleinem x ist deutlich die Verschiebung der Asymmetrie zu kleineren Werten sowie die Zunahme der statistischen Fehler zu erkennen.

bewirkt, während das extrahierte Ein-Photon-Signal leicht negativ ist. Der "Verdünnungsfaktor" ist bei kleinstem x knapp drei, übersteigt damit also den durch fehlidentifizierte Hadronen verursachten Untergrund um mehrere Größenordnungen, und dominiert auch noch deutlich über dem Einfluss des TSF (s. Abschnitt 5.2).

Weiterhin ist in der Abbildung die z. T. enorme Zunahme der statistischen Fehler durch diesen "Verdünnungsfaktor" zu sehen. Die Fehlervergrößerung (5.20) ist in Abbildung 5.5 noch einmal explizit dargestellt. Sie ist besonders stark bei kleinem x und großem y, also generell bei kleinen Elektronimpulsen, weil hier auch die Untergrundbeiträge selbst am größten sind. Die Sensitivität einer Messung auf das BORN-Signal ist in diesem kinematischen Bereich nur begrenzt. In gleichem Maße nehmen auch die statistischen Fluktuationen der Asymmetriewerte selbst zu, was, wie weiter oben schon erwähnt, eher als Artefakt der Extraktionsmethode zu werten ist, die keine Beschreibung der Korrelationen enthält. Bei großem x werden den Bremsstrahlungsprozessen effektiv negative Wirkungsquerschnitte zugewiesen, weil *tiefinelastische* Ereignisse mit Photonemission bei zu kleinem x rekonstruiert werden und daher im oberen kinematischen Bereich fehlen. So ist auch die geringfügige *Ab*nahme der statistischen Unsicherheit in den obersten (x, y)-Zellen zu verstehen: Die Korrektur subtrahiert Untergrundereignisse bei kleinem x und addiert sie bei ihrer wahren Kinematik.

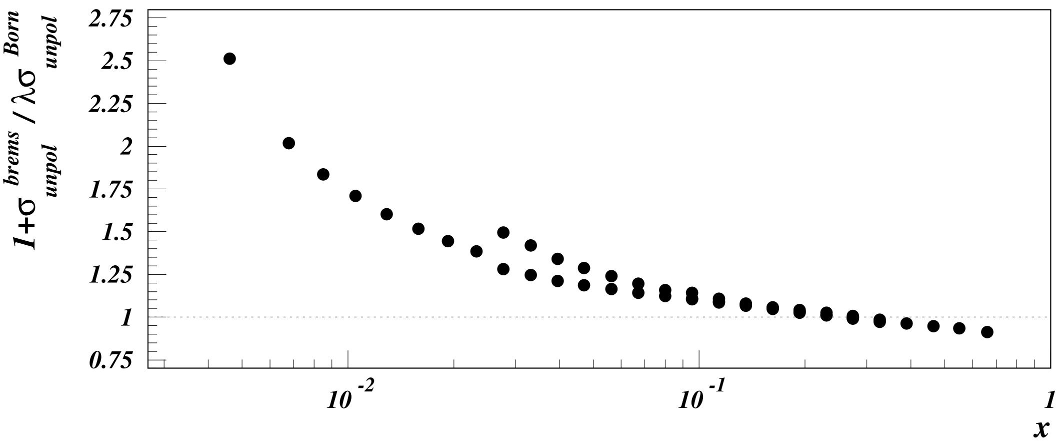


Abbildung 5.5: Verhältnis der statistischen Fehler von extrahierter und gemessener Asymmetrie nach (5.20): $\Delta A_{\parallel}^{\mathrm{Born}} / \Delta A_{\parallel}^{\mathrm{obs}} = 1 + \sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{brems}} / \lambda \sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{Born}}$.

Da die berechneten radiativen Beiträge z. T. von den gesuchten tiefinelastischen Wirkungsquerschnitten selbst abhängen, müssen zunächst Parametrisierungen vorhandener Daten von anderen Experimenten verwendet werden (s. hierzu auch Abschnitt 5.5.1). Nach Extraktion von $A_{\parallel}^{\mathrm{Born}}$ kann dann eine an die erhaltenen Zahlen angepasste Funktion wieder als eine solche Parametrisierung dienen und die Prozedur wiederholt werden, u. U. auch mehrmals. Eine solche Iteration, die meist nach wenigen Schritten gut konvergiert, kann die systematische Unsicherheit der extrahierten BORN-Asymmetrie erheblich verkleinern, insbesondere im Falle der 2000er-Daten von HERMES, die durch ihre hohe Statistik die spinabhängigen BORN-Wirkungsquerschnitte und damit auch die daraus berechneten radiativen Beiträge für den nächsten Rekursionsschritt mit deutlich erhöhter Präzision festlegen. Die Iteration der Strahlungskorrekturen in dieser Art und Weise wurde allerdings für vorliegende Arbeit noch nicht durchgeführt.

Ein Konsistenztest der hier vorgestellten Methode besteht in der so genannten *hadronischen Markierung* der Streuereignisse: Wenn man in der Datenselektion zusätzlich zu den üblichen Kriterien (s. Abschnitt 4.6) die Anwesenheit mindestens eines Hadrons im Endzustand fordert, sind alle elastischen Bremsstrahlungsereignisse von vornherein aussortiert, und es verbleiben nur inelastische und tiefinelastische Ereignisse im Datensatz. Diese Methode konnte vom SMC-Experiment bei $x < 0{,}02$ sogar zur Extraktion der BORN-Asymmetrie selbst angewandt werden ([SMC:98b]). Bei HERMES ist dies jedoch nicht möglich, weil durch die beschränkte geometrische Akzeptanz $\Theta > 40\,\mathrm{mrad}$ zu viele produzierte Hadronen nicht nachgewiesen werden können und somit auch echt tiefinelastische Ereignisse herausgeschnitten würden. Dennoch eignet sich die Idee für eine Überprüfung der hier verwendeten Extraktionsmethode.

Hierzu wurde aus dem 2000er-Datensatz eine Untermenge herausgefiltert, die nur Ereignisse mit jeweils wenigstens einem rekonstruierten und identifizierten Hadron enthält. An die hadronischen Spuren wurde dabei, wie schon zur Bestimmung der Untergrundasymmetrien in Abschnitt 5.2, ein Schnitt PID < -2 (5.5) angelegt. Die Spinasymmetrie dieser Ereignisse ist in Abbildung 5.6 (links) mit der aus dem vollen Ensemble gewon-

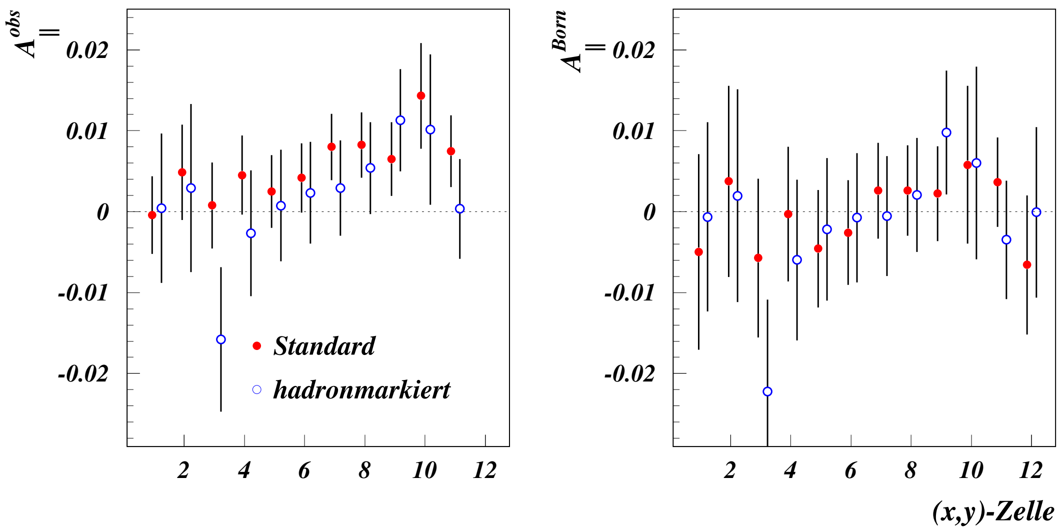


Abbildung 5.6: Asymmetrievergleich zwischen vollem und hadronmarkiertem Datensatz für die ersten zwölf kinematischen Intervalle ($x \lesssim 0{,}035$). Links: $A_\parallel^{\mathrm{obs}}$, rechts: $A_\parallel^{\mathrm{Born}}$.

nenen verglichen. An der Vergrößerung der Fehler ist deutlich die starke Verringerung der Statistik sowohl durch die Abseparation der elastischen Beiträge als auch durch die erwähnten Akzeptanzverluste zu sehen. Bei großem x entstehen auch in echt tiefinelastischen Ereignissen nur noch wenige, energiearme und daher kaum nachweisbare Hadronen – W^2 ist hier nur klein –, so dass hier die Methode keine Aussagekraft mehr haben kann. Daher beschränkt sich die Darstellung auf die ersten zwölf (x, y)-Zellen, d. h. den Bereich $x \lesssim 0{,}035$. Die elastischen Beiträge spielen aber ohnehin nur bei kleinem x eine Rolle. Der rechte Teil der Abbildung zeigt die aus beiden Datensätzen extrahierte BORN-Asymmetrie, wobei im Falle der hadronmarkierten Asymmetrie in (5.19) natürlich die elastischen und quasi-elastischen Anteile herausgenommen werden müssen, da dieser Untergrund dann schon in $A_{\|}^{\mathrm{obs}}$ nicht mehr enthalten ist. Man sieht, dass die statistischen Fehler bei beiden Methoden recht gut übereinstimmen, sieht man von dem generell etwas größeren Fehler der hadronmarkierten Asymmetrie ab. Dieser lässt erkennen, dass der Verlust durch Ereignisse, in denen zwar ein Hadron produziert, aber nicht nachgewiesen wurde, etwa 20 % beträgt. Dazu können neben geladenen Hadronen, die nicht innerhalb der Akzeptanz ins Spektrometer einliefen, etwa auch neutrale Pionen zählen, deren Zerfallsphotonen hier nicht analysiert werden.

Auch die Asymmetriewerte selbst stimmen erstaunlich gut überein, bedenkt man, dass die benutzte Methode (5.19) keine Korrelationen berücksichtigt, und demonstrieren damit die Zuverlässigkeit der benutzten Extraktionsmethode, die eine brauchbare Propagation der statistischen Fehler ebenso wie der wahren Fluktuationen liefert. Der Vergleich der beiden Datensätze in Abbildung 5.6 wird auch bei der Abschätzung der mit den Strahlungskorrekturen assoziierten systematischen Unsicherheit in Abschnitt 5.5.4 von Nutzen sein.

5.4 Systematische und Stabilitätsstudien

Die korrekte Behandlung komplexer Datensätze, die über längere Zeiträume gewonnen wurden, erfordert eine Überprüfung der Stabilität der daraus gewonnenen Resultate. Im vorliegenden Fall betrifft dies besonders die große Datenmenge aus dem Jahr 2000: Ehe ein solcher Datensatz in einem Stück analysiert werden kann, wie hier geschehen, muss gezeigt werden, dass die Daten gegenüber Schnitten oder sonstigen Manipulationen, etwa der Unterteilung in mehrere kürzere Zeitintervalle, unempfindlich sind bzw. die Resultate sich so verändern wie erwartet. Einige solcher Studien werden hier vorgestellt.

Im Mittelpunkt steht dabei ein Test des gesamten Teilchenidentifikationsapparats, d. h. sowohl des in Abschnitt 4.5 ausführlich diskutierten Formalismus' und der daraus abgeleiteten Kontaminationen und Effizienzen als auch deren Anwendung zur Untergrundsubtraktion (s. Abschnitte 4.7.1 und 5.2). Dies wird im folgenden Abschnitt besprochen.

In Abschnitt 5.4.2 folgt die Überprüfung der Daten im Hinblick auf einen instrumentellen Effekt, der sich jedoch als für diese Analyse unerheblich herausstellt.

Die weiteren, in den Abschnitten 5.4.3 und 5.4.4 erwähnten Stabilitätsstudien, die das Verhalten der Daten bei Variation der Datenselektionsschnitte sowie bei Einschränkung auf disjunkte Untermengen untersuchen, wurden von [DeN:02] durchgeführt und sind hier der Vollständigkeit halber mit aufgenommen.

5.4.1 Konsistenz von Teilchenidentifikation und Untergrundbehandlung

Die in Abschnitt 5.2 vorgestellte Untergrundkorrektur (5.9) bietet auch die Möglichkeit eines Stabilitäts- und Konsistenztests des Teilchenidentifikationsschemas, der von [Gär:01] vorgeschlagen und erfolgreich auf die 1997er-Protondaten angewandt wurde. Ausgangspunkt ist die Überlegung, dass bei Variation des Selektionsschnitts $\mathrm{PID_{cut}}$ einerseits das Leptonensemble und folglich auch die inklusive Asymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ in unterschiedlichem Maße durch hadronischen Untergrund verfälscht sind, dass andrerseits aber auch die Hadronkontaminationen selbst den jeweils betrachteten Schnitt reflektieren. In diesem Zusammenhang sei an Abbildung 4.9 erinnert, wo dies bereits für drei verschiedene Schnittwerte $\mathrm{PID_{cut}} \in \{0; 1; 2\}$ illustriert wurde. Wenn nun der gesamte Formalismus der Teilchenidentifikation und Untergrundkorrektur korrekt arbeitet, sollte daher die vollständig korrigierte Asymmetrie (5.9) vom gewählten Schnittwert überhaupt nicht abhängen. Man erwartet lediglich Änderungen innerhalb statistischer Fluktuationen, weil die Variation der Schnitte natürlich den Datensatz selbst verändert.

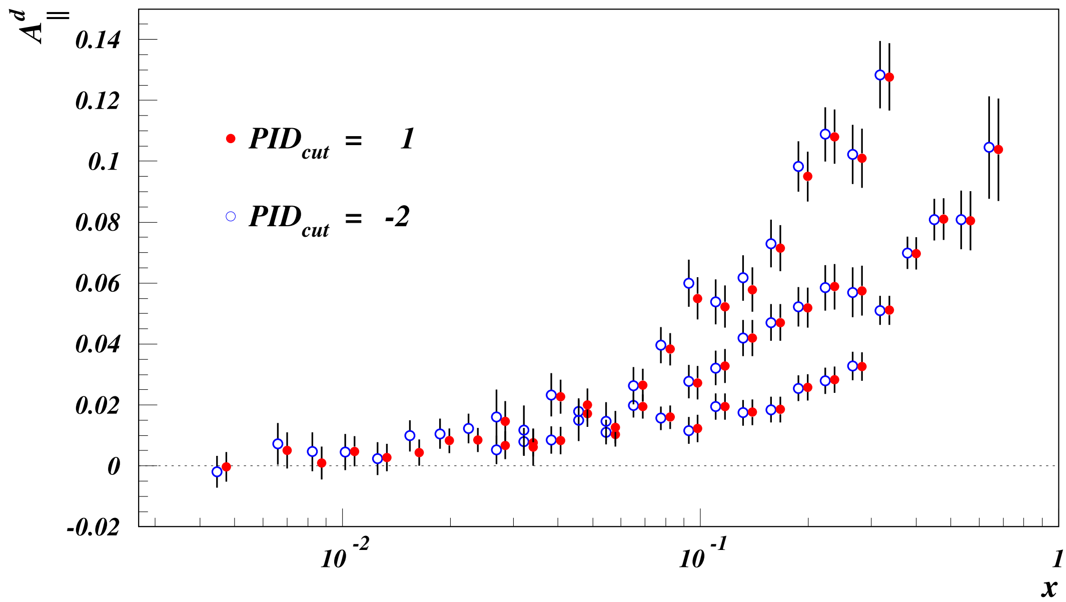


Abbildung 5.7: Untergrundkorrigierte Asymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ für zwei verschiedene Teilchenidentifikationsschnitte $\mathrm{PID_{cut}} = -2$ und $\mathrm{PID_{cut}} = 1$.

Zur Durchführung dieses Tests wurden sowohl die Asymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ als auch die Hadronkontaminationen h_{cand} und h_{cs} für insgesamt sieben verschiedene Schnittwerte zwischen -3 und $+3$ bestimmt, also vom bereits tief hadronischen Teil des PID-Spektrums bis hin zum Bereich sehr sauber identifizierter Elektronen. Diese Asymmetriewerte wurden dann jeweils nach (5.9) untergrundkorrigiert und das Resultat mit dem für den Standardschnitt $\mathrm{PID_{cut}} = 1$ verglichen. Als Beispiel ist in Abbildung 5.7 die korrigierte Asymmetrie für einen Schnittwert von -2 zusammen mit der Referenzasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{PID_{cut}}=1}$ gezeigt. Man sieht, dass die beiden Datensätze sich nur im Rahmen zufälliger Schwankungen innerhalb der statistischen Unsicherheiten unterscheiden, aber keine systematische Abweichung vorliegt. Der Formalismus leistet also auch bei Wahl eines eigentlich zu lockeren Schnitts – die Kontamination des tiefinelastischen Kandidatenensembles erreicht hier Werte von bis zu $0{,}12$! – noch eine verlässliche Beschreibung und Korrektur des hadronischen Untergrunds.

Genauere Aussagen erhält man, wenn man die σ-Abweichung der Asymmetrien heranzieht, die bei Vergleich vollständig korrelierter Datensätze auf die quadratische *Differenz* der statistischen Unsicherheiten normiert werden muss, weil nur diejenigen Ereignisse, um die sich die beiden Datensätze unterscheiden, zu statistischen Abweichungen beitragen können:

$$\sigma = \frac{A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{PID_{cut}}} - A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{PID_{cut}}=1}}{\sqrt{\left|(\Delta A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{PID_{cut}}})^2 - (\Delta A_{||}^{\mathrm{d}}|_{\mathrm{PID_{cut}}=1})^2\right|}} \,. \tag{5.21}$$

Diese Größe sollte bei Vorliegen ausschließlich statistischer Schwankungen zwischen -1 und $+1$ gleichverteilt sein. In Abbildung 5.8 ist der Mittelwert von σ über alle 49 (x, y)-Intervalle gegen den jeweils benutzten Selektionsschnitt $\mathrm{PID_{cut}}$ aufgetragen: Für den in Abbildung 5.7 gezeigten Schnittwert von -2 ist $\langle\sigma\rangle$ im Rahmen der statistischen Streuung der Einzelwerte gerade noch mit null verträglich. Der noch kleinere Schnitt $\mathrm{PID_{cut}} = 3$ liefert eine signifikante Abweichung von $\langle\sigma\rangle$ von null: Hier ist jedoch wegen der immensen Kontamination ($h_{\mathrm{cand}} \gtrsim 0{,}3$!) die Leistungsgrenze des Formalismus' erreicht und die Wahl eines so stark kontaminierenden Schnitts in der Praxis auch indiskutabel. Dagegen ergibt sich bereits bei einem Schnitt $\mathrm{PID_{cut}} = 0$ ein hochgradig konsistentes Bild, obwohl die Kontamination auch hier noch bis zu knapp $0{,}02$ beträgt. Bei allen höheren Schnitten spielt hadronischer Untergrund kaum mehr eine Rolle, so dass die σ-Abweichung wie erwartet sehr nahe bei null liegt. Jeder Identifikationsschnitt oberhalb von eins würde demnach nur die Statistik verringern, ohne bezüglich der Reinheit des Datensatzes einen weiteren Gewinn zu bringen.

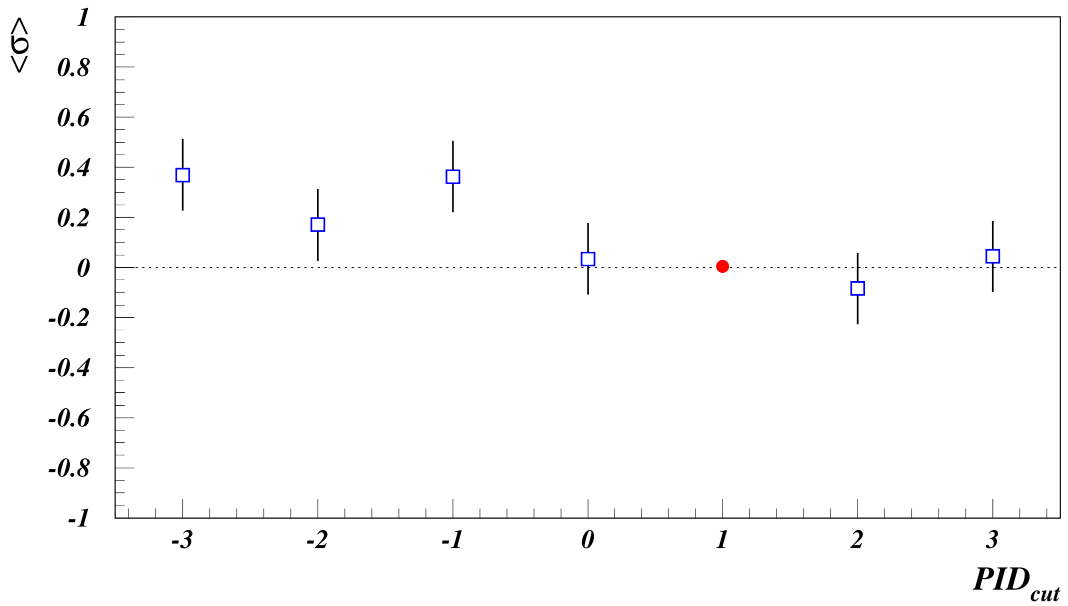


Abbildung 5.8: Konsistenz der Teilchenidentifikation, ausgedrückt durch die mittlere σ-Abweichung von $A_{||}^{\mathrm{d}}$ für $-3 \leq \mathrm{PID_{cut}} \leq 3$ gegen den Standardschnitt $\mathrm{PID_{cut}} = 1$.

5.4.2 Ein instrumenteller Effekt: Photonschauerverluste

Bei kleinen Impulsen, d. h. bei kleinen x und Q^2, tragen tiefinelastische und elastische Streuung unter Emission eines Bremsstrahlungsphotons in hohem Maße zum Untergrund bei. Darüber hinaus zieht diese Klasse von Ereignissen aber auch einen instrumentellen Effekt nach sich, der durch die in Abschnitt 5.3 diskutierten Strahlungskorrekturen nicht korrekt erfasst wird und dessen mögliche Auswirkungen auf die vorliegende Arbeit daher hier untersucht werden sollen.

Im BETHE-HEITLER-Prozess entstehende "harte" Photonen werden teils längs der Flugrichtung des Elektrons emittiert, d. h. bezüglich der Strahlachse unter Auslaufwinkeln von entweder $0°$ bei Abstrahlung im Anfangszustand der Reaktion ((5.14), linker Graph) oder, bei Abstrahlung im Endzustand ((5.14), rechts), unter etwa dem Streuwinkel des Elektrons $\Theta = 2 \arcsin \sqrt{Mxy/2E(1-y)}$. Im ersteren Fall läuft das Photon im Strahlrohr weiter und ist nicht nachweisbar, im letzteren durchläuft es, solange das Elektron in die Detektorakzeptanz gestreut wird, eine gerade Trajektorie durch das Spektrometer – anders als das Elektron, das im Magneten abgelenkt wird – und wird im Kalorimeter absorbiert.

Zusätzlich tritt im Winkelspektrum des BETHE-HEITLER-Wirkungsquerschnitts jedoch noch ein drittes Maximum auf, das ausschließlich auf elastische, kohärente Streuung am gesamten Target*kern* zurückgeht und daher wegen der quadratischen Ladungsabhängigkeit radiativer Wirkungsquerschnitte v. a. bei schweren nuklearen Targets dominant wird.

Da bei elastischer Streuung der Impulsübertrag auf das Target vernachlässigbar ist, erzwingt die Impulserhaltung, dass das Photon unter einem der Elektronrichtung entgegengesetzten, betragsmäßig freilich kleineren Winkel emittiert wird. Es zeigt sich, dass, wenn das Elektron in die Akzeptanz einer Spektrometerhälfte gestreut wird, das Photon mit gewisser Wahrscheinlichkeit auf die Halterahmen der vorderen Detektoren der anderen Hälfte trifft, dort elektromagnetisch aufschauert, und demzufolge eine große Anzahl auch geladener Teilchen in die vorderen Spurdetektoren einläuft. Die Rekonstruktion all dieser Spuren ist unmöglich, so dass, auch wenn das Elektron in der anderen Detektorhälfte eine klare Spur hinterlassen hat, das Rekonstruktionsprogramm das Ereignis verwirft.

Dies ist ein rein apparativer Effekt, der im Wesentlichen durch die Geometrie des Experiments bedingt ist. Nun korrigiert die Subtraktion radiativen Untergrunds (5.16) *alle* Bremsstrahlungsereignisse, d. h. auch auf solche, die aufgrund des beschriebenen Photonschauereffekts gar nicht rekonstruiert wurden. Effektiv wird also ein Untergrundbeitrag abgezogen, der im Datensatz schon nicht mehr vorhanden ist. Für schwere Targets wie ^{14}N oder ^{84}Kr kann dies zu mitunter drastischen Fehlinterpretationen der Daten führen ([HER:00a]). Auf die hier analysierten Deuterondaten sind dagegen keine großen Auswirkungen zu erwarten. Dennoch kann eine kleine Beeinflussung durch Photonschauerverluste nicht a priori ausgeschlossen werden und bedarf daher im Rahmen der hier durchgeführten Präzisionsmessung einer Untersuchung.

Zu diesem Zweck wurde für einen kleinen Teil der polarisierten Deuteriumdaten (43 Runs) eine Rekonstruktion *aller* Ereignisse einer Spektrometerhälfte durchgeführt und da-

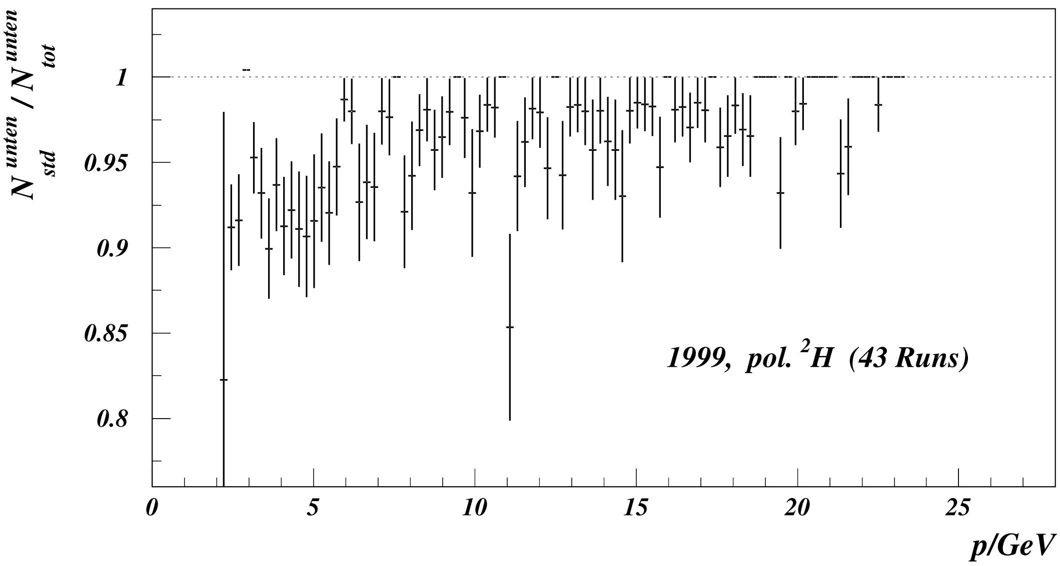


Abbildung 5.9: Photonschauerverlust bei Streuung am Deuteron als Funktion des Impulses am Beispiel der unteren Detektorhälfte.

bei die jeweils andere Hälfte vollständig ausgeblendet. Dieser Datensatz kann dann mit den exakt gleichen Runs, die nach der üblichen Vorgehensweise rekonstruiert wurden, verglichen werden. Zur Verfügung standen hierfür nur Daten vom Herbst 1999, die in dieser Arbeit ansonsten nicht betrachtet werden. Dies ist jedoch für die hier durchzuführende, rein prinzipielle Studie unerheblich.

Die Datensätze, in denen die Ereignisse je einer Detektorhälfte komplett rekonstruiert wurden, enthalten in der Tat mehr Ereignisse als der Standarddatensatz. In Abbildung 5.9 ist als Beispiel das Verhältnis der Impulsverteilungen der beiden Datensätze für die un-

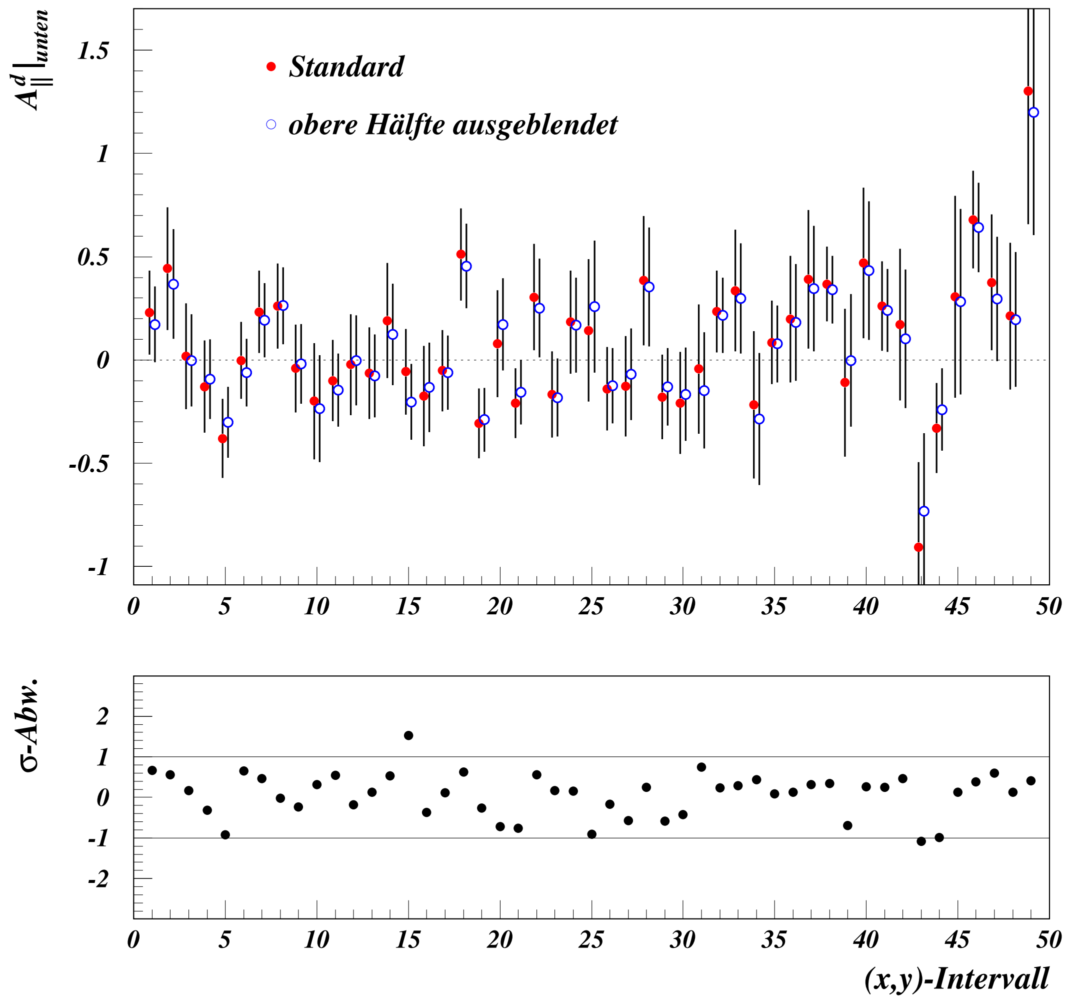


Abbildung 5.10: Einfluss von Photonschauerverlusten auf die Asymmetrie $A_{\|}^{\mathrm{d}}$. Gezeigt sind nur Daten der unteren Detektorhälfte. Das untere Bild stellt die σ-Abweichung der beiden Asymmetrien dar: Die Schwankungen sind ausschließlich statistisch.

tere Detektorhälfte gezeigt. Bei hohen Impulsen enthält der Standarddatensatz etwa 2 % weniger Ereignisse als der vollständige: Da das Rekonstruktionsprogramm generell Ereignisse zurückweist, in denen eine bestimmte Spurmultiplizität überschritten wird, ist dies als eine Art Schnitteffizienz zu werten, die als etwa konstant, in jedem Fall aber spinunabhängig angesehen werden kann. Bei kleinen Impulsen hingegen sinkt das Verhältnis mit bereits bei der beschränkten Statistik sichtbarer Signifikanz auf Werte bis knapp über $0{,}9$ ab. Der oben beschriebene Verlust an elastischen Ereignissen durch Photonschauer ist also auch bei der Streuung am Deuteron schon sichtbar, aber verhältnismäßig klein. Der Datenverlust muss in Relation zum Gesamtanteil der abzuziehenden radiativen Ereignisse gesehen werden, der bei kleinstem x sehr viel größer als nur 10 % ist (vgl. Tabelle A.14 im Anhang).

Weiterhin wurden die aus den verschiedenen Datensätzen bestimmten Streuquerschnittsasymmetrien $A_{\|}^{\mathrm{d}}$ direkt miteinander verglichen, wie in Abbildung 5.10 wiederum für die untere Detektorhälfte zu sehen ist. Durch den geringen Umfang der Testdaten sind die statistischen Fehler zwar recht groß, wobei naturgemäß der vollständige Datensatz etwas kleinere Fehler liefert. Die Abweichung der beiden Asymmetrien ist jedoch gering und, wie die analog zu (5.21) berechnete σ-Abweichung demonstriert, mit rein statistischen Fluktuationen verträglich.

Der Photonschauereffekt induziert also keine zusätzlichen, die Messung verfälschenden Spinasymmetrien. Der Verlust an elastischen Ereignissen in den einzelnen Zählraten könnte grundsätzlich zu einer Fehleinschätzung der "Verdünnung" durch radiativen Untergrund führen. Dieser Effekt ist aber, wie schon erwähnt, klein gegen die gesamten Strahlungskorrekturen und durch die damit assoziierte systematische Unsicherheit, die in Abschnitt 5.5.4 abgeschätzt wird, zuverlässig abgedeckt.

5.4.3 Variation der Selektionsschnitte

Auch die Variation anderer Datenselektionsschnitte als dem zur Elektronerkennung kann Aufschluss über die Konsistenz des untersuchten Datensatzes geben: Ist ein Schnitt sinnvoll gewählt, so sollten sich die gemessenen Asymmetrien im Rahmen statistischer Fluktuationen nicht signifikant ändern, wenn der Schnittwert etwas verschoben wird. Das gilt in besonderem Maße für die rein geometrischen Schnitte auf die Vertexposition und die Akzeptanzgrenze. Solche Variationsstudien wurden mit den hier untersuchten Datensätzen bei [DeN:02] für diese Schnitte durchgeführt und sind dort ausführlich beschrieben. Die Untersuchungen brachten keine Auffälligkeiten in den Daten ans Licht.

Die Methodik dieser Studien ist weitgehend dieselbe wie die im vorigen Abschnitt für den Teilchenidentifikationsschnitt beschrieben: Man extrahiert die tiefinelastische Asymmetrie mit verschiedenen Schnittwerten und bestimmt, als Testgröße zur Beurteilung der Abweichungen, die mittlere σ-Abweichung gegenüber dem Standardschnitt, wie in (5.21). Als Beispiel ist in Abbildung 5.11, wiederum analog zu Abbildung 5.8, $\langle\sigma\rangle$ für verschiedene Werte des Akzeptanzschnitts zwischen 38 und 44 mrad gezeigt ([DeN:02]).

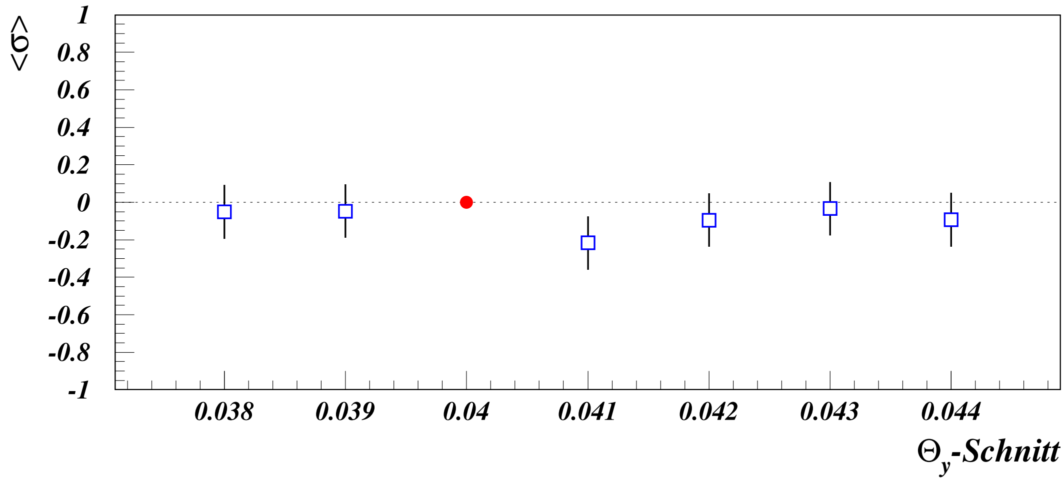


Abbildung 5.11: Mittlere σ-Abweichung von $A_{||}^{\mathrm{d}}$ bei Variation des Θ_y-Schnitts gegenüber dem Standardschnitt (4.37), am Beispiel der 2000er-Daten der oberen Spektrometerhälfte ([DeN:02]).

5.4.4 Studien an disjunkten Datensätzen

Eine weitere, wichtige Methode zum Test der Stabilität eines Datensatzes ist die Betrachtung verschiedener, *nicht überlappender* Untermengen der Daten, die durch Unterteilung bezüglich einer Variablen erzeugt werden. Besondere Bedeutung kommt dabei, wie schon erwähnt, der Asymmetriemessung in verschiedenen Zeiträumen zu: Nur wenn die resultierende Asymmetrie in unterschiedlichen Zeitintervallen innerhalb der statistisch erlaubten Schwankungen stets gleich ist, können die einzelnen Datenuntermengen als unkorreliert, aber statistisch gleichwertig angesehen werden, wie bisher bereits stillschweigend geschehen. Ein davon abweichendes Verhalten wäre ein ernst zu nehmender Hinweis auf systematische Änderungen in den experimentellen Bedingungen während der Datennahme. Daher ist eine solche Studie besonders für die 2000er-Daten wichtig, da sich hier die Datennahme über beinahe acht Monate erstreckte.

Weitere Größen, bezüglich derer die Daten unterteilt werden können, sind etwa die Vertexposition, der Strahlstrom oder der azimutale Streuwinkel φ. Von den beiden ersteren sollte keine der aus den Daten gewonnenen Größen abhängen. Dagegen erwartet man eine Variation der Streuquerschnittsasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ mit φ, die jedoch ausschließlich durch die Winkelabhängigkeit des Depolarisationsfaktors D bedingt ist, so dass $A_{||}^{\mathrm{d}}/D$ bezüglich φ konstant sein sollte.

Um zu entscheiden, ob auftretende Unterschiede der Asymmetrien in verschiedenen Datensätzen auf rein statistische Schwankungen zurückgehen oder ob auch systematische

Abweichungen im Spiel sind, bedient man sich der Testgröße

$$z^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \frac{(A_i - \langle A \rangle)^2}{(\Delta A_i)^2} , \tag{5.22}$$

die die mittlere Abweichung der in den N einzelnen Untermengen gemessenen Asymmetrien A_i vom Mittelwert über den gesamten Datensatz $\langle A \rangle$ angibt. Die Normierung erfolgt dabei auf die quadrierte statistische Unsicherheit der Messung in den Untermengen i. Bei ideal statistischem Verhalten der Daten sollte z nahe bei eins liegen, wobei der erlaubte Schwankungsbereich durch $\pm 1/\sqrt{2(N-1)}$ gegeben ist.

In Abbildung 5.12 ist das Resultat der z^2-Studie für die Vertexposition im Jahr 2000 gezeigt: Weder in der oberen noch in der (hier nicht gezeigten) unteren Detektorhälfte ist eine Variation der Asymmetrie festzustellen, die in nennenswertem Umfang über die statistisch erlaubte hinausginge ([DeN:02]).

Ähnliche Studien wurden für den Strahlstrom und den Azimutwinkel φ durchgeführt und gaben ebenfalls keinen Hinweis auf nicht-statistisches Verhalten der Daten ([DeN:02]). Gleiches gilt für eventuelle Zeitabhängigkeiten. Dies letztere Resultat ist besonders wichtig, weil eine im März 2000 vorgenommene Änderung der Hochspannung im Triggerhodoskop H0 in der Tat die *absoluten Ereignisraten* erhöhte, was sich auch durch einen Anstieg der Triggereffizienz äußerte (s. Abschnitt 4.7.2). Die Betrachtung der Zeitabhängigkeit der *Asymmetrie* zeigt jedoch, dass diese zeitliche Änderung der Messbedingungen keine zusätzlichen, die Asymmetriemessung verfälschenden Spineffekte birgt.

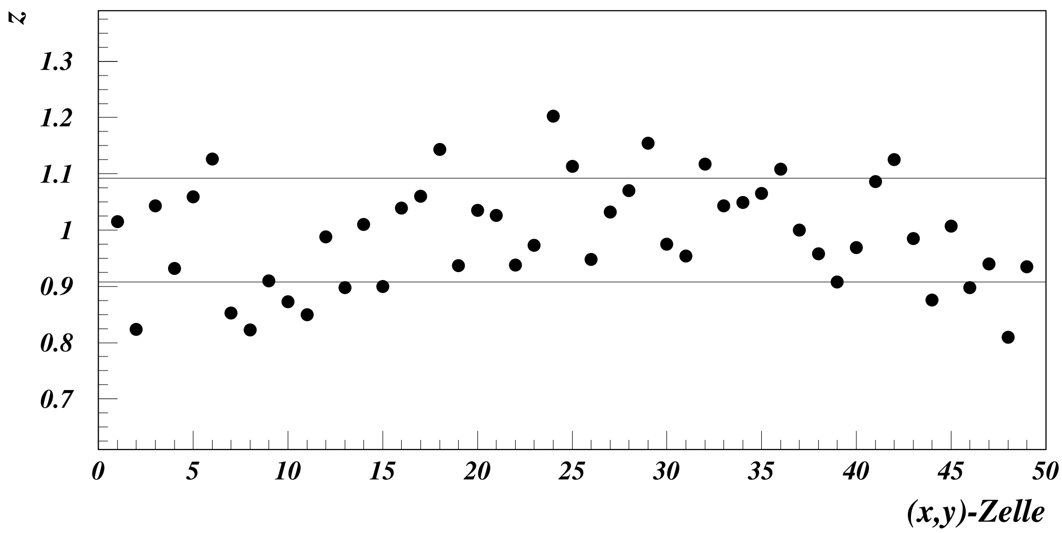


Abbildung 5.12: z^2-Test bezüglich der Vertexposition im Datennahmejahr 2000 ([DeN:02]). Gezeigt sind exemplarisch nur die Daten der oberen Detektorhälfte.

Von großer Bedeutung ist in diesem Zusammenhang auch der Vergleich der Datenuntermengen, die mit positiver oder negativer Strahlhelizität genommen wurden: Eine Inversion der Strahlhelizität bewirkt effektiv eine Rotation des gesamten Detektors um $180°$ längs der Strahlachse, so dass sich unterschiedliche Effizienzen oder Akzeptanzen in einem solchen Test äußern könnten. Es wurde jedoch auch bei einer solchen Aufteilung der Daten kein signifikanter Effekt gefunden ([DeN:02]).

Der hier vorgestellte z^2-Test misst nur die mittlere Stärke der Abweichungen, nicht aber etwaige Tendenzen. Hierfür stehen andere statistische Tests zur Verfügung, wie z. B. der WILCOXON- oder der MANN-WHITNEY-Test. Auch mit diesen wurden die Daten untersucht, wiederum ohne Anzeichen für nicht-statistisches Verhalten ([DeN:02]).

5.5 Das Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ und die Spinstrukturfunktion g_1^{d}

Bis hierher wurden aus den Rohdaten die Zentralwerte der kinematischen Variablen (Abschnitt 4.6, Tabelle A.10) und die Spinasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ im tiefinelastischen Elektron-Deuteron-Streuquerschnitt (Abschnitt 5.1, Tabellen A.12 und A.13) bestimmt. Diese wurden dann, mithilfe der in den Abschnitten 4.7 und 5.2 dargelegten Methoden, u. a. auf verschiedene Untergrundbeiträge korrigiert, wobei ein gewisser Schwerpunkt auf der Isolierung des Ein-Photon-Signals lag, die in Abschnitt 5.3 gesondert behandelt wurde. Durch Vergleich der spingemittelten Ereigniszahlen mit einer MONTE-CARLO-Simulation sowie durch diverse Stabilitätstests in den Abschnitten 4.8 bzw. 5.4 wurden die Konsistenz und die Zuverlässigkeit dieser Resultate überprüft und untermauert. Damit sind die nötigen Voraussetzungen zur Bestimmung des Strukturfunktionsverhältnisses $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ und schließlich der Strukturfunktion g_1^{d} selbst geschaffen.

Kombination von (2.32), (2.34) und (2.35) liefert für das Strukturfunktionsverhältnis

$$\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}} = \frac{1}{1+\gamma^2}\left(\frac{A_{||}^{\mathrm{d}}}{D} + (\gamma-\eta)A_2^{\mathrm{d}}\right) , \tag{5.23}$$

wo die kinematischen Faktoren D, γ und η wie in Kapitel 2 definiert sind (s. (2.31) und (2.8, 2.10)). Im Wesentlichen ist $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ gleich der auf Photondepolarisation D korrigierten Streuquerschnittsasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ auf Ein-Photon-Niveau bzw. der Photonabsorptionsasymmetrie A_1^{d}, die weiteren auftretenden Terme sind klein.

Die Strukturfunktion g_1^{d} berechnet sich durch Multiplikation des gemessenen Verhältnisses (5.23) mit einer aus Weltdaten entnommenen Parametrisierung der spingemittelten Strukturfunktion F_1, die wie in (2.20) definiert ist:

$$g_1^{\mathrm{d}}(x,Q^2) = \left(\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}\right)(x,Q^2)\; F_1^{\mathrm{d}}(x,Q^2) = \left(\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}\right)(x,Q^2)\;\; \frac{F_2^{\mathrm{d}}(x,Q^2)\;\;(1+\gamma^2)}{2x(1+R(x,Q^2))} . \tag{5.24}$$

Prinzipiell könnte g_1^{d} natürlich auch aus der Differenz der beiden normierten Ereigniszahlen $N^{\uparrow\Uparrow}/L^{\uparrow\Uparrow}$ und $N^{\uparrow\Downarrow}/L^{\uparrow\Downarrow}$ direkt bestimmt werden. Hierfür wäre jedoch zum einen eine sehr genaue Kenntnis aller Effizienzen sowie der Akzeptanz notwendig. Ferner ist, wie in Abschnitt 4.4 angesprochen, wegen der verhältnismäßig kleinen Akzeptanz des Luminositätsmonitors die absolute Normierung der Daten nicht mit zufrieden stellender Präzision möglich. Der "Umweg" über Asymmetrien und die anschließende Extraktion (5.24) wird aus diesen bzw. ähnlichen Gründen auch in den meisten anderen Experimenten zur Spinphysik verwendet und die Detektoren, wie auch beim HERMES-Spektrometer geschehen, von vornherein auf *Asymmetrie*messungen optimiert.

5.5.1 Verwendete Parametrisierungen

In (5.23) taucht neben der Streuquerschnittsasymmetrie in BORNscher Näherung, $A_{||}^{\mathrm{d}}$, noch die Interferenzasymmetrie A_2^{d} auf, die nicht gleichzeitig gemessen werden kann. Außerdem enthält der Depolarisationsfaktor nach (2.31) implizit das Verhältnis $R = \sigma_{\mathrm{L}}/\sigma_{\mathrm{T}}$. Schließlich muss die spingemittelte Strukturfunktion F_2^{d} extern aus unabhängigen Daten bekannt sein. Ehe daher im nächsten Abschnitt die Resultate für $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ und g_1^{d} präsentiert werden, muss hier von der Wahl der Parametrisierungen für F_2^{d}, R und A_2^{d} die Rede sein.

Die spingemittelte Strukturfunktion F_2^{d}

Die absolute Normierung der aus dem gemessenen Verhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ berechneten Strukturfunktion g_1^{d} wird hauptsächlich durch die spinunabhängige Strukturfunktion F_2^{d} festgelegt. Die Wahl der Parametrisierung für F_2^{d} muss daher mit besonderer Sorgfalt erfolgen.

Es wurden drei verschiedene verfügbare Parametrisierungen in Erwägung gezogen:

- Eine Parametrisierung, die sowohl perturbative ($\sim \ln(Q^2/\Lambda^2)$) als auch nicht-perturbative ($\sim 1/Q^2$) QCD-Effekte phänomenologisch mittels 15 freier Parameter beschreibt ([Mils:91]), wurde von der NMC-Kollaboration an deren Experimentdaten angepasst ([NMC:95]).

- Ein anderer Ansatz inkorporiert Beiträge inner- und unterhalb des Resonanzbereichs in eigenen, vom tiefinelastischen Teil unabhängigen Termen, enthält zusätzlich explizit den elektromagnetischen Formfaktor und kommt mit acht freien Parametern aus. Er ist in [NMC:92] erläutert und an die zum damaligen Zeitpunkt verfügbaren NMC-Daten angepasst. Ein später extrahierter Parametersatz für den gleichen funktionalen Verlauf berücksichtigt auch neuere Daten ([Brül:01]).

  Diese Beschreibung wurde auch für die Umwichtung der für ein Protontarget generierten MONTE-CARLO-Daten verwendet, mit denen in Abschnitt 4.8 die spingemittelten kinematischen Verteilungen verglichen wurden. Ein Problem dieser Parametrisierung ist jedoch, dass sie den Übergang zum elastischen Bereich nicht sinnvoll beschreibt: Statt stetig monoton gegen null zu konvergieren, liefert sie für hadronische Endzustände unterhalb der – leicht verschmierten – Pionmasse, nämlich für $W \leq M + m_\pi - 50\ \mathrm{MeV}$, nicht-reelle Werte für F_2. In manchen Anwendungen, etwa zur Berechnung von Integralen, wird dieser kinematische Bereich jedoch durchlaufen, so dass eine Verwendung dieser Parametrisierung nicht ohne weitere Ad-hoc-Modifikationen, etwa $F_2 = 0$ unterhalb der Pionschwelle, möglich wäre.

- Eine weitere Möglichkeit besteht in der Kombination verschiedener Parametrisierungen. [NMC:92] gibt eine aus Proton- und Deuterondaten erhaltene Parametrisierung des Strukturfunktionsverhältnisses $F_2^{\mathrm{n}}/F_2^{\mathrm{p}}$. In Verbindung mit der weit verbreiteten, auf einem REGGE-Ansatz basierenden "ALLM"-Parametrisierung für F_2^{p} ([ALLM:91]) kann dann die Deuteronstrukturfunktion $F_2^{\mathrm{d}} = F_2^{\mathrm{p}}(1 + F_2^{\mathrm{n}}/F_2^{\mathrm{p}})/2$ konstruiert werden. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, die über einen großen kinematischen Bereich hohe Präzision der Protondaten indirekt auch für das Deuteron auszunutzen. Die derzeit aktuellste, standardmäßig verwendete Version der "ALLM"-Parametrisierung berücksichtigt neben den NMC-Daten auch Resultate von Experimenten bei SLAC, vom BCDMS-Experiment am CERN, E665 bei FNAL und v. a. den enorm umfangreichen Datensatz der Kollisionsexperimente H1 und ZEUS am Speicherring HERA (s. [ALLM:97] und die dort angegebenen Referenzen).

Generell ist zu diesen Parametrisierungen zu sagen, dass sie überwiegend anhand von

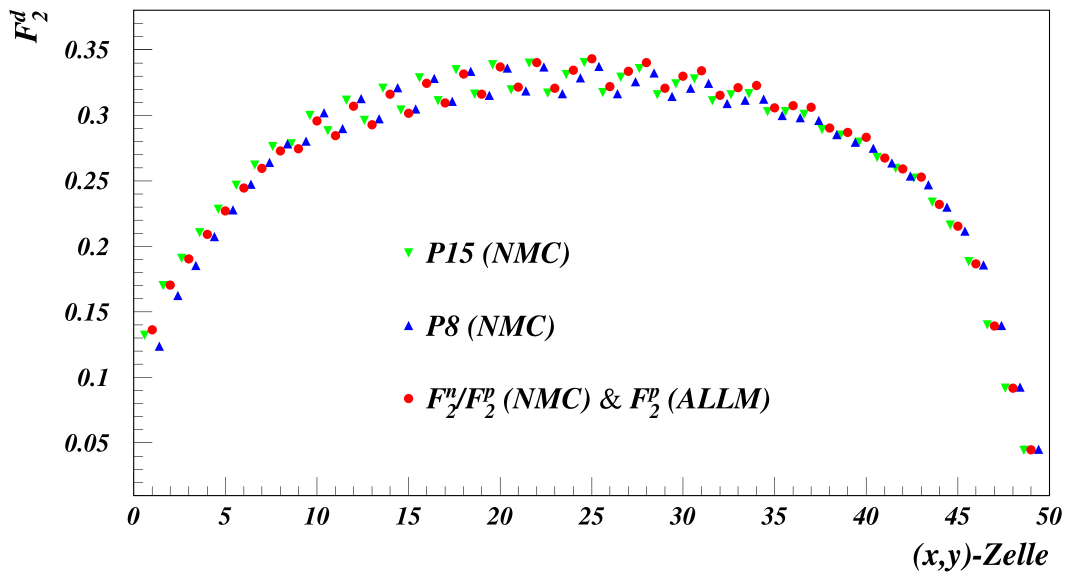


Abbildung 5.13: Vergleich verschiedener F_2^{d}-Parametrisierungen im kinematischen Bereich dieser Analyse: Dargestellt sind die drei im Text erläuterten funktionalen Verläufe.

Daten entwickelt wurden, die bei deutlich höheren Energien als der bei HERMES zur Verfügung stehenden genommen wurden, nämlich entweder in Kollisions- oder Myonstrahlexperimenten. Eine Ausnahme bilden lediglich die Daten von SLAC, eine Anlage, bei der wie bei HERMES ein Elektronstrahl mit Energien unterhalb $50\ \mathrm{GeV}$ und ruhende Targets verwendet werden, so dass die Kinematik dieser Daten mit der von HERMES vergleichbar ist. Die oben beschriebenen Funktionen geben daher eine gute und konsistente Beschreibung v. a. der Hochenergiedaten, während bei einer Anwendung auf die Kinematik des HERMES-Experiments Abstriche gemacht werden müssen, insbesondere bei kleinem x und Q^2. Wie in Abbildung 5.13 zu sehen, unterscheiden sich die Parametrisierungen – hier mit den Kürzeln "P15", "P8" und "ALLM" bezeichnet – am unteren Rand des kinematischen Bereichs um bis zu $10\ \%$. Für die Extraktion von g_1^{d} nach (5.24) wird im Folgenden die mithilfe von "ALLM" gewonnene Parametrisierung verwendet, weil sie am konsequentesten *alle* zur Verfügung stehenden Daten wiedergibt und damit den derzeit besten Wissensstand repräsentiert ([Stö:02]).

Das Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$

Die Strukturfunktion g_1^{d} bzw. ihr Verhältnis zu F_1^{d} ist das eigentliche Ziel der hier vorgestellten Messung. Dennoch ist zur Datenanalyse schon eine zumindest ungefähre Kenntnis dieser Größe hilfreich, beispielsweise bei der Berechnung der spinabhängigen Anteile des Wirkungsquerschnitts für tiefinelastische Streuung unter Aussendung eines Bremsstrahlungsphotons für die in Abschnitt 5.3 diskutierten Strahlungskorrekturen.

Eine hinreichend gute Beschreibung bekommt man bereits, wenn man die Messergebnisse früherer Experimente bei CERN (s. etwa [SMC:98b, SMC:99]) und SLAC ([E143:98, E155:00]) hinsichtlich der dominanten x-Abhängigkeit von $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ oder A_1^{d} parametrisiert. Dies ist schon mit einer einfachen Parabelanpassung $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}} = \sum_{i=0}^{2} c_i x^i$ mit akzeptabler Güte möglich. Die Anpassung eines exponentiellen Verlaufs $\sim x^{\alpha}$, die für das Proton ebenfalls gute Resultate liefert, scheitert bei den Deuterondaten, weil $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ bei kleinem x negativ wird. Für das Deuteron erweist sich, insbesondere bei kleinem x, eine auch im Programm POLRAD ([Aku:97]) verwendete funktionale Form – im Folgenden als AKUSHEVICH-Parametrisierung bezeichnet – als besonders geeignet. Die Parameteranpassung an publizierte Daten anderer Experimente ergibt ([Stö:00])

$$A_1^{\mathrm{d}} = (e^{-8{,}2885\,x} - 1)(0{,}0323589^{0{,}142777} - x^{0{,}142777}) \ . \tag{5.25}$$

Dieser Verlauf taugt in brauchbarer Näherung auch als Modell für $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$.

Beiträge longitudinal polarisierter Photonen

Während reelle Photonen masselos und daher ausschließlich transversal polarisiert sind, können virtuelle Photonen auch longitudinale Polarisationsanteile tragen (zu den Begriffen "longitudinal" und "transversal" bei Photonen sei an Fußnote 7 in Kapitel 2 (S. 10) erinnert). Diese gehen auf zweierlei Weise in die Analyse ein:

Zum einen bricht das nicht verschwindende Verhältnis der Absorptionsquerschnitte von longitudinal und transversal polarisierten Photonen $R = \sigma_\mathrm{L}/\sigma_\mathrm{T}$ die CALLAN-GROSS-Beziehung, wie in (2.20) ausgedrückt, und beeinflusst daher sowohl direkt die g_1^d-Extraktion (5.24) als auch die $g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$-Bestimmung (5.23), weil der Depolarisationsfaktor D (2.31) ebenfalls darauf korrigiert ist. Das Verhältnis R wurde in mehreren SLAC-Experimenten vermessen. Die meistverwendete Parametrisierung dieser Daten, die in [Whi:90] abgeleitet wurde, ist auch nach einer Analyse neuerer Daten mit erweiterter Kinematik unverändert gültig ([E143:99]) und soll daher hier benutzt werden. Ein weiteres wichtiges Resultat der SLAC-Analysen ist, dass R nicht davon abhängt, ob ein Proton- oder ein Deuterontarget verwendet wird: Folglich ist R für das Proton und das Neutron gleich, d. h. Isospin-invariant, und etwaige Nukleareffekte sind – wie für das Deuteron meistens der Fall – klein. Eine Neuanalyse von unpolarisierten HERMES-Daten zeigt allerdings auch bei schwereren Targetkernen wie ^{14}N oder ^{84}Kr keine Nukleareffekte in R ([HER:02c]).

Zum anderen geht die durch die Asymmetrie A_2 (2.30) beschriebene Interferenz zwischen der Absorption longitudinal und der transversal polarisierter Photonen direkt in das Strukturfunktionsverhältnis $g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$ ein. Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden mit einem longitudinal polarisierten Target aufgenommen und sind auf diese ohnehin kleine Asymmetrie kaum sensitiv, so dass die Beimischung gering ist: Der Faktor $(\gamma-\eta)/(1+\gamma^2)$, mit dem A_2^d in (5.23) gewichtet ist, beträgt maximal etwa $0{,}06$. Dieser Wert wird bei großem x erreicht, wo auch A_2 am größten ist.

Die geringe Sensitivität longitudinal-polarisierter Daten auf A_2^d verhindert allerdings auch, eine Aussage über A_2^d aus diesen Daten direkt zu gewinnen, so dass hier eine externe Beschreibung notwendig ist. Publizierte Messergebnisse zu A_2^d bzw. g_2^d stammen von den Experimenten SMC ([SMC:97]), E143 ([E143:98]) und v. a. von E155 ([E155:99a]). Diese geben, insbesondere für das Deuteron, keinen Hinweis auf signifikant über den führenden ("WANDZURA-WILCZEK")-Anteil in (2.43) hinausgehende Beiträge. Erst kürzlich vorgelegte neue Resultate ([E155:02]) bestätigen dies mit deutlich verbesserter Präzision. Somit stellt der unter Verwendung von (2.35) und (2.20) abgeleitete Ausdruck

$$A_2^\mathrm{d}(x,Q^2) = \frac{\gamma x}{1+\gamma^2}\,\frac{1+R(x,Q^2)}{F_2^\mathrm{d}(x,Q^2)}\int_x^1 \mathrm{d}x'\;\frac{1+\gamma'^2}{x'^2}\,\frac{F_2^\mathrm{d}(x',Q^2)}{1+R(x',Q^2)}\,\frac{g_1^\mathrm{d}}{F_1^\mathrm{d}}(x',Q^2) \tag{5.26}$$

in jedem Fall eine geeignete Beschreibung dar. Hierbei werden F_2^d, R und $g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$ wie oben beschrieben parametrisiert, γ bzw. γ' wird aus Q^2 und x bzw. x' nach (2.8) berechnet. Die Integration erfolgt nummerisch mithilfe der SIMPSON-Regel.

Diese Wahl für A_2^d ist in Abbildung 5.14 zusammen mit der in vorhergehenden Deuteronanalysen bei HERMES ([Wei:02, DeN:01]) verwendeten Annahme $g_2^\mathrm{d} = 0$ dargestellt.

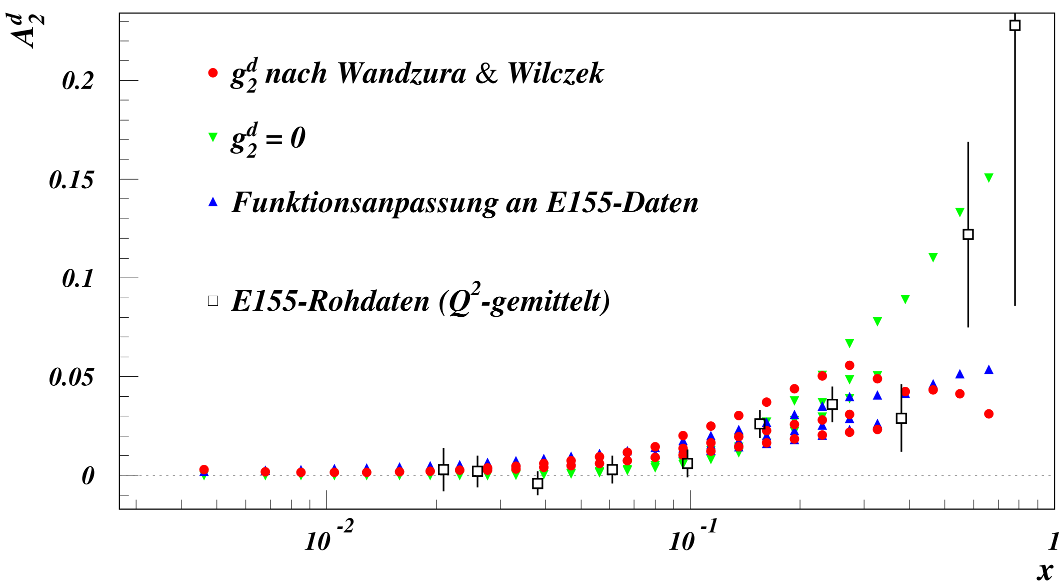


Abbildung 5.14: Vergleich von $A_2^{\rm d}$ nach (5.26) mit der Annahme $g_2^{\rm d} = 0$, d. h. $A_2^{\rm d} = \gamma A_1^{\rm d}$ sowie den jüngst vorgelegten Daten von E155.

Letztere ist nach (2.34) und (2.35) äquivalent zu $A_2^{\rm d} = \gamma A_1^{\rm d}$ und wird daher bei kleinem x negativ. Dagegen steigt sie bei großem x sehr viel weiter an als die WANDZURA-WILCZEK-Formel, wobei der genaue Verlauf stark von der gewählten $g_1^{\rm d}/F_1^{\rm d}$-Parametrisierung abhängt. Beide Modelle geben die unmittelbar aus (2.35) folgende Q^2-Abhängigkeit von $A_2^{\rm d}$ gut wieder. Sie liegen ferner deutlich unterhalb des SOFFER-TERYAEV-Limits (2.37). Da (5.26) eine sehr gute Beschreibung besonders der neuen E155-Daten gibt und gleichzeitig theoretisch gut fundiert ist, soll diese Form von $A_2^{\rm d}$ in vorliegender Arbeit verwendet werden.

Zusätzlich sind in Abbildung 5.14 die schon erwähnten neuesten Messergebnisse des E155-Experiments, bei jeweils festem x über die drei Spektrometerarme und die zwei Strahlenergien gemittelt, gezeigt. An die *ungemittelten* Messwerte wurde die Parametrisierung $A_2^{\rm d} = cx/\sqrt{Q^2}$, deren funktionale Form durch $A_2 \approx \gamma A_1 \approx \gamma g_1/F_1$ und die Definition von $\gamma = 2Mx/\sqrt{Q^2}$ (2.8) motiviert ist, mit $c = (0{,}22 \pm 0{,}04)$ GeV angepasst und an den 49 kinematischen Punkten dieser Analyse ausgewertet. Dieses phänomenologische Modell, das die E155-Daten mit einer Güte von $\chi^2 = 43{,}1/39$ beschreibt und, wie schon erwähnt, deutlich näher am WANDZURA-WILCZEK-Modell als an der Annahme $A_2^{\rm d} = \gamma A_1^{\rm d}$ liegt, wird später (Abschnitt 5.5.4) als Referenz zur Abschätzung systematischer Unsicherheiten dienen.

5.5.2 Resultate für $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ und g_1^{d}

Das aus der gemessenen und korrigierten Streuquerschnittsasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ unter Verwendung der oben beschriebenen Parametrisierungen extrahierte Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ ist in Abbildung 5.15 für die 2000er-Daten dargestellt. Bei kleinstem x liegt $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ sehr nahe bei null, mit einer klaren Tendenz zu negativen Werten. Erst bei $x \gtrsim 0{,}03$ steigt das Verhältnis nennenswert an und erreicht beim größten gemessenen x Werte um $0{,}4$.

Dieser Verlauf ist als Mischung der Proton- und Neutroneigenschaften leicht einzusehen: Für das Proton ist $g_1^{\mathrm{p}}/F_1^{\mathrm{p}}$ bei kleinem x ebenfalls klein, aber stets positiv, und steigt bei großem x bis auf knapp $0{,}8$ an ([SMC:98b, SMC:99, E143:98, HER:98b, E155:00, Gär:01]), was wiederum mit der naiven Erwartung $\lim_{x\to 1} A_1 = 1$, d. h. der Dominanz der Valenzquarks bei großem x ([ClRo:93]), verträglich ist. Dagegen werden für das Neutron in $^3\mathrm{He}$ - Messungen negative Werte um $-0{,}1$ fast im gesamten bisher untersuchten kinematischen

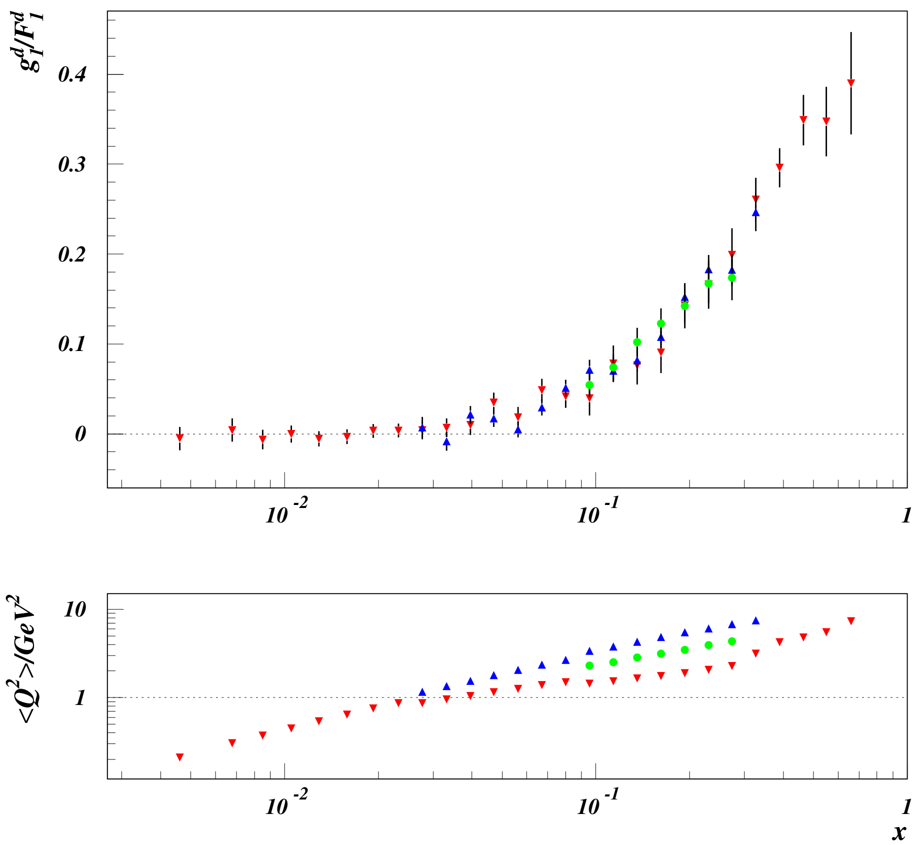


Abbildung 5.15: Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ aus den Daten des Jahrs 2000 als Funktion von x und Q^2. Gezeigt sind nur statistische Fehler.

Bereich beobachtet ([E142:96, E154:97a, E154:97b, HER:97]), ein Anstieg $A_1^{\mathrm{n}} \to 1$ ist hier erst bei sehr großem x zu erkennen. Das Deuteronresultat liegt somit erwartungsgemäß, entsprechend (2.53), etwa in der Mitte zwischen dem für das Proton und das Neutron (s. auch [KhHo:91]).

Da bei großem x die tiefinelastische Streuung am Proton von den u-Quarks wegen deren hoher Anzahldichte und der im Vergleich zum d-Quark größeren Ladung bei weitem dominiert wird, kann aus den in diesem Bereich beobachteten großen Werten von $g_1^{\mathrm{p}}/F_1^{\mathrm{p}}$ bereits eine deutlich ausgeprägte positive Polarisation der u-Quarks relativ zum Protonspin gefolgert werden. Ähnlich lässt die leicht negative Neutronasymmetrie auf eine betragsmäßig kleinere, negative Polarisation der d-Quarks schließen. Bei kleinem x sind die Beiträge der Seequarks zum Wirkungsquerschnitt besonders stark, so dass die hier zu sehenden kleinen Spinasymmetrien als Hinweis auf nur kleine Beiträge der Seequarks zum Nukleonspin zu werten sind. Diese Befunde werden durch semi-inklusive Daten zumindest für die u- und d-Quarks bestätigt ([SMC:96, SMC:98a, HER:99c]), während die Frage nach den Seequarkbeiträgen sowohl mithilfe inklusiver als auch semi-inklusiver Resultate noch nicht restlos beantwortet werden kann ([Sim:02]).

Wie man weiterhin sieht, stimmen die bis zu drei $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$-Messwerte innerhalb eines x-Intervalls im Rahmen der statistischen Fehler gut überein, da die starke y-Abhängigkeit von $A_{||}^{\mathrm{d}}$ im Wesentlichen durch den Depolarisationsfaktor D bedingt und folglich nach Division durch diesen (5.23) weitgehend aufgehoben ist. Eventuelle Q^2-Abhängigkeiten in $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ sind, wie im folgenden Abschnitt demonstriert wird, höchstens sehr klein, so dass bei festem x das fehlergewichtete Mittel über die Einzelwerte gebildet werden kann. In dieser Form sind die Daten von 1998 und 2000 in Abbildung 5.16 im direkten Vergleich zu sehen. Hierbei fällt sofort die hohe statistische Präzision der 2000er-Daten ins Auge, durch die zufällige Schwankungen, die im 1998er-Datensatz noch recht groß sind, weitgehend verschwinden. Im mittleren Teil der Abbildung ist die σ-Abweichung

$$\sigma = \frac{(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})|_{1998} - (g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})|_{2000}}{\sqrt{\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})|_{1998}^2 + \Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})|_{2000}^2}} \tag{5.27}$$

gezeigt, wobei hier, wie üblich, auf die quadratische *Summe* der statistischen Fehler normiert wird, weil die zu vergleichenden Datensätze – anders als in (5.21) für die Schnittvariationsstudien in den Abschnitten 5.4.1 und 5.4.3 – vollkommen unkorreliert sind. Die σ-Abweichung ist zwischen -1 und $+1$ etwa gleichverteilt, der Mittelwert $\langle\sigma\rangle = -0{,}02 \pm 0{,}14$ mit null verträglich. Die Abweichungen der Einzelwerte der beiden Datensätze sind also vollständig durch die Größe statistisch erlaubter Schwankungen abgedeckt und zeigen keine systematischen Tendenzen. Dies ist vor dem Hintergrund der unterschiedlichen Messbedingungen in den untersuchten Datennahmezeiträumen von großer Bedeutung: Die statistische Kompatibilität der 1998er-Daten mit denen aus 2000, die unter deutlich besseren Bedingungen genommen wurden, ist ein wichtiger Hinweis darauf, dass für 1998 die bisweilen heikle Behandlung etwa der Strahl- und Targetpolarisation und v. a. des TSF

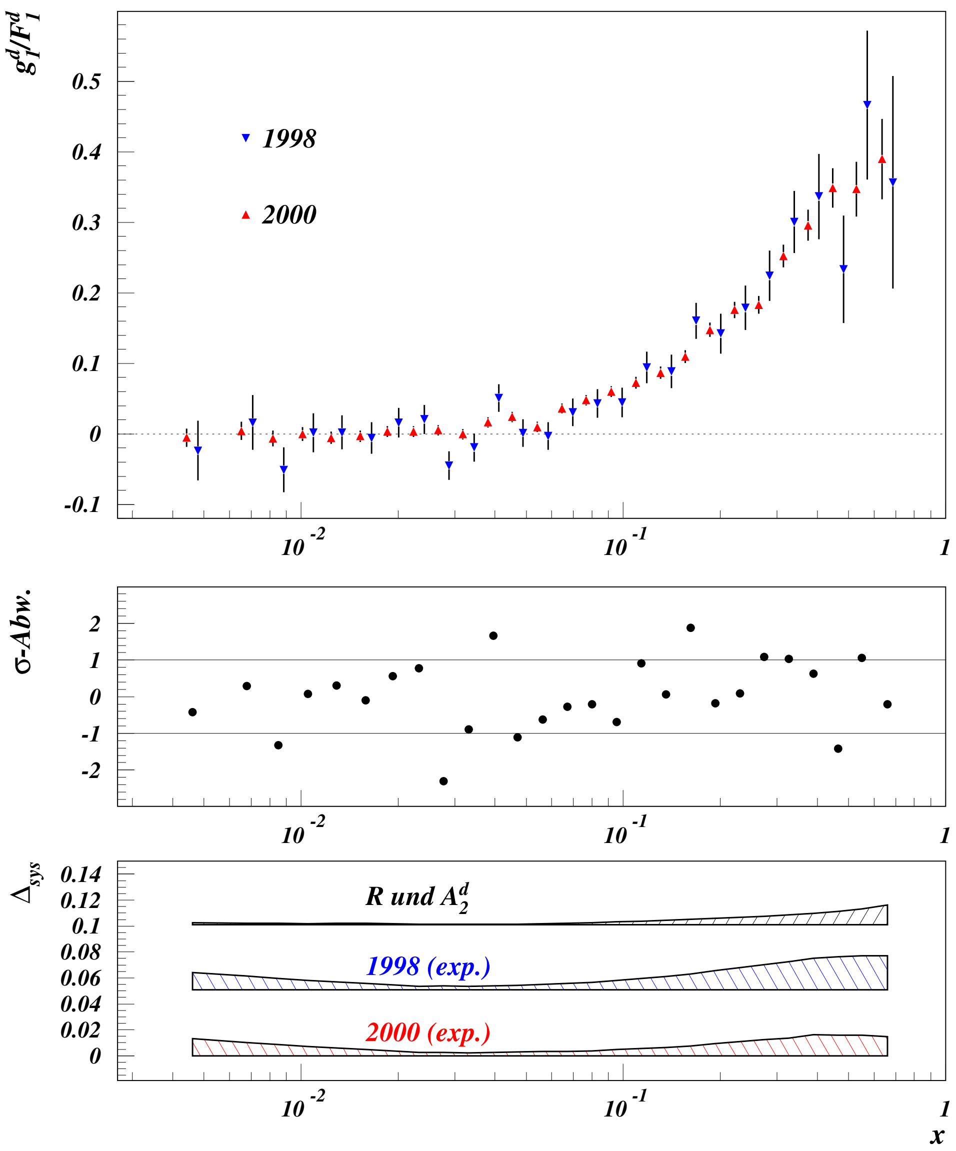


Abbildung 5.16: Vergleich des aus den 1998er- und den 2000er-Daten gewonnenen, über y bzw. Q^2 gemittelten Strukturfunktionsverhältnisses $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$. Die Fehlerbalken im oberen Teil repräsentieren nur die statistischen Unsicherheiten. Die im untersten Teil dargestellten systematischen Fehler werden in Abschnitt 5.5.4 detailliert erläutert.

(s. Abschnitte 4.2 und 4.3 bzw. 4.7.3) in sinnvoller Weise erfolgte und die Daten demnach, bei Zuweisung angemessener systematischer Unsicherheiten, zu einem Gesamtergebnis kombiniert werden können. Dies wird in den Abschnitten 5.5.4 und 5.6 erfolgen.

Das extrahierte Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ ist für die beiden Datennahmezeiträume separat in den Tabellen A.15 und A.16 (Anhang, S. 177 f.), aufgelistet. Angegeben sind sowohl die Werte pro (x, y)-Zelle des kinematischen Bereichs als auch die über y gemittelten. In den darauf folgenden Tabellen A.17 und A.18 ist dann die nach (5.24) gewonnene Spinstrukturfunktion g_1^{d} zu finden. Auch hierfür werden über y bzw. Q^2 gemittelte Werte angegeben, wobei daran erinnert sei, dass bereits die bekannte Skalenbrechung in F_2^{d} der daraus bestimmten Spinstrukturfunktion g_1^{d} eine Q^2-Abhängigkeit aufprägt und eine solche Mittelung mithin nicht für alle Zwecke sinnvoll ist. Eine graphische Darstellung der Strukturfunktion g_1^{d} wird weiter unten in Abschnitt 5.6 nachgeholt.

5.5.3 $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ als Funktion von Q^2

Die spingemittelten Strukturfunktionen F_1 und F_2 tragen eine gut vermessene Abhängigkeit von Q^2, die zwar deutlich schwächer ist als diejenige von x, der aber dennoch große Bedeutung zukommt, weil sie wesentlich zum Verständnis der starken Kraft beiträgt: Die Skalenbrechung kann bei großem Q^2 im Rahmen der perturbativen QCD verstanden werden, die eine ausschließlich logarithmische Abhängigkeit von Q^2 vorhersagt, während andrerseits bei kleinem Q^2 höhere Twists und Targetmassenkorrekturen wichtig werden, die Potenzgesetzen $\sim (1/Q)^n$ gehorchen (vgl. Abschnitt 2.4).

Dagegen wurde im Verhältnis der spinabhängigen zur spingemittelten Strukturfunktion $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ bislang keine Q^2-Abhängigkeit beobachtet. Erste Versuche, Parametrisierungen der x-Abhängigkeit einen Term $\sim (1 + c/Q^2)$ hinzuzufügen, ergaben für den Parameter c keine signifikant von null verschiedenen Werte ([E155:00]). Im Folgenden soll nun das Messergebnis der vorliegenden Arbeit auf etwaige interne Skalenbrechungen hin untersucht werden. Dies ist auch von Bedeutung im Hinblick auf eine korrekte Extraktion von g_1^{d} aus dem Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ ([ANG:94]).

Da die zu erwartenden Effekte sehr klein und somit sehr empfindlich gegenüber systematischen Messunsicherheiten sind, wird diese Studie auf den unter sehr stabilen Bedingungen aufgezeichneten Datensatz aus dem Jahr 2000 beschränkt, der sich zudem durch die nötige hohe statistische Präzision auszeichnet. Ausgangspunkt ist das schon in Abbildung 5.15 als Funktion von x und Q^2 gezeigte Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}(x, Q^2)$. In der gewählten zweidimensionalen Aufteilung der kinematischen Ebene überdecken die Q^2-Zentralwerte zu festem x eine Spanne von bis zu $4{,}5\ \mathrm{GeV}^2$, was eine direkte Analyse von $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ als Funktion von Q^2 ermöglicht.

Wie in Abschnitt 4.6 erwähnt, können sich die aus der gemittelten Ereigniskinematik bestimmten Zentralwerte $\langle x_{\mathrm{obs}} \rangle$ zu verschiedenen y innerhalb eines x-Intervalls i. Allg. geringfügig unterscheiden und werden daher nachträglich auf den Mittelwert über das gesamte Intervall fixiert. Prinzipiell kann bereits dies die hier durchzuführende Studie verfälschen, weil die x-Abhängigkeit in jedem Fall sehr viel größer ist als eine etwaige Variation mit Q^2. Um solche Effekte restlos auszuschließen, wurde daher das bei der Kinematik $(\langle x_{\mathrm{obs}} \rangle, \langle Q^2 \rangle)$ gemessene Strukturfunktionsverhältnis mithilfe des additiven An-satzes

$$\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}(\langle x_{\mathrm{fix}}\rangle, \langle Q^2\rangle) = \frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}(\langle x_{\mathrm{obs}}\rangle, \langle Q^2\rangle) + \left(\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}\right)_{\mathrm{mod}}(\langle x_{\mathrm{fix}}\rangle) - \left(\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}\right)_{\mathrm{mod}}(\langle x_{\mathrm{obs}}\rangle) \tag{5.28}$$

zum festen Zentralwert $\langle x_{\mathrm{fix}}\rangle$ entwickelt, wobei $(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})_{\mathrm{mod}}$ das in Abschnitt 5.5.1 vorgestellte Modell der x-Abhängigkeit bezeichnet. Da jedoch innerhalb eines x-Intervalls die Abweichung der Zentralwerte $\langle x_{\mathrm{obs}}\rangle$ voneinander ohnehin sehr klein ist – andernfalls wäre die Festlegung der Kinematik auf einen gemeinsamen Wert $\langle x_{\mathrm{fix}}\rangle$ überhaupt nicht zulässig –, ist der Effekt der Korrektur (5.28) marginal und hat keinerlei Auswirkungen auf das Resultat.

Da höchstens kleine Änderungen von $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ mit Q^2 zu erwarten sind, ist es sinnvoll, die Messwerte als Funktion von $\ln Q^2$ zu betrachten. Als einfachste Testfunktion bezüglich Q^2 kann in jedem x-Intervall eine Gerade, gleichsam als TAYLOR-Polynom niedrigster nichttrivialer Ordnung, an die Punkte angepasst werden. Dies ist in Abbildung 5.17 für zwei repräsentative x-Intervalle demonstriert. Im Intervall $0{,}0872 \le x < 0{,}104$ werden die Datenpunkte durch eine Gerade auffallend gut wiedergegeben, während im anderen Beispiel $0{,}148 \le x < 0{,}177$ die Anpassung weitgehend willkürlich erscheint. Beide Muster finden sich auch in anderen x-Bereichen wieder.

Um eine Vorstellung vom globalen Verhalten von $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ bezüglich Q^2 zu bekommen,

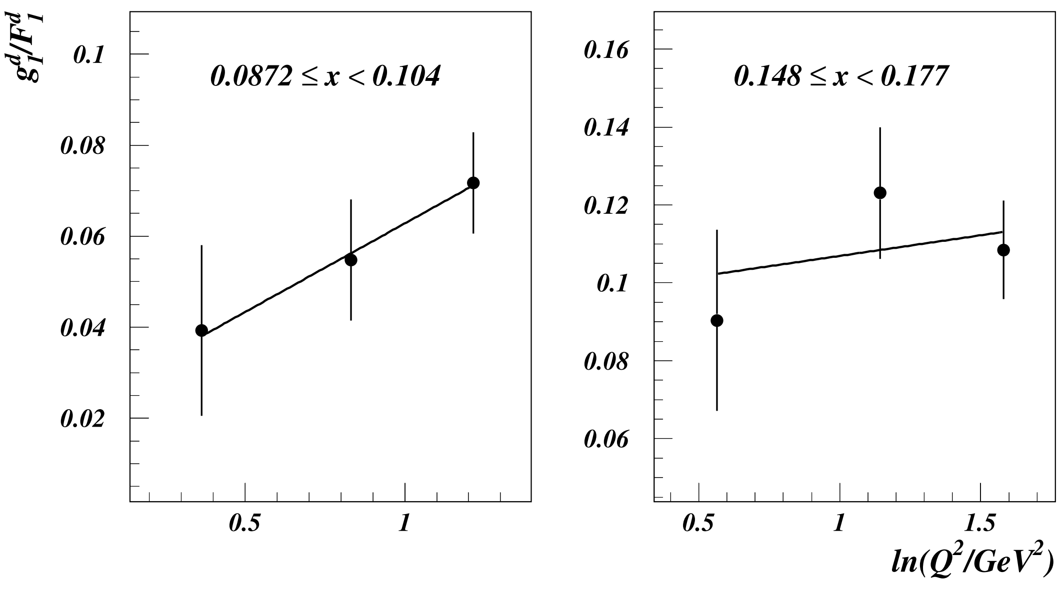


Abbildung 5.17: Das Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ als Funktion von $\ln Q^2$ in zwei verschiedenen x-Bereichen. Die Geraden sind an die Datenpunkte und deren statistische Fehler angepasst.

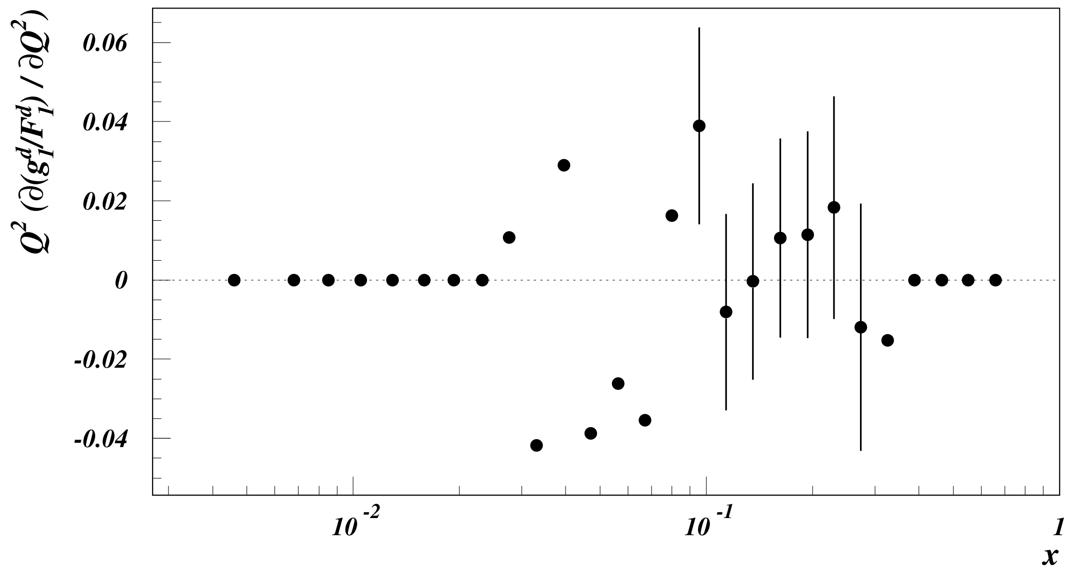


Abbildung 5.18: Logarithmische Ableitung von $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}(Q^2)$, d. h. die Steigungen der Geraden in Abbildung 5.17, als Funktion von x.

sind in Abbildung 5.18 die *Steigungen* der jeweils angepassten Geraden gegen x aufgetragen. Für $x \leq 0{,}0232$ liegt zu jedem x-Wert nur *ein* Datenpunkt vor, und die Steigung wurde gleich null gesetzt. In den folgenden sieben Intervallen, d. h. für $0{,}0277 \leq x \leq 0{,}0799$, sowie für den Punkt $x = 0{,}3267$, stehen je *zwei* Messwerte zur Verfügung. Die "Anpassung" einer Geraden ist dann trivial, liefert jedoch kaum verwertbare Information, da keine Freiheitsgrade mehr zur Verfügung stehen. Statistisch aussagekräftig sind daher nur die an je *drei* Punkte angepassten Steigungen im Bereich $0{,}0954 \leq x \leq 0{,}2739$.

Diese sind einzeln betrachtet im Rahmen der statistischen Fehler mit null verträglich. Die fünf Punkte bei $x \gtrsim 0{,}1$ lassen eine leichte Tendenz vermuten, was durch geeignete Signifikanztests, wie sie etwa zur Untersuchung der kleinen $^3\mathrm{He}$-Asymmetrien in [Neu:97] oder auch zu systematischen Studien am Deuterondatensatz ([DeN:02]) herangezogen wurden, zu erhärten wäre. Es bleibt jedoch zu klären, ob dieser Effekt wirklich in der Physik von $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ liegt oder aber ein Artefakt noch nicht berücksichtigter Korrekturen ist. Beispielsweise ist nicht auszuschließen, dass die für die 2000er-Daten noch nicht vorgenommene Korrektur auf Fehlpositionierungen im Spurkammersystem für einen Effekt dieser Art und Größenordnung verantwortlich ist. Auch wäre der Einfluss der ebenfalls noch nicht durchgeführten Korrektur auf kinematische Verschmierung durch Energieverluste im Detektormaterial ("detector smearing") auf eine solche Analyse zu überprüfen. Da diese Verschmierung im Wesentlichen dazu führt, dass einem Ereignis ein zu niedriger Impuls und damit ein zu kleines x zugeordnet wird, erwartet man auf die gemessenen Asymmetrien aber nur bei $x \gtrsim 0{,}06$ einen Einfluss, da nur hier die x-Abhängigkeit stark ist. Bei kleinem x ist $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}(x)$ sehr flach, und die "smearing-Korrektur" verändert nur die Ereigniszahl pro kinematischem Intervall und damit die Größe der statistischen Fehler, nicht aber die Asymmetriewerte selbst. Sind die Messwerte einmal von solchen Effekten bereinigt, wird eine Wiederholung der hier vorgestellten Studie angebracht sein. Weiteren Aufschluss dürfte dann auch die Einbeziehung weiterer Daten in die Untersuchung geben, insbesondere derjenigen vom SMC-Experiment ([SMC:98b, SMC:99]), die sich bei gleichem x um ein bis zu zehnmal höheres Q^2 auszeichnen und dadurch in Kombination mit den HERMES-Daten ein sehr weiter Q^2-Bereich abgedeckt wird.

Für den Moment bleibt daher lediglich festzustellen, dass eine eventuelle Skalenbrechung in $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ auch im statistisch sehr präzisen 2000er-Datensatz nicht signifikant nachzuweisen und daher als vernachlässigbar anzusehen ist. Die Skalenbrechung von g_1^{d} haftet nach bisherigem Erkenntnisstand den unpolarisierten Wirkungsquerschnitten an und beinhaltet keine zusätzlichen Spineffekte.

5.5.4 Systematische Unsicherheiten

Beiträge zur systematischen Unsicherheit der Messung wurden schon vereinzelt erwähnt. Hier sollen nun alle berücksichtigten Anteile quantitativ diskutiert und zusammengestellt werden. Viele der systematischen Fehler erhält man durch vergleichende Anwendung verschiedener Analysemethoden oder, wo externe Information benötigt wird, unterschiedlicher Modelle. Da systematische Fehler im Normalfall von der Messstatistik unabhängig sind[2], sollten sie durch glatte Funktionen beschrieben werden. Die bei direkter Bestimmung aus den Messergebnissen auftretenden statistischen Schwankungen werden daher durch Anpassung geeigneter Funktionen geglättet. Ansonsten werden bei der Bestimmung, wo möglich, von vornherein die oben beschriebenen Parametrisierungen von $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$, A_2^{d}, F_2^{d} und R verwendet.

Normierung

Die Normierung einer Asymmetriemessung ist zum einen gegeben durch die Polarisationsgrade von Strahl und Target, zum anderen durch die Luminsosität bzw. die Koinzidenzraten im Luminositätsmonitor. Da eine Fehlmessung dieser Größen die Asymmetriemessung im gesamten kinematischen Bereich in eine einheitliche Richtung verfälscht, sind die damit verbundenen systematischen Unsicherheiten mit besonderer Sorgfalt abzuschätzen.

Die relative Unsicherheit der Strahlpolarisation ist für die 1998er-Daten mit $3{,}4\ \%$ anzusetzen, für das Jahr 2000 mit 2 % (vgl. Abschnitt 4.2). Für das Target beträgt die systematische Unsicherheit 8 % in 1998 (s. Abschnitt 4.3), während für 2000 die pro Spinzustand

[2] Eine Ausnahme hiervon wäre z. B. die in Abschnitt 5.3 erwähnte Iteration der Strahlungskorrekturen, die aber im Rahmen dieser Arbeit noch nicht durchgeführt wurde.

angegebenen Unsicherheiten (4.8) zu einer effektiven relativen Unsicherheit von $4\,\%$ gemittelt werden können ([CoSt:02]).

Für die Luminosität ist, wie in Abschnitt 4.4 erwähnt, ein systematischer Fehler der reinen Ratenmessung mit $1{,}2\ \%$ angegeben. Die hier relevante Unsicherheit wurde allerdings bei [DeN:02] auf eine andere, elegantere Art abgeschätzt, die direkt auf die Asymmetriemessung Bezug nimmt. Hierzu werden in der Asymmetrieformel (5.3) die auftretenden geglätteten Luminositäten $L_{(P)}^{\uparrow\Uparrow(\uparrow\Downarrow)}$ durch zwei andere mögliche Ereigniszahlnormierungen ersetzt, nämlich einmal durch die rohe Koinzidenzrate und einmal durch den

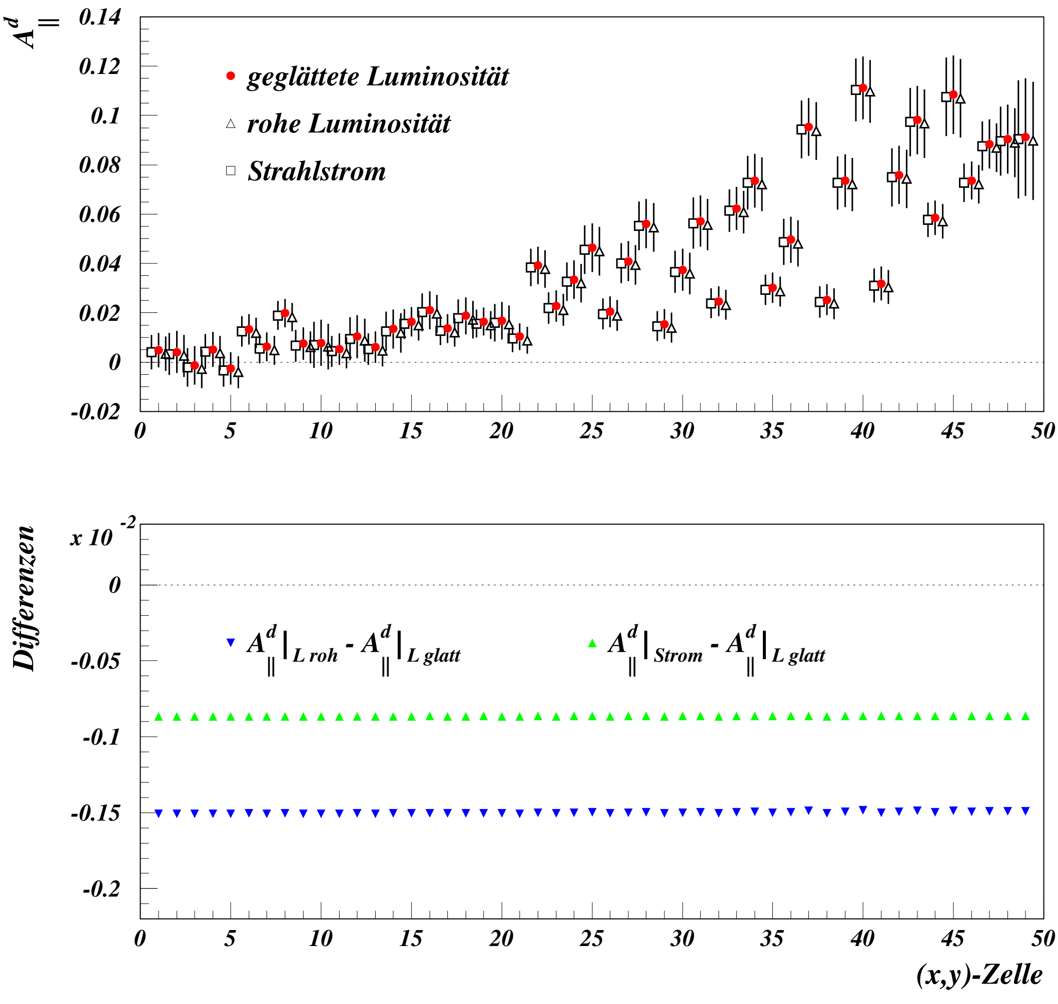


Abbildung 5.19: Asymmetrievergleich für Normierung mit roher und geglätteter Luminosität sowie Strahlstrom nach [DeN:02]. Gezeigt sind exemplarisch die Daten der oberen Detektorhälfte (2000).

Strahlstrom. Alle drei erhaltenen Asymmetrien sind im oberen Teil von Abbildung 5.19 vergleichend dargestellt. Bei genauem Hinsehen erkennt man, dass die Standardwerte (ausgefüllte Punkte) durchgehend geringfügig höher liegen als die beiden anderen (offene Symbole). Genauere Aussagen kann man nun treffen, wenn man die Differenz zwischen der Standardnormierung auf geglättete Luminosität und den alternativen Normierungen betrachtet. Diese sind im unteren Teil der Abbildung gezeigt. Die auf geglättete und rohe Koinzidenzraten normierten Asymmetrien unterscheiden sich um eine Konstante von etwa $0{,}0015$, die gerade die Spinasymmetrie in der BHABHA-Streuung bei einer Targetelektronpolarisation von etwa $0{,}005$ darstellt und somit den Erwartungen entspricht: Die Glättung der Koinzidenzraten wurde ja zu genau dem Zweck vorgenommen, die BHABHA-Asymmetrie zu beseitigen, was so auf einfache Weise überprüft werden kann. Dagegen sollte die Normierung auf den Strahlstrom, wegen (3.7) bzw. (4.10), gegenüber derjenigen auf geglättete Koinzidenzrate keine Änderung bringen. Dennoch unterscheiden sich die mit diesen beiden Methoden berechneten Asymmetrien um einen wiederum konstanten Wert von etwa $0{,}0009$. Eine mögliche Erklärung hierfür wären geringfügige Schwankungen in der Targetdichte bzw. systematisch leicht unterschiedliche Dichten für die beiden Spinzustände, die die Stromnormierung verfälschen. Die Targetdichte kann jedoch nicht mit der für eine diesbezüglich zuverlässige Aussage erforderlichen Präzision gemessen werden ([Hen:02a]). Daher muss diese Abweichung der systematischen Unsicherheit zugeschlagen werden.

Teilchenidentifikation und hadronischer Untergrund

Als Elektronen fehlidentifizierte Hadronen bilden einen Untergrundbeitrag, der die Asymmetriemessung “verdünnen” kann. Dies kann mithilfe der in Abschnitt 4.5.3 bestimmten Hadronkontaminationen nach (5.9) korrigiert werden. Aufgrund der kleinen Kontaminationen ist der Effekt jedoch, wie schon in Abbildung 5.3 gezeigt wurde, marginal und wird deshalb nicht auf die Daten selbst angewandt, sondern als systematischer Fehler behandelt. Dies ist gleichzeitig eine sinnvolle Abschätzung der mit der gesamten Teilchenidentifikation verbundenen systematischen Unsicherheit.

In Abbildung 5.20 ist das Verhältnis der Asymmetrien $A_\parallel^\mathrm{d}$ mit und ohne Anwendung der Korrektur (5.9) gezeigt. Der Effekt ist maximal um $x \approx 0{,}015$ und beträgt dort etwa $0{,}5\ \%$. Die Einzelwerte sind den statistischen Schwankungen der Untergrundasymmetrien A_h (5.6) und v. a. denen von $A_\parallel^\mathrm{d}$ selbst unterworfen und beinhalten zudem eine y-Abhängigkeit. Aufgrund der geringen Auswirkung dieses Beitrags auf den gesamten systematischen Fehler kann dies jedoch recht großzügig gehandhabt werden. Das abgebildete, an die Zahlen angepasste Polynom wurde daher noch um $0{,}0005$ nach oben verschoben, um als Einhüllende auch höher gelegene Werte noch zu erfassen. Die ohnehin kleine Systematik ist damit konservativ abgeschätzt. Oberhalb von $x = 0{,}1$ ist die Hadronkontamination praktisch null (vgl. Abbildung 4.10), so dass in diesem Bereich keine Korrektur bzw. kein systematischer Fehler mehr zu berücksichtigen ist.

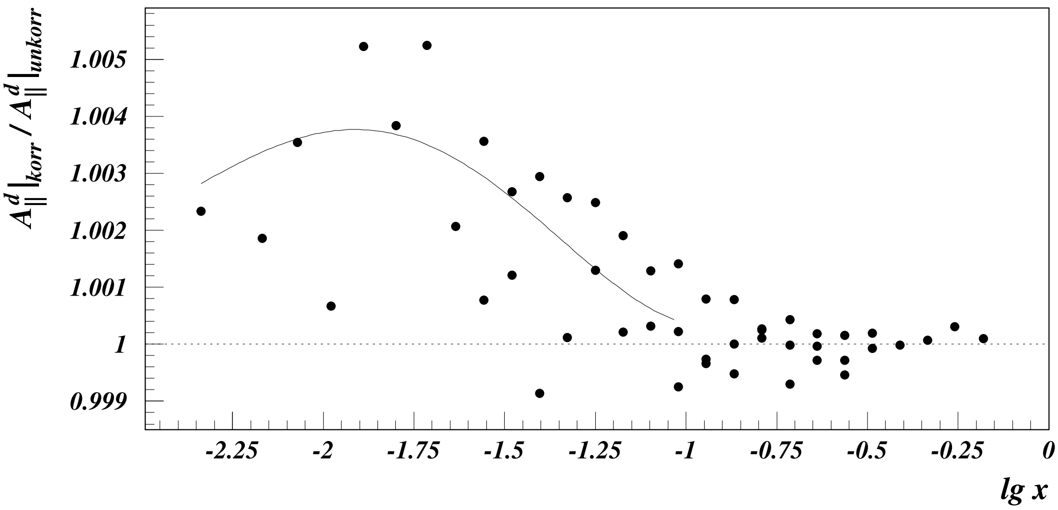


Abbildung 5.20: Effekt der hadronischen Untergrundkorrektur (5.9) auf $A_\parallel^\mathrm{d}$ (vor Strahlungskorrekturen) am Beispiel der 2000er-Daten. Der Effekt wird ausschließlich der systematischen Unsicherheit zugeschlagen, wozu das angepasste Polynom noch um $0{,}0005$ nach oben verschoben wurde.

Untergrund durch den TSF

Die in 1998 auf die obere Detektorhälfte anzuwendende TSF-Korrektur (5.11) muss wegen der Unsicherheiten in ihrer Ableitung (s. Abschnitt 4.7.3) mit einer großen systematischen Unsicherheit versehen werden. Da es sich beim TSF um ein geometrisch klar definiertes, hinter der Targetzelle lokalisiertes Objekt handelt, kann eine einfache Abschätzung der systematischen Unsicherheit durch Variation des hinteren Vertexschnitts erfolgen.

Bereits bei Betrachtung der für verschiedene Vertexschnitte bestimmten Korrekturfunktion (4.59) bzw. (4.60) in Abbildung 4.16 fällt auf, dass auch bei Einschränkung des Messbereichs auf $-18\ \mathrm{cm} < z_\mathrm{vertex} < 6\,\mathrm{cm}$, also auf einen eigentlich weit vom TSF entfernten Bereich, die Korrektur noch signifikant ist. Da dies weitgehend unverstanden ist, muss der im "TSF-freien" Gebiet verbleibende Effekt als systematischer Fehler behandelt werden. Quantitativ kann also als systematische Unsicherheit die Abweichung der korrigierten von der unkorrigierten Asymmetrie bei einem Vertexschnitt von $6\,\mathrm{cm}$ benutzt werden:

$$\Delta_\mathrm{tsf}\, A_\parallel^\mathrm{d} = \frac{1}{2} \left| A_\parallel^\mathrm{d}|_\mathrm{oben} \left(\frac{1}{C_\mathrm{tsf}} - 1 \right) \right|_{z_\mathrm{vertex}<6\ \mathrm{cm}} . \qquad (5.29)$$

Der Faktor $1/2$ trägt der Tatsache Rechnung, dass die Korrektur nur auf etwa die Hälfte aller Daten, nämlich die der oberen Spektrometerhälfte, angewandt wird und somit auch nur diese Daten von der Systematik betroffen sind.

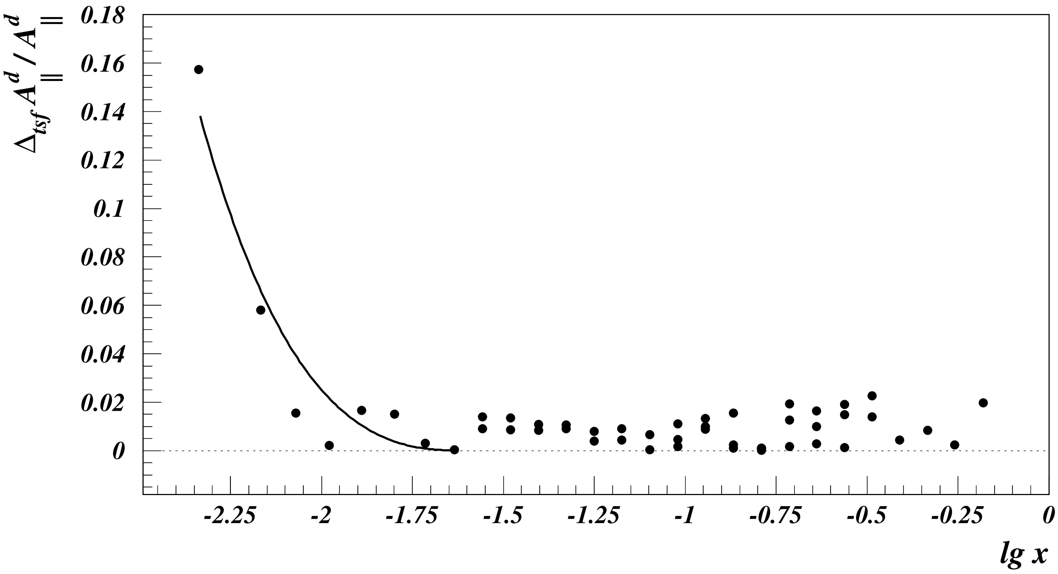


Abbildung 5.21: Relative systematische Unsicherheit der TSF-Korrektur, die durch das gezeigte Polynom parametrisiert wird.

Die so bestimmte Unsicherheit ist in Abbildung 5.21 relativ zu $A_{\|}^{\mathrm{d}}$ gezeigt. Zur konkreten Anwendung wurde wiederum ein Polynom an die Punkte angepasst. Wie auch die Korrektur selbst, so ist auch die Systematik nur bei kleinem x unterhalb von $0{,}0253$ relevant und wird ansonsten null gesetzt. Zu kleinem x hin steigt die relative Unsicherheit schnell an und erreicht Werte bis knapp $16\ \%$.

Positionierung der Spurkammern

Fehlpositionierungen im Spurkammersystem können zu einer Verschiebung in der Winkelmessung und folglich, wegen der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von den kinematischen Variablen, zu einer Verfälschung der Asymmetriebestimmung führen. Die Größenordnung solcher Effekte wurde von [Stö:01b] mittels einer MONTE-CARLO-Simulation abgeschätzt, in der die Auslaufwinkel aller rekonstruierten Spuren sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung um je $0{,}4\ \mathrm{mrad}$ verschoben, also quasi Fehlmessungen simuliert wurden. Die Differenz der aus diesen Daten bestimmten Streuquerschnittsasymmetrie mit derjenigen, die ohne die Verschiebung erhalten wurde, ist in Abbildung 5.22 dargestellt. Sie ist am größten bei hohem x: Hier ist der Verlauf von $A_{\|}^{\mathrm{d}}$ als Funktion von x am steilsten und somit die Empfindlichkeit gegenüber Verschiebungen in der Kinematik besonders groß. Relativ zu $A_{\|}^{\mathrm{d}}$ selbst beträgt der systematische Fehler maximal etwa $1\ \%$.

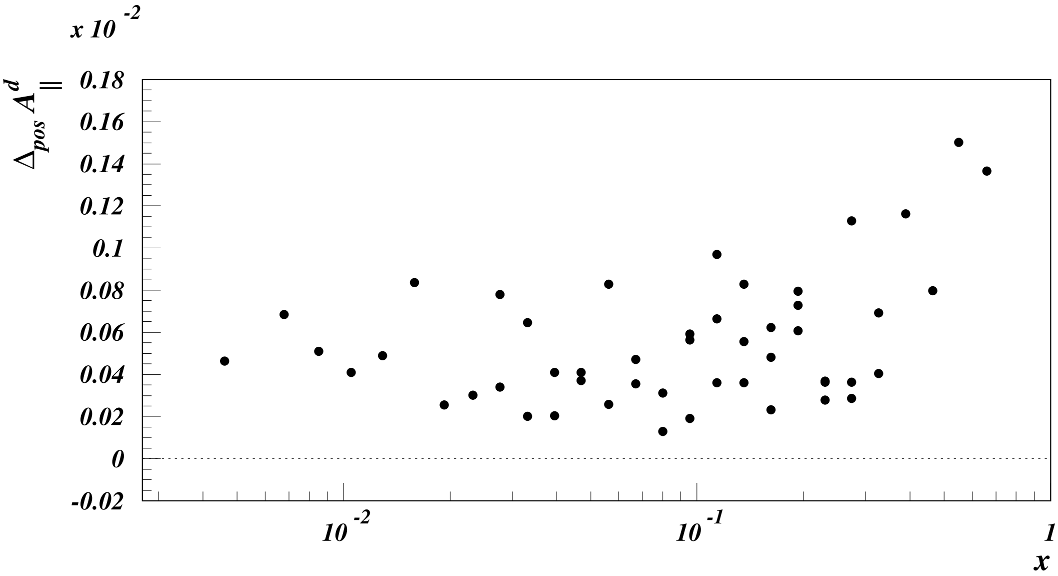


Abbildung 5.22: Absolute systematische Unsicherheit der Spurkammerpositionierung ([Stö:01b]).

Strahlungskorrekturen

Bei der Durchführung der Strahlungskorrekturen liegt die wichtigste Quelle systematischer Fehler bei der Berechnung der spinabhängigen Anteile der radiativen Wirkungsquerschnitte, da an dieser Stelle bereits ein Modell des eigentlich zu messenden Strukturfunktionsverhältnisses g_1^d/F_1^d eingebracht werden muss. Zur Extraktion der Zentralwerte nach (5.19) wurde das schon in (5.25) vorgestellte Modell benutzt. Alternativ dazu gibt auch ein Polynom zweiter Ordnung eine gute Beschreibung der Weltdaten und kann als Referenz dienen. Die Extraktion wurde mit beiden Modellen durchgeführt, Abbildung 5.23 zeigt die Differenz der Resultate ([Stö:01b, Stö:02]).

Bei kleinem x ist g_1^d/F_1^d sehr nahe an null, und die miteinander verglichenen Modelle unterscheiden sich teils um $100\ \%$ und mehr. Da zudem in diesem Bereich der Untergrund durch elastische Bremsstrahlungsereignisse sehr dominant ist, erreicht hier der systematische Fehler ebenfalls sein Maximum. Auch bei großem x laufen die beiden Modelle auseinander: Die Funktion (5.25) wird um $x \approx 0{,}4$ flacher als ein polynomiales Modell. Das dadurch verursachte neuerliche Ansteigen des systematischen Fehlers ist jedoch weniger kritisch als das bei kleinem x, weil bei großem x auch die Asymmetrie selbst groß ist.

Andere Ideen zur Abschätzung einer sinnvollen Systematik zu den Strahlungskorrekturen sind z. B. Vergleiche mit früher üblichen, rein additiven oder multiplikativen Korrekturvorschriften, oder mit der in Abbildung 5.6 gezeigten hadronmarkierten Asymmetrie. Es stellt sich heraus, dass die so abgeschätzte Systematik stets kleiner ist als die aus der Konfrontation verschiedener g_1^d/F_1^d-Modelle konstruierte in Abbildung 5.23 ([StWe:02]).

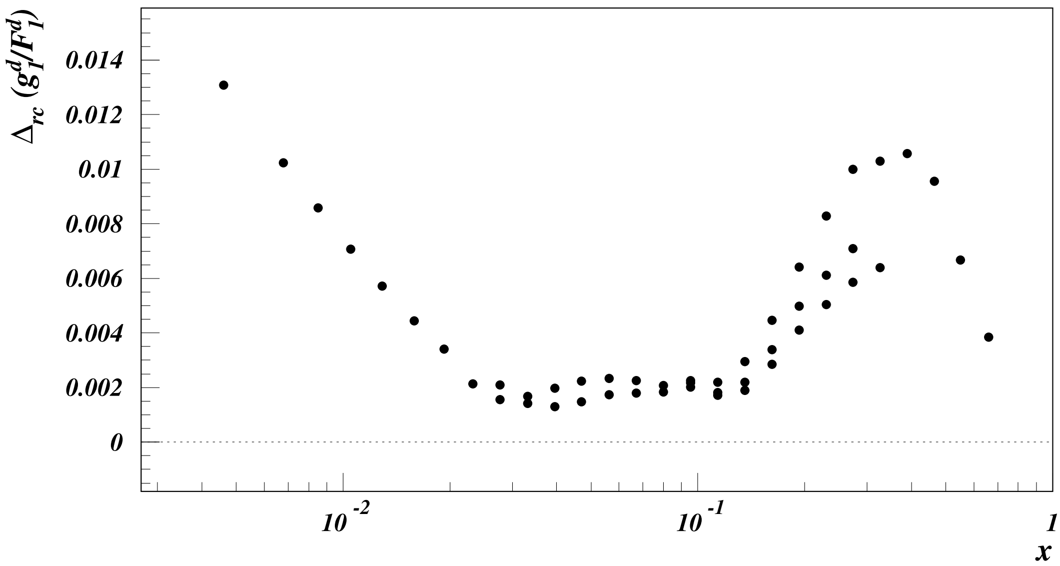


Abbildung 5.23: Absolute systematische Unsicherheit der Strahlungskorrekturen auf $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ ([Stö:01b, Stö:02]).

Künftig ist daher, u. a. durch Iteration der Extraktionsprozedur, eine deutliche Verkleinerung dieser Unsicherheit zu erwarten. Für diese Arbeit soll jedoch der oben gezeigte systematische Fehler als sehr konservative und in jedem Fall sichere Abschätzung beibehalten werden.

Parametrisierung von A_2^{d}

Die Unsicherheit der Annahme über A_2^{d} bei der $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$-Extraktion (5.23) muss wie alle externen Informationen mit einer systematischen Unsicherheit versehen werden. Eine sinnvolle Abschätzung bietet ein Vergleich der aus der WANDZURA-WILCZEK-Relation erhaltenen Formel (5.26) mit der in Abbildung 5.14 mit eingezeichneten Parametrisierung der jüngsten SLAC-Resultate $A_2^{\mathrm{d}} = 0{,}22x(Q^2/\mathrm{GeV}^2)^{-1/2}$, also des für die Extraktion verwendeten theoretischen Modells mit einer phänomenologischen Beschreibung von Messdaten. Da sich beide nur geringfügig voneinander unterscheiden, resultiert ein nur sehr kleiner Beitrag zum systematischen Fehler.

Der Absolutbetrag dieser Differenz ist in Abbildung 5.24 dargestellt, wobei noch mit $(\gamma - \eta)/(1 + \gamma^2)$ multipliziert wurde, da der A_2^{d}-Anteil in $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ um diesen Faktor unterdrückt ist. Der in der Differenz auftretende Vorzeichenwechsel bewirkt im Absolutbetrag einen Knick bei $x \approx 0{,}08$, der ein Artefakt der hier gewählten Abschätzung ist – die beiden Modelle kreuzen sich hier – und daher durch die gezeigte Einhüllende interpoliert wird. Die zu sehende y-Abhängigkeit auch der Systematik wird dadurch zwar nicht wiederge-

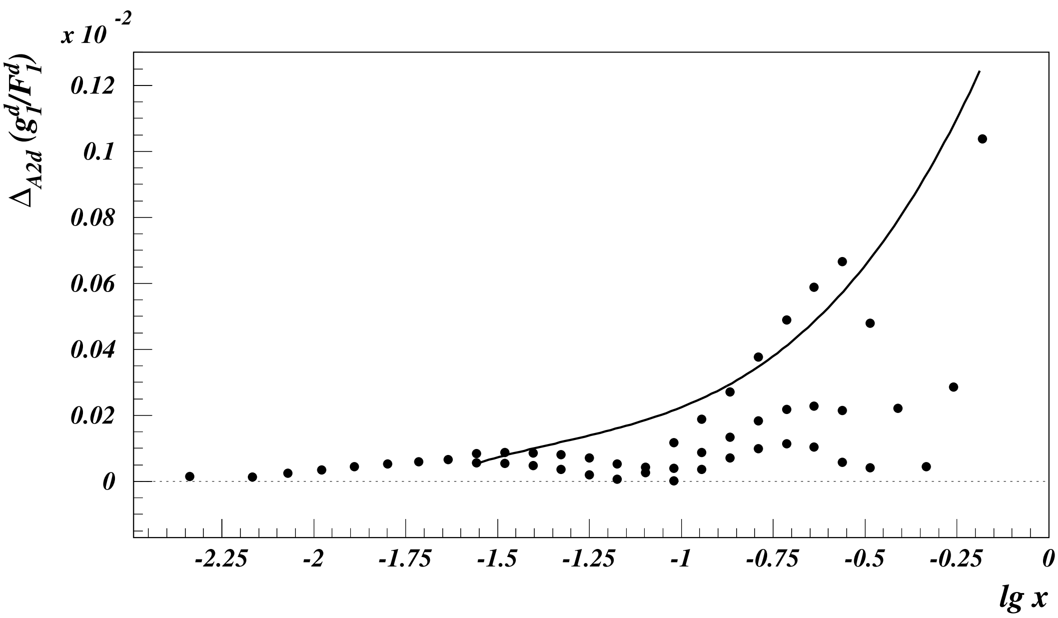


Abbildung 5.24: Absolute systematische Unsicherheit der A_2^{d}-Parametrisierung.

geben, dies ist jedoch angesichts der geringen absoluten Größe der Zahlen irrelevant. Der so konstruierte systematische Fehler ist maximal bei großem x, wo auch A_2^{d} am größten ist, und beträgt dort relativ zu $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ bis zu etwa 0,3 %, ist also marginal im Vergleich etwa zum Beitrag von Strahl- und Targetpolarisation.

Parametrisierung von R und F_2^{d}

Die den Parametrisierungen für die spingemittelten Strukturfunktionen F_2^{d} und R zuzuweisenden systematischen Unsicherheiten können ebenfalls durch Variation der benutzten bzw. Vergleich mit anderen Modellen abgeschätzt werden. Dies ist ausführlich in [Gär:01] beschrieben und wird auf die Deuterondaten weitgehend übertragen.

Für das Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ ist nur die Systematik des Verhältnisses R zu berücksichtigen, das über den Depolarisationsfaktor D (2.31) eingeht. Hierfür ergeben sich relative Unsicherheiten zwischen etwa 2 % und 8 %, der letztere Wert wird bei kleinem x erreicht ([Stö:01b]).

Die Unsicherheit von R auf die Strukturfunktion g_1^{d} selbst, in die R nach (5.24) auch explizit eingeht, beträgt zwischen etwa 3 % und 14 % ([Stö:01b]). Jedoch spielt hier die absolute Normierung durch die unpolarisierte Strukturfunktion F_2^{d} ebenfalls eine Rolle: Sie führt in die extrahierte Spinstrukturfunktion g_1^{d} eine zusätzliche systematische Unsicherheit zwischen 2,5 % und knapp 3 % ein ([Stö:02]).

Zusammenfassung aller systematischen Unsicherheiten

Bei der Kombination der oben diskutierten Beiträge zu einem gemeinsamen systematischen Fehler für das Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ sind drei Fälle zu unterscheiden:

- Die Beiträge der Strahlungskorrekturen, von A_2^{d} sowie von R und F_2^{d} – letzterer ist nur für g_1^{d} relevant – wurden bereits als absolute Fehler auf $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ berechnet und können direkt quadratisch addiert werden.

- Absolute Fehler auf $A_{||}^{\mathrm{d}}$ – vor Strahlungskorrekturen – müssen vorher nach (5.19) und (5.23) in Fehler für $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ umgerechnet werden:

$$\Delta_{\mathrm{sys}}\left(\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}\right) = \frac{1+\frac{\sigma_{\mathrm{pol}}^{\mathrm{brems}}}{\lambda\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{Born}}}}{D(1+\gamma^2)}\,\Delta_{\mathrm{sys}}A_{||}^{\mathrm{d}}\,. \tag{5.30}$$

  Es sind dies die Beiträge der Luminosität (Abbildung 5.19) sowie der Spurkammerpositionierung (Abbildung 5.22).

- Die systematischen Unsicherheiten der Polarisationsgrade von Strahl und Target, des hadronischen Untergrunds sowie für 1998 des TSF sind als relative Fehler gegeben. Ihre vollständige Propagation muss auch die additiven Terme in (5.19) und (5.23) berücksichtigen:

$$\Delta_{\mathrm{sys}}\left(\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}\right) = \left[\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}} - \frac{1}{1+\gamma^2}\left((\gamma-\eta)A_2^{\mathrm{d}} + \frac{1}{D}\frac{\sigma_{\mathrm{pol}}^{\mathrm{brems}}}{\lambda\sigma_{\mathrm{unpol}}^{\mathrm{Born}}}\right)\right]\frac{\Delta_{\mathrm{sys}}A_{||}^{\mathrm{d}}}{A_{||}^{\mathrm{d}}}\,. \tag{5.31}$$

Anschließend werden die Beiträge, unter der Annahme, dass sie untereinander völlig unkorreliert sind, quadratisch addiert.

Abbildung 5.25 zeigt den so bestimmten gesamten systematischen Fehler für $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ sowie dessen einzelne Komponenten, die wie oben gruppiert wurden, für jedes der 49 kinematischen Intervalle. Der Beitrag der Strahlungskorrekturen wurde hierbei noch einmal von denen der Parametrisierungen für A_2^{d} und R abgetrennt: Ersterer kann bei Iteration durch die Messdaten selbst beeinflusst werden und ist daher noch den der Messung anhaftenden Unsicherheiten zuzurechnen, während es sich bei den letzteren um Unsicherheiten in ausschließlich externen Größen handelt. Dargestellt sind hier die Fehler für das Datennahmejahr 1998.

Wie man sieht, wird bei kleinem x der systematische Fehler vollkommen durch die Unsicherheit der Strahlungskorrekturen dominiert, während alle anderen Komponenten nur eine geringe Rolle spielen. Selbst der durch den TSF verursachte Fehler auf $A_{||}^{\mathrm{d}}$ von immerhin bis zu $16\ \%$ verschwindet fast vollständig gegen diesen Beitrag, der relativ zu $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$, das hier nahe bei null liegt, einige hundert Prozent beträgt.

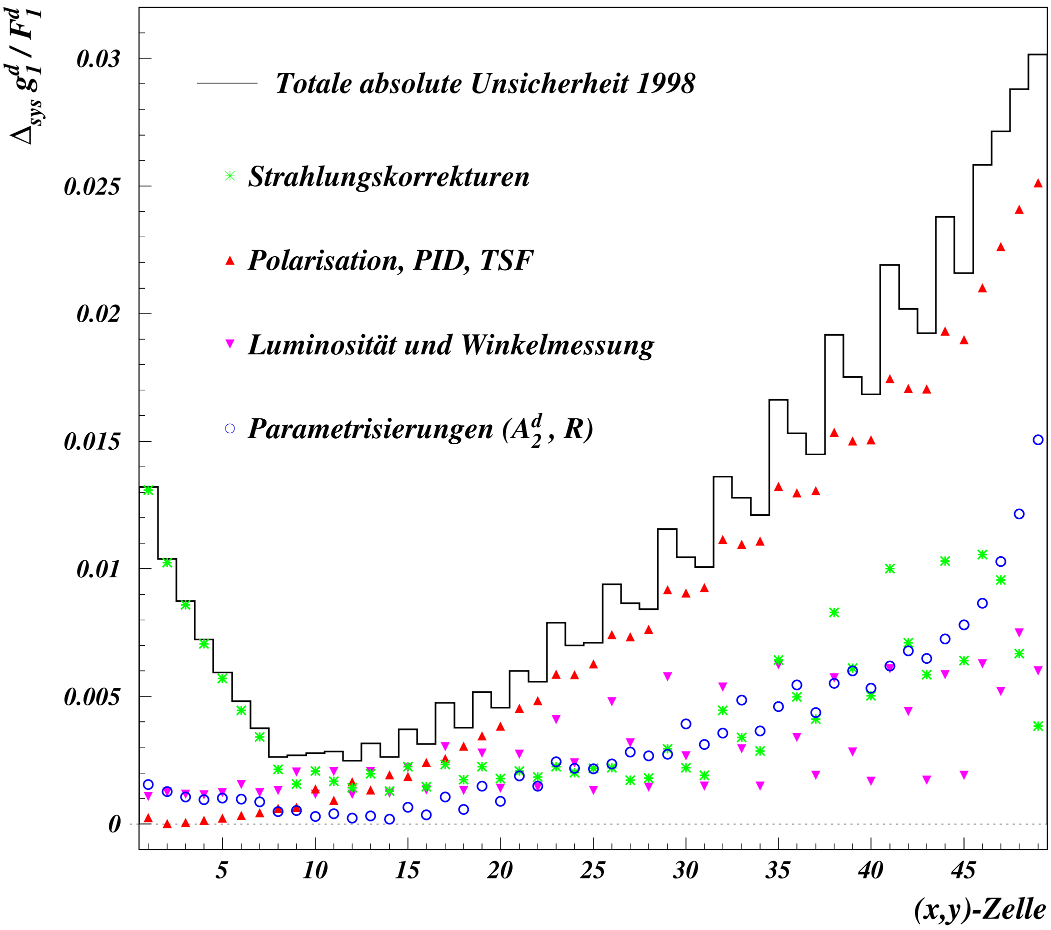


Abbildung 5.25: Aufschlüsselung der absoluten systematischen Unsicherheit für $g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$ am Beispiel der 1998er-Daten.

Bei großem x gewinnen v. a. die Anteile der Polarisationsgrade an Gewicht, die, da die relativen Fehler konstant sind, gemäß (5.31) etwa mit $g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$ anwachsen. Weiterhin spielt hier die Unsicherheit der A_2^d-Parametrisierung eine Rolle, die bei kleinem x verschwindend ist.

Einige Komponenten haben eine ausgeprägte y-Abhängigkeit, wie besonders bei den stark y-abhängigen Strahlungskorrekturen sowie bei den Polarisationsbeiträgen, die wie $A_{||}^\mathrm{d}$ selbst etwa mit dem Depolarisationsfaktor skalieren, zu sehen ist. In den Fehlerbändern in Abbildung 5.16 ist, wie auch bei den eigentlichen Messwerten und den statistischen Fehlern, über y gemittelt worden.

Tabelle A.19 (Anhang, S. 181) gibt eine Übersicht der experimentellen wie der theoretischen, d. h. ausschließlich parametrisierungsbedingten Fehler, Δ_exp bzw. Δ_par. Die experimentellen Unsicherheiten für die beiden untersuchten Datennahmezeiträume unterscheiden sich naturgemäß. Dies tritt besonders klar hervor bei großem x, wo sich die für 1998 wesentlich schlechter bekannte Strahl- und Targetpolarisation deutlich bemerkbar macht. Dagegen ist die Verschlechterung der 1998er-Systematik durch den TSF praktisch irrelevant, da, wie schon erwähnt, die damit assoziierte Unsicherheit gegenüber der dominierenden Systematik der Strahlungskorrekturen nahezu verschwindet.

Für die extrahierte Strukturfunktion g_1^{d} kann der Parametrisierungsanteil der zu $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ gehörigen Unsicherheit nicht direkt durch (5.24) propagiert werden: Vielmehr muss zum einen der Beitrag von R anders behandelt, zum anderen noch die zusätzliche Normierungsunsicherheit von F_2^{d} berücksichtigt werden. Die systematischen Fehler zu g_1^{d} werden im folgenden Abschnitt für das kombinierte Resultat der beiden Datensätze gegeben.

5.6 Kombination der Datensätze 1998 und 2000

Die beiden Datensätze 1998 und 2000 wurden bis hierher komplett unabhängig voneinander betrachtet, um die Unterschiede in den experimentellen Bedingungen jeweils korrekt zu behandeln. So ist etwa der TSF ein spezifisches Problem der 1998er-Daten, während andrerseits in 2000 z. B. die Beschreibung der Triggereffizienzen komplizierter ist. Hier soll nun eine Kombination der $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$- und g_1^{d}-Resultate zu einem konklusiven finalen Resultat diskutiert werden. Der *statistische* Fehler des kombinierten Resultats wird dabei natürlich kleiner sein als der der 1998er- und der 2000er-Daten jeweils für sich allein genommen. Auf der anderen Seite müssen jedoch die z. T. deutlich größeren *systematischen* Fehler von 1998 gesehen werden, die den Gewinn an Statistik ganz oder teilweise zunichte machen können. Eine Beurteilung der Daten sollte daher anhand der Gesamtfehler, d. h. der quadratischen Summe statistischer und systematischer Unsicherheiten, vorgenommen werden.

Die $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$-Messwerte aus 1998 und 2000 werden wie gewöhnlich mit den statistischen Fehlern gewichtet gemittelt, die statistischen Fehler selbst invers quadratisch addiert:

$$\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}} = \frac{\left.\dfrac{g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}}{[\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})]^2}\right|_{1998} + \left.\dfrac{g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}}{[\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})]^2}\right|_{2000}}{\left.\dfrac{1}{[\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})]^2}\right|_{1998} + \left.\dfrac{1}{[\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})]^2}\right|_{2000}}\,, \tag{5.32}$$

$$\frac{1}{[\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})]^2} = \left.\frac{1}{[\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})]^2}\right|_{1998} + \left.\frac{1}{[\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})]^2}\right|_{2000}\,. \tag{5.33}$$

Auch die experimentellen systematischen Fehler Δ_{exp} werden am zweckmäßigsten entsprechend des jeweils betroffenen Datenvolumens gemittelt, um Effekte wie den TSF, die nur einen Teil der Daten betreffen, angemessen zu gewichten. Dies könnte wieder anhand der zugehörigen statistischen Fehler wie in (5.32) erfolgen. Hier sollen jedoch zur Mittelung der Systematiken die integrierten Luminositäten herangezogen werden:

$$\Delta_{\mathrm{exp}}\left(\frac{g_1^{\mathrm{d}}}{F_1^{\mathrm{d}}}\right) = \frac{L\,\Delta_{\mathrm{exp}}(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})|_{1998} + L\,\Delta_{\mathrm{exp}}(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})|_{2000}}{L_{1998} + L_{2000}}\,. \tag{5.34}$$

Der Vorteil liegt in der höheren statistischen Präzision der Luminositätsmessung. Zudem ist die Luminosität von der tiefinelastischen Kinematik unabhängig, also in allen (x, y)-Intervallen gleich, so dass der kombinierte systematische Fehler, wie auch die Einzelbeiträge, wieder eine glatte Funktion ist. Dagegen würde eine Wichtung mit den statistischen Fehlern letztlich die Fluktuationen des tiefinelastischen Messsignals in den systematischen Fehler einführen und damit die Unabhängigkeit systematischer und statistischer Fehler verletzen.

Die aus den beiden Datensätzen kombinierten statistischen und experimentellen Fehler werden dann quadratisch addiert, ebenso die Unsicherheit der verwendeten Parametrisierungen, die per definitionem für beide Datensätze gleich ist. Um zu entscheiden, ob zur Minimierung des Gesamtfehlers alle Daten verwendet oder Teile davon verworfen werden sollten, ist dieser kombinierte Gesamtfehler mit dem jeweiligen Gesamtfehler der einzelnen Datensätze zu vergleichen. Trivialerweise ist der kombinierte Fehler deutlich kleiner als der der 1998er-Daten allein, da die Statistik aus dem Jahr 2000 rund sechsmal größer ist. Abbildung 5.26 dagegen zeigt das Verhältnis des kombinierten Gesamtfehlers zu dem der bloßen 2000er-Daten. Bei kleinem x ist im systematischen Fehler nur der Beitrag der Strahlungskorrekturen von Bedeutung, so dass der Unterschied der Fehler aus-

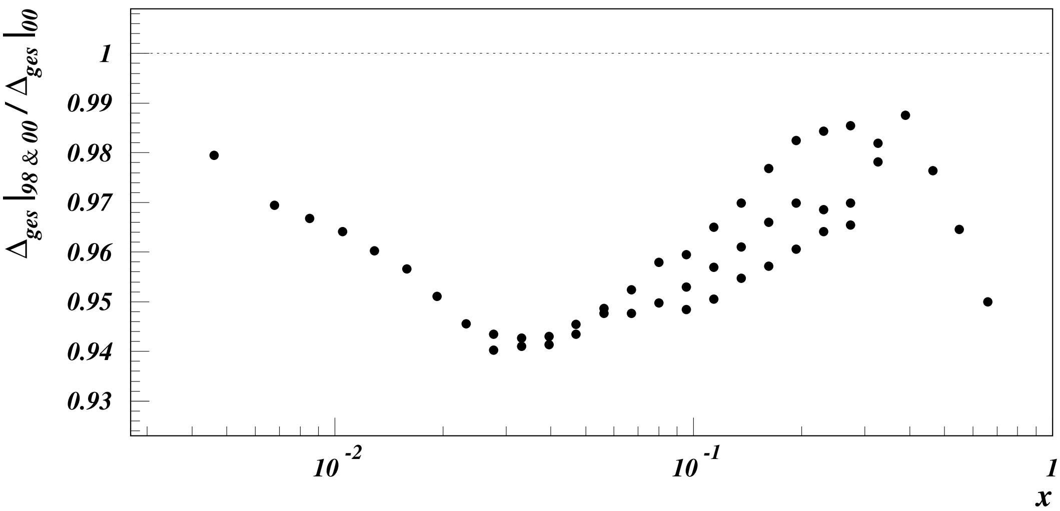


Abbildung 5.26: Verhältnis des $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$-Gesamtfehlers für das kombinierte Resultat aus 1998 und 2000 zu dem für die 2000er-Daten allein.

schließlich von der um die 1998er-Daten vergrößerten Statistik herrührt. Das Verhältnis nimmt mit geringer werdendem Einfluss der Strahlungskorrekturen hin zu größerem x rasch ab und erreicht um $x \approx 0{,}03$ ein Minimum von etwa $0{,}94$. Der folgende neuerliche Anstieg widerspiegelt den wachsenden Effekt der hohen Polarisationsunsicherheiten im Datennahmezeitraum 1998.

Wichtig ist, dass das Verhältnis im gesamten kinematischen Bereich kleiner als eins bleibt: Die Vergrößerung der kombinierten systematischen Unsicherheit aufgrund der schlechteren experimentellen Bedingungen in 1998 wird also durch die gleichzeitige Verkleinerung der statistischen Fehler noch kompensiert. Der kleinstmögliche Gesamtfehler und somit das optimal erreichbare Messergebnis wird durch Kombination der beiden Einzelmessungen erzielt. Allerdings ist der Präzisionsgewinn gegenüber den 2000er-Daten allein mit maximal 6 % als eher gering einzustufen.

Die Kombination der g_1^{d}-Resultate verläuft vollkommen analog, lediglich die schon erwähnte zusätzliche Normierungsunsicherheit durch die gewählte F_2^{d}-Parametrisierung ist zu beachten. Die kombinierten Messergebnisse, die als finales Resultat aller vorstehenden Studien anzusehen sind, sind in Tabelle A.20 (Anhang, S. 182) gemeinsam mit den zugehörigen kinematischen Zentralwerten x und Q^2 zusammengefasst.

Tabelle A.21 (S. 183) enthält dieselben Zahlen, gemittelt über die y- bzw. Q^2-Unterteilungen zu festem x. Diese letzteren sind in Abbildung 5.27 als Funktion von x dargestellt. Die Fehlerbalken in voller Länge geben die quadratische Summe der statistischen, experimentellen und theoretischen Unsicherheiten an, innerhalb der kleinen Querbalken ist der rein statistische Anteil separat gezeigt.

Die Abbildung zeigt auch die an einigen Stellen der Analyse als Modell verwendete AKUSHEVICH-Funktion (5.25), deren Parameter hier aber ausschließlich an die Resultate vorliegender Arbeit angepasst wurden, ferner ein angepasstes Polynom zweiter Ordnung. Die Anpassungen wurden allerdings nicht direkt an die in der Abbildung gezeigten Datenpunkte vorgenommen, sondern an diejenigen *vor* der y-Mittelung, um mehr Freiheitsgrade zur Verfügung zu haben. Als Gewichte wurden die *Gesamt*fehler verwendet. Beide Anpassungen lieferten in etwa vergleichbare Güten von $\chi^2/N_{\mathrm{dof}} = 24{,}3/46$ bzw. $30{,}9/46$. Bei Gewichtung mit den rein statistischen Fehlern resultieren nahezu dieselben Funktionsparameter, die Güte liegt dann mit 29,7 bzw. 38,7 erwartungsgemäß näher bei eins.

Zunächst fällt auf, dass das Polynom bei großem x deutlich schneller ansteigt als die AKUSHEVICH-Parametrisierung, die in diesem Bereich, den Datenpunkten folgend, etwas abflacht. Besonders bemerkenswert ist jedoch die in der Ausschnittvergrößerung gesondert hervorgehobene Region bei kleinem x, wo die Asymmetrie fast null ist. Während die AKUSHEVICH-Funktion sehr flach verläuft und hin zu kleinstem x tendenziell wieder ansteigt, fällt das Polynom relativ schnell zu negativen Werten von $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ ab, was in den unterschiedlichen funktionalen Verläufen und den dadurch bedingten verschiedenen Sensitivitäten in einzelnen Teilbereichen begründet liegt. Generell folgt die AKUSHEVICH-Parametrisierung dem spezifischen Verlauf der Deuterondaten mit größerer Flexibilität. Die Kurven unterscheiden sich allerdings bei kleinem x um mehrere hundert Prozent! Ur-

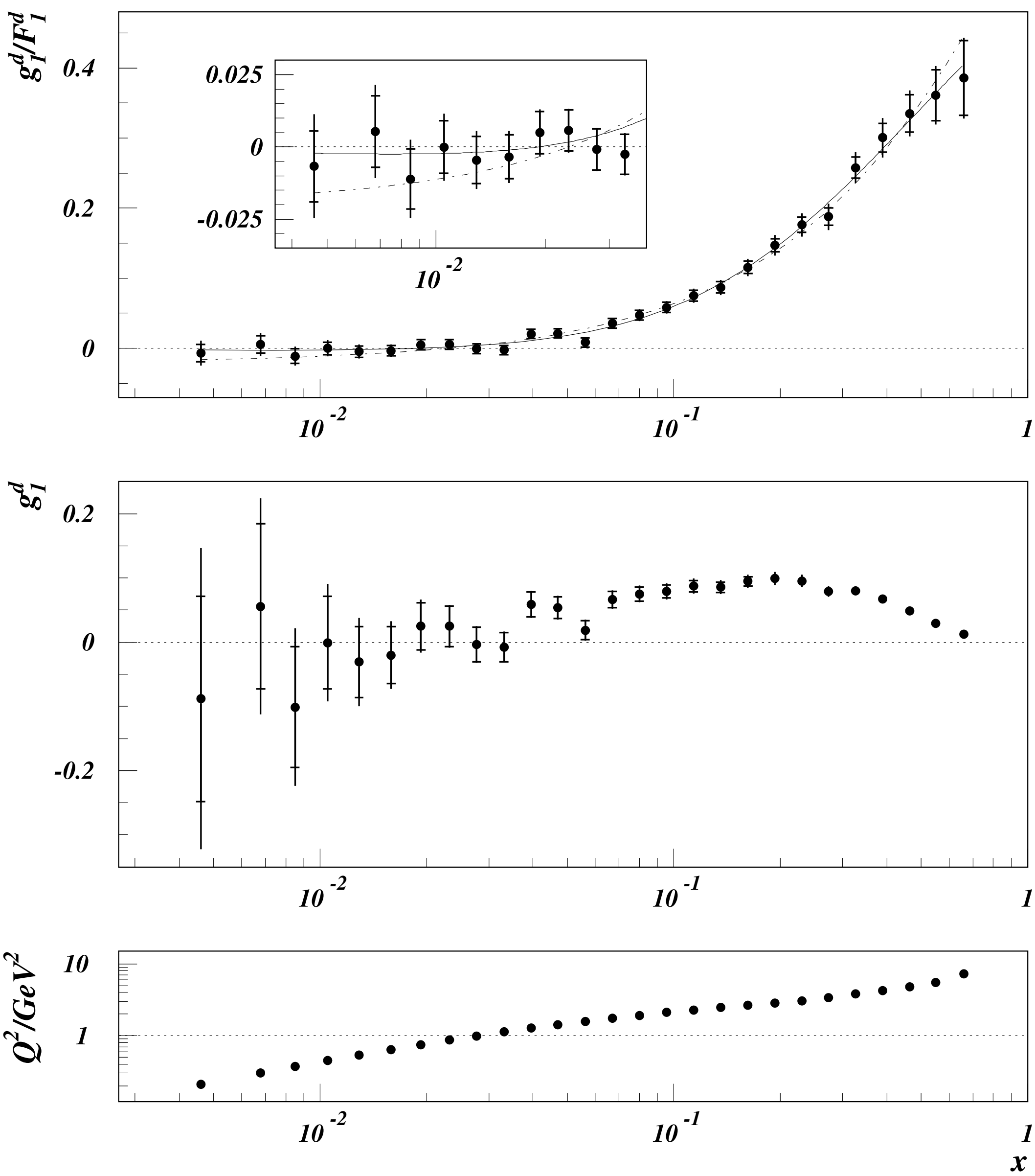


Abbildung 5.27: Strukturfunktionsverhältnis $g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$ (oben) und Strukturfunktion g_1^d (Mitte) am Q^2-Zentralwert (unten) als Funktion von x, bestimmt aus den kombinierten 1998er- und 2000er-Daten. Zu festem x wurde über Q^2 gemittelt. Die Querbalken markieren den statistischen Anteil am Gesamtfehler. Für $g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$ sind außerdem die an die Daten dieser Arbeit angepasste AKUSHEVICH-Funktion (5.25) (durchgezogene Linie) sowie die Anpassung eines Polynoms (gestrichelt) gezeigt.

sache hierfür sind die in diesem Bereich sehr großen Fehler, die im Wesentlichen durch die starke "Verdünnung" durch spinunabhängigen radiativen Untergrund (s. Abschnitt 5.3) und durch die große systematische Unsicherheit der Extraktion des BORN-Signals (s. Abschnitt 5.5.4) bedingt sind. Die Sensitivität eines Experiments auf die Ein-Photon-Asymmetrie $A_{\|}^{\mathrm{Born}}$ ist dadurch, wie schon an anderer Stelle bemerkt, generell eng limitiert. Beide Anpassungen favorisieren jedoch bei $x \lesssim 0{,}02$ einen Verlauf *unter*halb der Null-Linie, der im Hinblick auf die negative Spinasymmetrie des Neutrons auch sinnvoll erscheint.

Die absolut gesehen zwar kleinen, relativ zum Signal aber sehr großen Fluktuationen und Unsicherheiten bei kleinem x sind auch der Grund für die hohen Unsicherheiten der Strukturfunktion g_1^{d} selbst: Die Propagation der $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$-Fehler auf g_1^{d} vergrößert natürlich die Fehler im gleichen Maße wie das Signal. Diese Vergrößerung beträgt im ersten kinematischen Intervall $F_1^{\mathrm{d}} = F_2^{\mathrm{d}}(1+\gamma^2)/2x(1+R) \approx 12$.

In Abbildung 5.28 sind die über y gemittelten $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$-Resultate den Messungen an anderen Präzisionsexperimenten gegenübergestellt, nämlich dem SMC-Experiment am CERN und den SLAC-Experimenten E143 und E155. Da von letzterem nur die Messwerte der drei Spektrometerarme separat veröffentlicht sind ([E155:99b]), die zu festem x unterschiedliche Werte von y bzw. Q^2 repräsentieren, wurden diese zur übersichtliche-

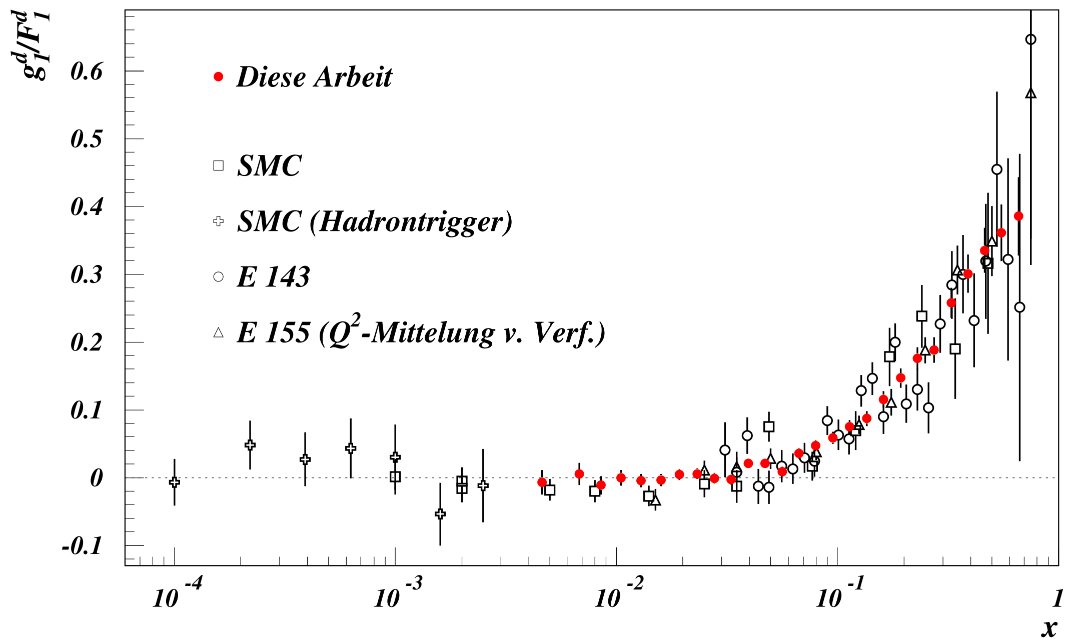


Abbildung 5.28: Über y gemitteltes Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ im Vergleich mit Resultaten der SLAC-Experimente E143 und E155 sowie des SMC-Experiments am CERN. Die Fehlerbalken stellen die quadratische Summe statistischer und systematischer Fehler dar.

ren graphischen Darstellung vom Verfasser gemittelt. Die E143-Ergebnisse konnten direkt aus [E143:98] entnommen werden. Die SMC-Daten setzen sich zusammen aus dem Datensatz im Bereich $0{,}0008 < x < 0{,}7$, bei dem für $x < 0{,}02$ die auch in Abschnitt 5.3 angesprochene hadronische Markierung zur Abtrennung elastischer radiativer Untergrundbeiträge erst während der Daten*analyse* vorgenommen wurde ([SMC:98b]), sowie einem mit einem separaten Trigger aufgezeichneten Datensatz, in dem im Wesentlichen ein koinzident zum gestreuten Myon nachgewiesenes Hadron bereits während der Datennahme gefordert wurde. Dieser spezielle Trigger erweitert den kinematischen Bereich bis zu kleinsten x-Werten von $0{,}00006$ und $Q^2 > 0{,}01\ \mathrm{GeV}^2$ ([SMC:99]). Die Fehler dieser Messung sind allerdings recht groß.

Die Resultate der hier vorgestellten Analyse stimmen im Rahmen der Unsicherheiten sehr gut mit denen der früheren Messungen überein und zeichnen sich durch ihre sehr hohe statistische wie systematische Präzision aus. Die SLAC-Messungen verfügen ebenfalls über sehr hohe Statistik, sind allerdings in ihrem kinematischen Bereich bei kleinem x stärker eingeschränkt als die von HERMES. Unterhalb von $x \approx 0{,}01$ können die Ergebnisse dieser Arbeit nur noch mit denen von SMC verglichen werden, die jedoch zu festem x ein um etwa eine Größenordnung höheres Q^2 aufweisen. Der Bereich $0{,}004 < x < 0{,}01$ und *gleichzeitig* $0{,}2\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0{,}4\ \mathrm{GeV}^2$ wurde für das Deuteron in dieser Arbeit zum ersten Mal vermessen. Der Bereich $x < 0{,}002$ stand dagegen bislang nur dem mit hochenergetischen Myonen arbeitenden SMC-Experiment offen: In der mit HERMES überlappenden Region und darunter werden zunächst überwiegend leicht negative Werte für $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ gemessen, während man bei noch kleinerem $x \lesssim 0{,}001$ wieder eine Tendenz zu leicht positiven Werten ausmachen kann. Beide Eigenschaften, $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}} < 0$ bei kleinem und $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}} > 0$ bei kleinstem x, werden auch durch die AKUSHEVICH-Parametrisierung (5.25) in der Anpassung sowohl an Weltdaten als auch an die Resultate dieser Arbeit (s. Abbildung 5.27) gut beschrieben.

Bemerkenswert ist besonders die gute Übereinstimmung der hier extrahierten Resultate mit den – bezüglich Q^2 zu HERMES und den SLAC-Experimenten komplementären – SMC-Daten. Lediglich bei $0{,}004 \lesssim x \lesssim 0{,}03$ ließe sich eine systematische Abweichung vermuten, die weiter zu überprüfen wäre. Dies stützt die bereits in Abschnitt 5.5.3 diskutierte Vermutung, dass $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ höchstens schwach von Q^2 abhängt.

In Abbildung 5.29 ist die nach (5.24) aus $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ extrahierte Spinstrukturfunktion g_1^{d} zusammen mit dem SMC-Analyseergebnis des Standardtriggers[3] dargestellt. Die zunehmende systematische Diskrepanz der beiden Datensätze bei $x \lesssim 0{,}04$ zeigt schon in der hier gewählten Darstellung als Funktion von x eine starke Skalenbrechung bei kleinem x, die zumindest teilweise auf die Q^2-Abhängigkeit der spingemittelten Strukturfunktionen zurückzuführen ist. Ein darüber hinausgehender Effekt sollte sich auch im Strukturfunk-

[3] Die von SMC mit dem speziellen Trigger bei kleinstem x gemessenen g_1^{d}-Werte sind aufgrund der sehr großen Schwankungen und Unsicherheiten in Verbindung mit anderen Daten nicht sinnvoll graphisch darstellbar. Da sie ohnehin keinen kinematischen Überlapp mit den HERMES-Daten haben, wurden sie in Abbildung 5.29 nicht mit aufgenommen.

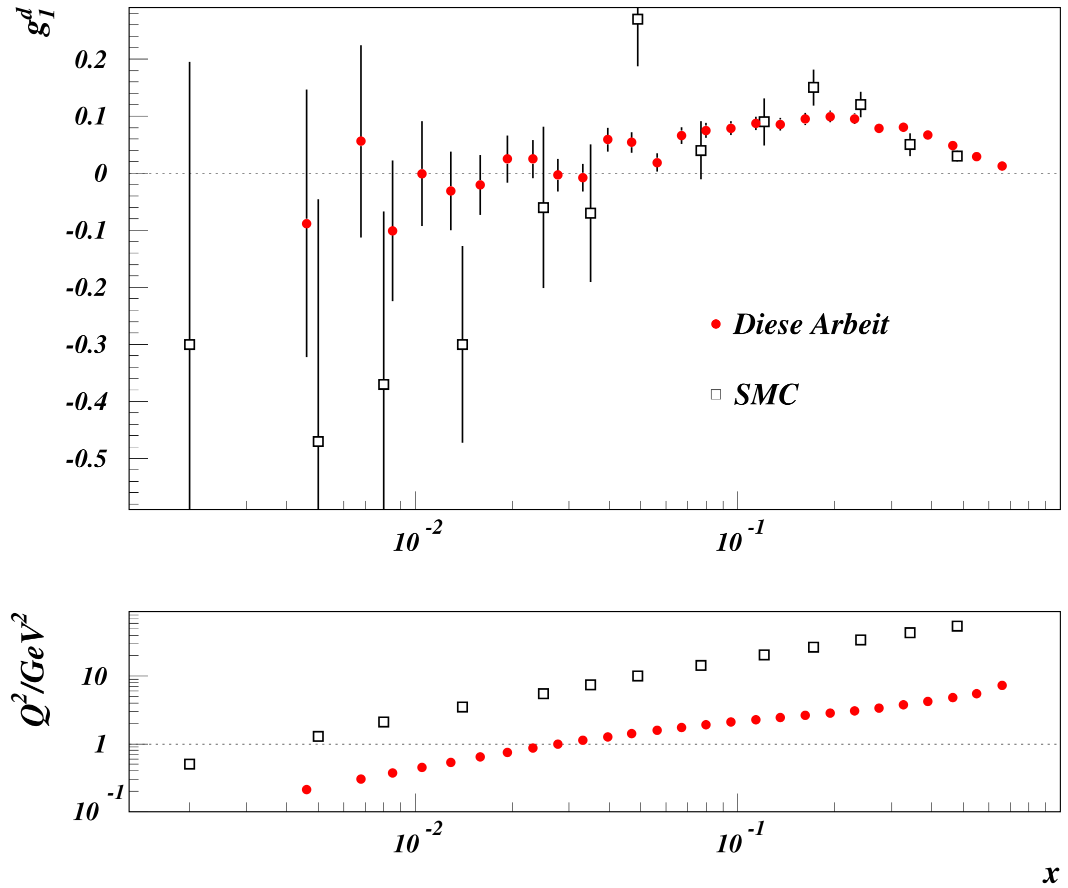


Abbildung 5.29: Über y gemittelte Strukturfunktion g_1^{d} am Q^2-Zentralwert im Vergleich mit Resultaten des SMC-Experiments. Die SMC-Hadrontriggerdaten bei kleinstem x überlappen nicht mit der HERMES-Messung und sind daher hier nicht gezeigt. Die Fehlerbalken stellen die quadratische Summe statistischer und systematischer Fehler dar.

tionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ bemerkbar machen. Die entsprechende Studie in Abschnitt 5.5.3 dieser Arbeit gab diesbezüglich keine Anhaltspunkte, wurde allerdings zunächst auf die HERMES-Daten allein beschränkt und erlaubt daher bei kleinem und kleinstem x noch keine Aussage.

Bislang ist unklar, ob bei den in diesem Bereich vorliegenden kleinen Werten von Q^2 die perturbative QCD noch uneingeschränkt anwendbar ist und Beiträge höherer Twists vernachlässigt werden dürfen. Der als kinematischer Schnitt verwendete Minimalwert von $0{,}1\ \mathrm{GeV}^2$ (4.41) entspricht bereits einer vom virtuellen Photon auflösbaren Längenskala von etwa $0{,}6\ \mathrm{fm}$. Die Daten geben somit die Möglichkeit, den Gültigkeitsbereich der QCD-Störungstheorie bei kleinem Q^2 auszuloten.

Bei $Q^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}^2$ dagegen kann die Skalenbrechung, wie schon in Abschnitt 2.4 angesprochen, durch eine Analyse mittels der DGLAP-Gleichungen (2.38) im Hinblick auf eine Aufschlüsselung einzelner partonischer Anteile an den tiefinelastischen Wirkungsquerschnitten analysiert werden. Eine solche Auswertung der hier vorgestellten inklusiven Deuteronresultate von HERMES ist in Arbeit ([Böt:02, DeN:02]).

5.7 Zur Spinstrukturfunktion g_1^n des Neutrons

Aus der im vorigen Abschnitt bestimmten Deuteronstrukturfunktion g_1^d kann nach (2.53) die spinabhängige Strukturfunktion g_1^n des Neutrons bestimmt werden. Die hierfür notwendigen Protondaten sollten in diesem Fall nicht der Analyse [Gär:01] entnommen werden, weil dort die Strahlungskorrekturen noch nicht in der in Abschnitt 5.3 besprochenen Art und Weise gehandhabt wurden. Insbesondere ist also die starke Vergrößerung der statistischen Fehler (5.20) durch den spinunabhängigen Anteil des elastischen radiativen Untergrunds nicht berücksichtigt. Stattdessen wurden im Bereich $x > 0{,}02$ und $Q^2 > 0{,}8\ \mathrm{GeV}^2$ die in [HER:98b] publizierten Ergebnisse der 1997er-Daten herangezogen, die Daten bei kleinem x und Q^2 stammen von [BöSt:02]. Neuere Studien an den 1997er-

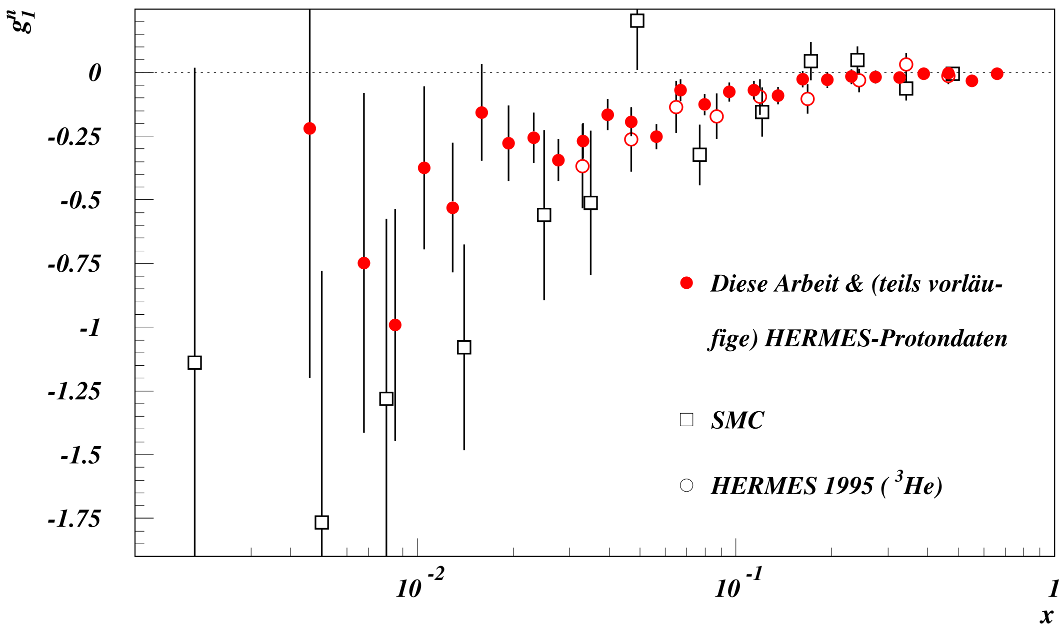


Abbildung 5.30: Die aus den Deuteronresultaten dieser Arbeit und den Protondaten extrahierte Spinstrukturfunktion g_1^n des Neutrons, gemittelt über y. Zum Vergleich sind die aus den SMC-Daten bestimmte Strukturfunktion sowie das Resultat der HERMES-Messung mit einem ^{3}He -Target eingezeichnet.

Daten zeigten, dass die Targetpolarisation, wie sie in die bisherigen Analysen einging, wahrscheinlich um etwa 3 % überschätzt wurde ([LeSt:02]). Dem wurde hier durch entsprechende Umwichtung der Protondaten Rechnung getragen.

Das Resultat einer solchen Extraktion ist, über y gemittelt, in Abbildung 5.30 gezeigt. Die Fehlerbalken stellen die quadratische Summe der statistischen und aller systematischen Unsicherheiten dar. Der statistische Anteil wird hierbei von der geringeren Statistik der Protondaten dominiert. Zusätzlich wurde, in Anlehnung an [E155:00], der Aufenthaltswahrscheinlichkeit für das D-Orbital $\omega_D = 0{,}05$ eine Unsicherheit von $0{,}01$ zugewiesen.

Die Abbildung zeigt ferner die Neutronstrukturfunktion, wie sie aus den Deuteron- und Protonresultaten in [SMC:98b] in der gleichen Weise gewonnen wurde. Wie schon in der reinen Deuteronstrukturfunktion g_1^{d} in Abbildung 5.29 ist auch hier die starke Skalenbrechung zu sehen, die auf die zu festem x sehr unterschiedlichen Q^2-Werte beider Experimente zurückzuführen ist.

Weiterhin gezeigt ist das Resultat der g_1^{n}-Messung, die von der HERMES-Kollaboration im Jahr 1995 mit einem $^3\mathrm{He}$-Target durchgeführt wurde ([HER:97]). Diese Daten verfügen jedoch gegenüber den Proton- und v. a. den Deuterondaten über eine geringere Statistik und sind, da sie mit einer Kalorimeterschwelle von 3,5 GeV genommen wurden, auf den kinematischen Bereich $x > 0{,}02$ und $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ beschränkt.

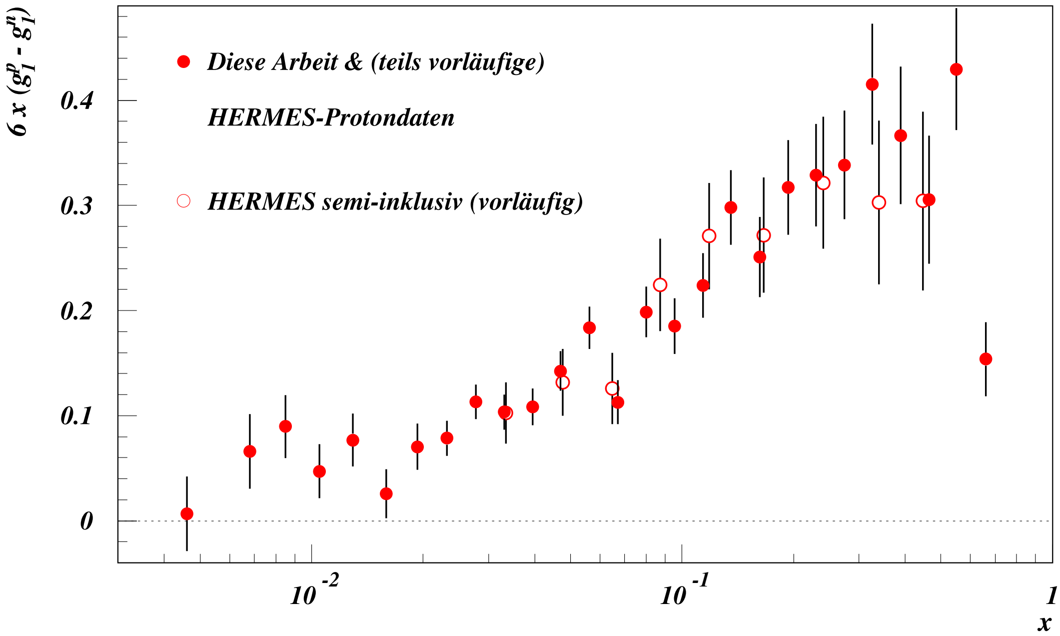


Abbildung 5.31: Impulsgewichtete Non-Singlett-Verteilung und Vergleich mit den vorläufigen semi-inklusiven Resultaten ([BeWe:02]).

Beim Vergleich der Resultate ist zu beachten, dass in den Deuterondaten, wie schon erwähnt, noch keine Korrektur auf Fehlpositionierungen im Spurkammersystem und auf kinematische Verschmierung durch Bremsstrahlung im Detektormaterial vorgenommen wurde. Dennoch kann man aus der Abbildung bereits eine Vorstellung über die für g_1^{n} zu erwartende Präzision bekommen. Die HERMES-Deuterondaten liefern einen wichtigen Beitrag zum g_1^{n}-Weltdatensatz, der neben den in Abbildung 5.30 gezeigten Messungen auch Deuteron- und $^3\mathrm{He}$-Daten von SLAC umfasst (s. die ausführliche Analyse bisher publizierter Daten in [E155:00]).

Abbildung 5.31 zeigt zusätzlich die impulsgewichtete Differenz von Proton- und Neutronstrukturfunktion, die nach (2.23) und unter Ausnutzung von Isospinsymmetrie $u_{\mathrm{n}} = d_{\mathrm{p}},\ d_{\mathrm{n}} = u_{\mathrm{p}}$ mit den Helizitätsverteilungen der u- und d-Quarks verknüpft ist:

$$6(g_1^{\mathrm{p}} - g_1^{\mathrm{n}}) = \Delta u + \Delta\bar{u} - \Delta d - \Delta\bar{d}\,. \tag{5.35}$$

Zum Vergleich ist das entsprechende Resultat einer semi-inklusiven Analyse der HERMES-Daten gezeigt ([BeWe:02]). Die Übereinstimmung beider Resultate ist gut, wobei die von vornherein auf das QPM gestützte semi-inklusive Analyse auf den kinematischen Bereich $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ beschränkt ist. Das Integral über x stimmt in beiden Fällen, im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten, gut mit der theoretischen Vorhersage der BJORKENschen Summenregel (2.25) überein ([Böt:02]).

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Spinstrukturfunktion g_1^{d} des Deuterons in inklusiver tiefinelastischer Lepton-Deuteron-Streuung bestimmt. Grundlage hierfür ist der in den Jahren 1998–2000 vom HERMES-Experiment am DESY/Hamburg aufgezeichnete Datensatz. Das Experiment benutzt den polarisierten $27{,}6$-GeV-Leptonstrahl des HERA-Speicherrings, der mit ruhenden Gastargets zur Wechselwirkung gebracht wird. Das mithilfe einer Atomstrahlquelle erzeugte atomare Deuteriumgastarget zeichnet sich durch hohe Dissoziations- und Polarisationsgrade aus, wodurch Untergrund durch Streuung an unpolarisierten Teilchen in hohem Maße unterdrückt wird. Zum Nachweis der gestreuten und produzierten Teilchen dient ein Dipol-Spektrometer, das neben einer hoch auflösenden Impuls- und Winkelrekonstruktion insbesondere eine zuverlässige Erkennung der Sorte der Endzustandsteilchen garantiert.

Die Messung konnte bis zu sehr kleinen Lepton-Endimpulsen $p > 2{,}4$ GeV ausgedehnt werden, was eine besonders sorgfältige Behandlung aller Untergrundbeiträge verlangte. Während ladungssymmetrischer Untergrund relativ einfach subtrahiert werden konnte, erforderte eine quantitative Abschätzung der Beiträge fehlidentifizierter Hadronen umfangreiche Studien und Tests der Teilchenidentifikation. Ein apparativer Effekt, der so genannte "target spring finger", führte im Datennahmezeitraum 1998 zu zusätzlichem Untergrund, dessen Einfluss durch Daten-Daten-Vergleiche abgeschätzt und korrigiert werden konnte. Insgesamt überdeckt die Messung den kinematischen Bereich $0{,}0021 < x < 0{,}85$ und $0{,}1\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 \lesssim 15\ \mathrm{GeV}^2$.

Aus den pro Spinzustand gemessenen Ereigniszahlen wurde zunächst die Streuquerschnittsasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ bestimmt und einigen Stabilitäts- und Konsistenztests unterzogen. Für die Reduktion der gemessenen Asymmetrie auf das Ein-Photon-Niveau wurde ein Verfahren verwendet, das die virtuellen Strahlungskorrekturen als Faktoren behandelt, die elastischen Ereignisse, bei denen ein "hartes" Bremsstrahlungsphoton emittiert wurde, dagegen konsequent als Untergrund subtrahiert. Bei kleinem Bjorken-x, wo diese Beiträge am stärksten sind, führt dies zu einer Vergrößerung der statistischen Fehler um einen Faktor von knapp drei.

Aus der gemessenen Asymmetrie folgt direkt das Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ und die Strukturfunktion g_1^{d}. Für die bei der Umrechnung auftretenden Größen F_2^{d}, R und A_2^{d} wurden verschiedene Parametrisierungen in Erwägung gezogen und im Hinblick auf maximale Konsistenz des Endresultats ein Optimum ausgewählt. Noch zu untersuchen bleibt der Einfluss von Fehlpositionierungen im Spurkammersystem sowie von kinematischer Verschmierung durch Energieverlust im Detektormaterial. Auch eine Iteration der Strahlungskorrekturen steht noch aus.

Die hohe Statistik des Datensatzes legte auch eine Untersuchung des Strukturfunktionsverhältnisses $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ als Funktion von Q^2 nahe. Im Rahmen der hier durchgeführten Studie konnte keine signifikante Q^2-Abhängigkeit nachgewiesen werden, scheint aber auch nicht restlos ausgeschlossen.

Die Messung bestätigt Resultate anderer Experimente mit deutlich verbesserter Genauigkeit. Im kinematischen Bereich $0{,}004 < x < 0{,}01$ und zugleich $0{,}2\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 0{,}4\ \mathrm{GeV}^2$ wurde die Spinstrukturfunktion g_1^{d} des Deuterons erstmalig vermessen. Besonderes Interesse kommt den Deuterondaten im Hinblick auf die Spinstrukturfunktion g_1^{n} des Neutrons zu, da Messungen an $^3\mathrm{He}$-Targets bislang nur bei $x \gtrsim 0{,}01$ durchgeführt wurden. Gemeinsam mit den Protondaten wird das Ergebnis dieser Arbeit, in Kombination mit Resultaten anderer Experimente bei SLAC und CERN, eine Extraktion von g_1^{n} mit deutlicher verbesserter Präzision ermöglichen und somit das Verständnis der Spinstruktur des Neutrons entscheidend zu verbessern beitragen.

Anhang: Tabellen

Tabelle A.1: Logarithmierte Flussverhältnisse für negativ geladene Teilchen, extrahiert aus den 1998er-Daten. Die (p, Θ)-Intervalle sind in (4.21) und (4.22) definiert (S. 69).

i_p \ i_Θ	1	2	3	4	5	6
1	0,0702	0,6560	1,0381	1,2363	1,3874	1,5043
2	−0,5018	0,3537	0,8309	1,0666	1,2094	1,2798
3	0,3642	0,9455	1,2009	1,3579	1,4249	1,4232
4	0,8079	1,1932	1,3802	1,4590	1,4972	1,5161
5	1,0393	1,2808	1,3897	1,4661	1,4677	1,4630
6	1,0665	1,2393	1,3190	1,3560	1,3241	1,3641
7	0,9976	1,1317	1,1376	1,1284	1,0865	0,8499
8	0,8678	0,9499	0,9423	0,8438	0,6780	0,4428
9	0,7176	0,7618	0,6801	0,5129	0,3307	0,1320
10	0,5293	0,5380	0,4231	0,2631	0,0410	−0,0932
11	0,3604	0,3333	0,1673	−0,0771	−0,1944	−0,2435
12	0,1658	0,0663	−0,1920	−0,3680	−0,3791	−0,3296
13	−0,0183	−0,1661	−0,4294	−0,6671	−0,5163	−0,3622
14	−0,1988	−0,4259	−0,7142	−0,8143	−0,6097	−0,3520
15	−0,4143	−0,6848	−0,9688	−1,1263	−0,6626	−0,3098
16	−0,6228	−0,8794	−1,1866	−1,2720	−0,6786	−0,2463
17	−0,8199	−1,1215	−1,3230	−1,2763	−0,6609	−0,1721
18	−1,0502	−1,2917	−1,5469	−1,1638	−0,6131	−0,0980
19	−1,2513	−1,4619	−1,5212	−0,9595	−0,5386	−0,0348
20	−1,4842	−1,5925	−1,4955	−0,6880	−0,4410	0,0070
21	−1,7403	−1,7566	−1,3725	−0,3742	−0,3235	0,0165
22	−1,9658	−1,8692	−1,2494	−0,0428	−0,1896	0,0000
23	−2,1183	−1,8454	−1,0216	0,2813	−0,0429	0,0000
24	−2,1556	−1,6002	−0,8178	0,5733	0,1133	0,0000
25	−2,0351	−1,0486	−0,5117	0,8085	0,2754	0,0000
26	−1,7147	−0,1056	0,0227	0,9621	0,4402	0,0000
27	−1,1519	1,3137	0,9117	1,0093	0,6040	0,0000

Tabelle A.2: Logarithmierte Flussverhältnisse für positiv geladene Teilchen, extrahiert aus den 1998er-Daten. Die (p, Θ)-Intervalle sind in (4.21) und (4.22) definiert (S. 69).

i_p \ i_Θ	1	2	3	4	5	6
1	0,1022	0,7571	1,1609	1,4127	1,5667	1,7706
2	−0,3134	0,5319	1,0417	1,2943	1,4183	1,5493
3	0,6465	1,2573	1,4871	1,6478	1,7159	1,9971
4	1,2415	1,6133	1,7655	1,8662	1,9708	2,1157
5	1,7047	1,8642	2,0272	2,1918	2,1495	2,2445
6	1,9138	2,0382	2,2584	2,2977	2,4978	2,2954
7	2,1048	2,2517	2,4103	2,5229	2,5690	2,2776
8	2,2455	2,3991	2,4996	2,5668	2,5413	2,2008
9	2,3400	2,4867	2,5329	2,6107	2,2634	2,0742
10	2,3925	2,5208	2,5166	2,3927	2,0049	1,9073
11	2,4073	2,5078	2,4571	2,1834	1,7657	1,7095
12	2,3884	2,4540	2,3609	1,9834	1,5453	1,4902
13	2,3400	2,3657	2,2343	1,7932	1,3433	1,2588
14	2,2664	2,2494	2,0838	1,6132	1,1595	1,0248
15	2,1716	2,1112	1,9159	1,4440	0,9935	0,7975
16	2,0598	1,9577	1,7369	1,2860	0,8449	0,5864
17	1,9351	1,7951	1,5534	1,1398	0,7133	0,4009
18	1,8019	1,6298	1,3717	1,0058	0,5985	0,2504
19	1,6641	1,4681	1,1984	0,8846	0,5000	0,1443
20	1,5260	1,3163	1,0397	0,7765	0,4174	0,0921
21	1,3918	1,1809	0,9022	0,6821	0,3505	0,0461
22	1,2656	1,0682	0,7923	0,6020	0,2988	0,0000
23	1,1516	0,9844	0,7164	0,5366	0,2621	0,0000
24	1,0539	0,9360	0,6810	0,4863	0,2399	0,0000
25	0,9767	0,9292	0,6925	0,4517	0,2319	0,0000
26	0,9242	0,9705	0,7574	0,4333	0,2378	0,0000
27	0,9005	1,0662	0,8820	0,4316	0,2571	0,0000

Tabelle A.3: Logarithmierte Flussverhältnisse für positiv geladene Teilchen, extrahiert aus den 1997er-Daten ([Gär:01]). Diese Zahlen werden auch für die Analyse der Daten aus dem Jahr 2000 verwendet. Die (p, Θ)-Intervalle sind in (4.21) und (4.22) definiert (S. 69).

i_p \ i_Θ	1	2	3	4	5	6
1	−0,6645	0,4017	0,8737	1,0884	1,2254	1,3526
2	−0,8207	0,3400	0,8290	1,1109	1,2663	1,4282
3	0,2184	0,9010	1,2083	1,4021	1,4949	1,6339
4	0,6549	1,1655	1,3898	1,5349	1,6468	1,7073
5	0,8921	1,2967	1,4450	1,5312	1,5685	1,5810
6	0,9737	1,2502	1,3571	1,4047	1,3684	1,3152
7	0,9152	1,1481	1,2128	1,1795	1,0842	0,9974
8	0,8263	1,0120	1,0170	0,9206	0,7464	0,6070
9	0,7002	0,8356	0,7754	0,6103	0,4255	0,3525
10	0,5590	0,6424	0,5140	0,2791	0,1049	−0,0586
11	0,4053	0,4304	0,2228	−0,0264	−0,1909	−0,3713
12	0,2463	0,2036	−0,0802	−0,3339	−0,4275	−0,5857
13	0,0753	−0,0434	−0,3742	−0,5899	−0,6710	−0,7018
14	−0,1024	−0,3015	−0,6602	−0,8173	−0,8608	−0,7195
15	−0,2907	−0,5773	−0,9519	−1,1070	−0,9819	−0,6389
16	−0,4803	−0,8385	−1,1356	−1,3129	−1,0179	−0,4599
17	−0,6827	−1,1220	−1,4503	−1,4263	−0,9510	−0,1826
18	−0,8962	−1,3681	−1,6914	−1,4384	−0,7624	0,0000
19	−1,1218	−1,6186	−1,8438	−1,3404	−0,4318	0,0000
20	−1,3313	−1,8534	−1,8918	−1,1235	0,0000	0,0000
21	−1,5848	−2,0236	−1,8182	−0,7789	0,0000	0,0000
22	−1,8077	−2,0827	−1,6054	−0,2978	0,0000	0,0000
23	−2,0089	−2,0172	−1,2343	0,0000	0,0000	0,0000
24	−2,2429	−1,9178	−0,6852	0,0000	0,0000	0,0000
25	−2,3610	−1,5925	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
26	−2,4307	−0,9096	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
27	−1,4909	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000

Tabelle A.4: Logarithmierte Flussverhältnisse für negativ geladene Teilchen, extrahiert aus den 1997er-Daten ([Gär:01]). Diese Zahlen werden auch für die Analyse der Daten aus dem Jahr 2000 verwendet. Die (p, Θ)-Intervalle sind in (4.21) und (4.22) definiert (S. 69).

i_p \ i_Θ	1	2	3	4	5	6
1	−0,5825	0,4817	0,8638	1,0643	1,2085	1,3515
2	−0,8276	0,4769	0,9690	1,2228	1,2987	1,3659
3	0,4843	1,1954	1,4309	1,6250	1,6115	1,6834
4	1,1291	1,5782	1,7434	1,8512	1,8949	1,9817
5	1,6209	1,8730	1,9524	2,0486	2,0916	2,1363
6	1,8552	1,9753	2,0533	2,1238	2,1842	2,1880
7	1,9734	2,0571	2,1045	2,1584	2,1434	2,0632
8	2,0613	2,1174	2,1747	2,1517	2,1652	1,9384
9	2,1190	2,1553	2,1794	2,1041	1,9916	1,8136
10	2,1150	2,1701	2,1769	2,0170	1,8180	1,6888
11	2,1047	2,1615	2,1932	1,8930	1,6443	1,5640
12	2,1016	2,1295	2,0679	1,7357	1,4707	1,4392
13	2,0964	2,0742	1,9427	1,5497	1,2971	1,3144
14	2,0090	1,9960	1,8175	1,3408	1,1235	1,1896
15	1,9041	1,8956	1,6922	1,1160	0,9498	1,0648
16	1,8152	1,7739	1,5670	0,8831	0,7762	0,9400
17	1,7154	1,6323	1,4417	0,6511	0,6026	0,8152
18	1,5775	1,4720	1,3165	0,4301	0,4289	0,6904
19	1,4266	1,2948	1,1912	0,2314	0,2553	0,5656
20	1,2756	1,1027	1,0660	0,0670	0,0817	0,4408
21	1,1247	0,8979	0,9408	0,0000	0,0000	0,3160
22	0,9737	0,6829	0,8155	0,0000	0,0000	0,1912
23	0,8228	0,4605	0,6903	0,0000	0,0000	0,0664
24	0,6718	0,2336	0,5650	0,0000	0,0000	0,0000
25	0,5209	0,0054	0,4398	0,0000	0,0000	0,0000
26	0,3699	0,0000	0,3146	0,0000	0,0000	0,0000
27	0,3856	0,0000	0,1893	0,0000	0,0000	0,0000

Tabelle A.5: Begrenzungen der 49 (x, y)-Zellen: Die 27 x-Intervalle i_x sind noch in bis zu drei y-Intervalle i_y unterteilt.

i_x	$x \in$	i_y 1	2	3
		$y \in$		
1	$\{0,0021;\ 0,0061\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
2	$\{0,0061;\ 0,0076\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
3	$\{0,0076;\ 0,0094\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
4	$\{0,0094;\ 0,0116\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
5	$\{0,0116;\ 0,0143\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
6	$\{0,0143;\ 0,0175\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
7	$\{0,0175;\ 0,0212\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
8	$\{0,0212;\ 0,0253\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
9	$\{0,0253;\ 0,0302\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}72\}$	$\{0{,}72;\ 0{,}91\}$	
10	$\{0,0302;\ 0,0361\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}68\}$	$\{0{,}68;\ 0{,}91\}$	
11	$\{0,0361;\ 0,0430\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}63\}$	$\{0{,}63;\ 0{,}91\}$	
12	$\{0,0430;\ 0,0513\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}60\}$	$\{0{,}60;\ 0{,}91\}$	
13	$\{0,0513;\ 0,0613\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}57\}$	$\{0{,}57;\ 0{,}91\}$	
14	$\{0,0613;\ 0,0731\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}54\}$	$\{0{,}54;\ 0{,}91\}$	
15	$\{0,0731;\ 0,0872\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}51\}$	$\{0{,}51;\ 0{,}91\}$	
16	$\{0,0872;\ 0,1040\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}38\}$	$\{0{,}38;\ 0{,}57\}$	$\{0{,}57;\ 0{,}91\}$
17	$\{0,1040;\ 0,1240\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}35\}$	$\{0{,}35;\ 0{,}53\}$	$\{0{,}53;\ 0{,}91\}$
18	$\{0,1240;\ 0,1480\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}33\}$	$\{0{,}33;\ 0{,}50\}$	$\{0{,}50;\ 0{,}91\}$
19	$\{0,1480;\ 0,1770\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}30\}$	$\{0{,}30;\ 0{,}47\}$	$\{0{,}47;\ 0{,}91\}$
20	$\{0,1770;\ 0,2110\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}28\}$	$\{0{,}28;\ 0{,}44\}$	$\{0{,}44;\ 0{,}91\}$
21	$\{0,2110;\ 0,2510\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}27\}$	$\{0{,}27;\ 0{,}41\}$	$\{0{,}41;\ 0{,}91\}$
22	$\{0,2510;\ 0,3000\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}25\}$	$\{0{,}25;\ 0{,}38\}$	$\{0{,}38;\ 0{,}91\}$
23	$\{0,3000;\ 0,3580\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}35\}$	$\{0{,}35;\ 0{,}91\}$	
24	$\{0,3580;\ 0,4270\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
25	$\{0,4270;\ 0,5100\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
26	$\{0,5100;\ 0,6080\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		
27	$\{0,6080;\ 0,8500\}$	$\{0{,}10;\ 0{,}91\}$		

Tabelle A.6: Anzahl an Kandidaten für tiefinelastische Streuereignisse (Elektronen) N_{cand} in 1998 pro (x, y)-Zelle.

i_y	1	2	3	1	2	3
i_x	oben			unten		
1	85 522			35 817		
2	28 512			19 902		
3	29 097			23 455		
4	31 114			27 151		
5	34 390			30 812		
6	36 086			32 984		
7	37 010			34 965		
8	36 158			34 949		
9	19 916	18 438		19 709	17 480	
10	20 708	19 117		20 483	18 411	
11	20 558	19 275		20 172	18 707	
12	22 443	18 587		21 865	17 802	
13	24 049	17 426		23 234	16 859	
14	25 618	15 582		24 680	15 494	
15	27 044	14 533		25 857	14 362	
16	20 119	13 149	8 504	18 775	12 705	8 223
17	20 670	11 888	8 041	19 507	11 829	8 043
18	22 300	10 719	7 376	20 377	10 316	7 451
19	22 268	10 503	6 653	20 236	10 023	6 533
20	21 913	8 962	5 606	20 072	8 345	5 516
21	20 974	6 912	4 696	18 911	6 419	4 712
22	17 630	5 632	3 992	15 839	5 215	3 765
23	16 789	3 023		15 679	2 895	
24	13 710			12 601		
25	8 547			7 861		
26	4 209			3 916		
27	1 508			1 328		

Tabelle A.7: Anzahl an ladungssymmetrischen Ereignissen (Positronen) N_{cs} in 1998 pro (x, y)-Zelle.

i_y	1	2	3	1	2	3
i_x	oben			unten		
1	41 743			8 958		
2	8 780			3 984		
3	7 275			4 372		
4	6 717			4 827		
5	6 276			5 254		
6	5 871			5 281		
7	5 300			4 953		
8	4 614			4 590		
9	154	4 051		164	4 144	
10	80	3 505		104	3 773	
11	42	2 519		44	2 824	
12	33	1 927		25	2 043	
13	28	1 215		20	1 410	
14	15	687		26	776	
15	4	375		10	439	
16	3	9	169	1	6	179
17	1	4	74	4	7	86
18	3	2	26	5	3	37
19	3	3	15	2	4	16
20	1	4	7	1	2	11
21	0	1	5	2	1	1
22	1	0	2	2	1	2
23	0	2		2	1	
24	0			0		
25	0			1		
26	0			2		
27	1			1		

Tabelle A.8: Anzahl an Kandidaten für tiefinelastische Streuereignisse (Positronen) N_{cand} in 2000 pro (x, y)-Zelle.

i_y	1	2	3	1	2	3
i_x	oben			unten		
1	205 026			217 020		
2	115 502			122 648		
3	136 176			144 521		
4	158 999			166 383		
5	181 254			190 559		
6	198 722			205 359		
7	209 521			215 636		
8	208 564			216 360		
9	117 593	106 022		124 181	107 877	
10	123 654	111 400		130 739	113 950	
11	122 751	114 867		129 785	118 991	
12	135 198	111 215		142 286	114 935	
13	147 362	105 753		155 179	109 040	
14	153 958	97 719		163 753	100 802	
15	162 825	91 239		173 061	94 946	
16	120 654	81 040	53 728	129 449	85 224	54 814
17	125 154	75 142	51 287	134 455	79 424	53 421
18	133 496	67 710	46 170	144 265	71 832	48 465
19	133 762	65 609	41 749	145 194	69 771	43 384
20	130 631	56 181	35 892	143 360	59 523	37 233
21	124 670	42 554	30 415	138 861	45 386	31 621
22	104 110	35 143	25 482	117 479	37 843	26 780
23	100 913	19 524		114 620	20 518	
24	82 075			91 662		
25	49 762			55 835		
26	24 962			27 925		
27	8 621			8 659		

Tabelle A.9: Anzahl an ladungssymmetrischen Ereignissen (Elektronen) N_{cs} in 2000 pro (x, y)-Zelle.

i_y	1	2	3	1	2	3
i_x	oben			unten		
1	46 095			45 366		
2	19 857			19 362		
3	22 365			21 620		
4	24 326			23 667		
5	26 487			25 753		
6	26 837			25 948		
7	26 104			24 911		
8	23 699			23 054		
9	948	21 333		855	20 750	
10	537	19 129		554	18 711	
11	299	14 896		303	14 626	
12	206	10 931		207	10 972	
13	135	7 251		152	7 010	
14	96	4 254		119	4 180	
15	62	2 125		69	2 084	
16	24	62	1 057	33	70	1 081
17	27	34	440	22	31	467
18	16	10	183	14	32	224
19	13	13	87	11	15	90
20	10	9	40	8	7	43
21	10	6	21	4	3	16
22	8	5	14	6	9	13
23	5	4		4	2	
24	8			9		
25	7			3		
26	5			2		
27	2			2		

Tabelle A.10: Kinematische Zentralwerte, korrigiert auf ladungssymmetrischen Untergrund. $\langle Q^2 \rangle$ ist nach (4.43) aus $\langle x \rangle$ und $\langle y \rangle$ berechnet, $\|\langle Q^2 \rangle\|$ ist der Mittelwert von Q^2 über das gesamte jeweilige x-Intervall.

i_x	$\langle x \rangle$	i_y: 1	2	3	1	2	3	$\|\langle Q^2 \rangle\|$ /GeV^2
		$\langle y \rangle$			$\langle Q^2 \rangle$ /GeV^2			
1	0,0046	0,8842			0,2107			0,2107
2	0,0068	0,8612			0,3033			0,3033
3	0,0085	0,8451			0,3720			0,3720
4	0,0105	0,8264			0,4494			0,4494
5	0,0129	0,8036			0,5369			0,5369
6	0,0159	0,7785			0,6411			0,6411
7	0,0193	0,7511			0,7508			0,7508
8	0,0232	0,7227			0,8684			0,8684
9	0,0277	0,6008	0,8161		0,8619	1,1708		0,9908
10	0,0331	0,5566	0,7923		0,9542	1,3583		1,1261
11	0,0395	0,5085	0,7595		1,0403	1,5538		1,2703
12	0,0470	0,4709	0,7352		1,1463	1,7897		1,4193
13	0,0562	0,4335	0,7104		1,2618	2,0678		1,5833
14	0,0670	0,3974	0,6808		1,3790	2,3624		1,7473
15	0,0799	0,3629	0,6508		1,5018	2,6932		1,9205
16	0,0954	0,2908	0,4646	0,6817	1,4368	2,2956	3,3683	2,1031
17	0,1137	0,2608	0,4292	0,6423	1,5358	2,5275	3,7824	2,2820
18	0,1356	0,2362	0,4047	0,6121	1,6589	2,8422	4,2988	2,4680
19	0,1620	0,2095	0,3737	0,5800	1,7578	3,1355	4,8664	2,6603
20	0,1933	0,1882	0,3487	0,5475	1,8842	3,4910	5,4813	2,8538
21	0,2300	0,1730	0,3306	0,5120	2,0608	3,9382	6,0991	3,0657
22	0,2739	0,1614	0,3062	0,4779	2,2896	4,3438	6,7795	3,3982
23	0,3267	0,1849	0,4423		3,1286	7,4840		3,8109
24	0,3892	0,2113			4,2593			4,2593
25	0,4638	0,2003			4,8115			4,8115
26	0,5505	0,1937			5,5227			5,5227
27	0,6597	0,2143			7,3221			7,3221

Tabelle A.11: Totzeitgewichtete zeitintegrierte Koinzidenzraten im Luminositätsmonitor. Die Bezeichnungen "oben" und "unten" sind zu verstehen als diejenigen Zeiträume, in denen die jeweilige Spektrometerhälfte uneingeschränkt funktionsfähig war und die daher in der Analyse berücksichtigt wurden.

	1998		2000	
	oben	unten	oben	unten
$L^{\uparrow\Uparrow}$	22 534 032,67	22 429 403,93	87 824 728,61	86 154 918,77
$L^{\uparrow\Downarrow}$	22 061 791,49	21 975 004,20	88 330 702,10	86 599 289,56
$L_P^{\uparrow\Uparrow}$	9 595 578,82	9 551 413,17	39 656 621,83	38 942 475,36
$L_P^{\uparrow\Downarrow}$	9 178 794,39	9 142 559,82	39 750 430,77	39 021 842,57

Tabelle A.12: Streuquerschnittsasymmetrie $A_{||}^{\mathrm{d}}$ nach (5.3) aus den 1998er-Daten, einschließlich der statistischen Fehler nach (5.4). Die Zahlen sind über die beiden Spektrometerhälften gemittelt. Die zugehörigen kinematischen Mittelwerte stehen in Tabelle A.10. Neben der Subtraktion ladungssymmetrischen Untergrunds und der TSF-Korrektur (5.11) für die obere Detektorhälfte wurde hier noch *keine* weitere Korrektur vorgenommen.

i_y	1	2	3	1	2	3
i_x	$A_{\|\|}^{\mathrm{d}}$			$\Delta A_{\|\|}^{\mathrm{d}}$		
1	−0,0073			0,0159		
2	0,0104			0,0177		
3	−0,0208			0,0155		
4	0,0056			0,0139		
5	0,0065			0,0126		
6	0,0029			0,0118		
7	0,0147			0,0112		
8	0,0173			0,0110		
9	−0,0152	−0,0159		0,0121	0,0180	
10	−0,0036	−0,0007		0,0118	0,0166	
11	0,0331	0,0299		0,0118	0,0151	
12	0,0021	0,0131		0,0113	0,0147	
13	0,0141	−0,0038		0,0109	0,0144	
14	0,0102	0,0302		0,0106	0,0145	
15	0,0108	0,0390		0,0103	0,0146	
16	0,0064	0,0359	0,0304	0,0120	0,0148	0,0189
17	0,0171	0,0406	0,0719	0,0119	0,0154	0,0190
18	0,0369	0,0340	0,0482	0,0115	0,0164	0,0196
19	0,0262	0,0656	0,1029	0,0115	0,0166	0,0207
20	0,0416	0,0501	0,0731	0,0116	0,0181	0,0225
21	0,0212	0,0695	0,1095	0,0119	0,0206	0,0245
22	0,0099	0,0856	0,1469	0,0130	0,0228	0,0269
23	0,0635	0,1463		0,0132	0,0308	
24	0,0793			0,0146		
25	0,0527			0,0185		
26	0,1099			0,0263		
27	0,0938			0,0445		

Tabelle A.13: Streuquerschnittsasymmetrie $A_{\|}^{\mathrm{d}}$ nach (5.3) aus den 2000er-Daten, einschließlich der statistischen Fehler nach (5.4). Die Zahlen sind über die beiden Spektrometerhälften gemittelt. Die zugehörigen kinematischen Mittelwerte stehen in Tabelle A.10. Neben der Subtraktion ladungssymmetrischen Untergrunds wurde hier noch *keine* weitere Korrektur vorgenommen.

i_y	1	2	3	1	2	3
i_x		$A_{\|}^{\mathrm{d}}$			$\Delta A_{\|}^{\mathrm{d}}$	
1	−0,0004			0,0048		
2	0,0049			0,0059		
3	0,0008			0,0053		
4	0,0045			0,0049		
5	0,0025			0,0045		
6	0,0042			0,0043		
7	0,0080			0,0041		
8	0,0082			0,0040		
9	0,0065	0,0143		0,0046	0,0065	
10	0,0075	0,0060		0,0044	0,0061	
11	0,0081	0,0224		0,0044	0,0056	
12	0,0169	0,0198		0,0042	0,0054	
13	0,0100	0,0125		0,0040	0,0053	
14	0,0192	0,0262		0,0039	0,0053	
15	0,0157	0,0380		0,0038	0,0053	
16	0,0121	0,0270	0,0547	0,0044	0,0054	0,0069
17	0,0193	0,0326	0,0519	0,0044	0,0056	0,0069
18	0,0174	0,0418	0,0577	0,0042	0,0059	0,0073
19	0,0184	0,0469	0,0714	0,0042	0,0060	0,0076
20	0,0256	0,0518	0,0946	0,0042	0,0065	0,0082
21	0,0280	0,0586	0,1076	0,0043	0,0075	0,0089
22	0,0324	0,0573	0,1008	0,0047	0,0082	0,0097
23	0,0509	0,1275		0,0048	0,0111	
24	0,0695			0,0053		
25	0,0808			0,0068		
26	0,0802			0,0096		
27	0,1036			0,0169		

Tabelle A.14: Parameter in der Extraktionsformel (5.19) für die BORN-Asymmetrie, berechnet an den kinematischen Zentralwerten in Tabelle A.10. Die Zahlen gelten für das Deuteron und wurden von [Stö:01b] zur Verfügung gestellt.

i_y	1	2	3	1	2	3	1	2	3
i_x		λ			$\sigma^{\text{brems}}_{\text{unpol}}/\sigma^{\text{Born}}_{\text{unpol}}$			$\sigma^{\text{brems}}_{\text{pol}}/\sigma^{\text{Born}}_{\text{unpol}}$	
1	1,120			1,6950			0,0044		
2	1,118			1,1370			0,0068		
3	1,116			0,9313			0,0080		
4	1,113			0,7886			0,0089		
5	1,110			0,6688			0,0095		
6	1,106			0,5717			0,0099		
7	1,101			0,4911			0,0099		
8	1,096			0,4218			0,0097		
9	1,072	1,120		0,3022	0,5542		0,0065	0,0175	
10	1,063	1,115		0,2605	0,4670		0,0060	0,0168	
11	1,054	1,109		0,2239	0,3769		0,0054	0,0151	
12	1,046	1,104		0,1964	0,3158		0,0050	0,0142	
13	1,038	1,099		0,1708	0,2620		0,0047	0,0132	
14	1,030	1,093		0,1472	0,2127		0,0043	0,0121	
15	1,021	1,087		0,1262	0,1711		0,0040	0,0110	
16	1,001	1,046	1,094	0,1071	0,1106	0,1569	0,0032	0,0056	0,0131
17	0,991	1,037	1,085	0,0897	0,0890	0,1167	0,0029	0,0050	0,0111
18	0,982	1,030	1,078	0,0728	0,0688	0,0857	0,0026	0,0045	0,0096
19	0,970	1,021	1,069	0,0553	0,0490	0,0582	0,0023	0,0038	0,0078
20	0,960	1,012	1,060	0,0391	0,0250	0,0341	0,0019	0,0029	0,0058
21	0,950	1,004	1,050	0,0230	0,0126	0,0117	0,0015	0,0019	0,0036
22	0,941	0,994	1,038	0,0068	−0,0056	−0,0081	0,0010	0,0006	0,0009
23	0,946	1,025		−0,0138	−0,0277		0,0001	−0,0020	
24	0,950			−0,0340			−0,0016		
25	0,936			−0,0488			−0,0032		
26	0,921			−0,0600			−0,0049		
27	0,909			−0,0786			−0,0091		

Tabelle A.15: Strukturfunktionsverhältnis $g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$ gemäß (5.23) aus den 1998er-Daten, einschließlich der statistischen Unsicherheit. Die zugehörigen kinematischen Abszissenwerte x und y bzw. Q^2 stehen in Tabelle A.10. Die letzten Spalten geben den Mittelwert über das jeweilige x-Intervall an.

i_y	1	2	3	1	2	3	$\|g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}\|$	$\|\Delta(g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d})\|$
i_x	$g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d}$			$\Delta(g_1^\mathrm{d}/F_1^\mathrm{d})$				
1	−0,0236			0,0423			−0,0236	0,0423
2	0,0163			0,0391			0,0163	0,0391
3	−0,0508			0,0318			−0,0508	0,0318
4	0,0018			0,0274			0,0018	0,0274
5	0,0023			0,0241			0,0023	0,0241
6	−0,0057			0,0223			−0,0057	0,0223
7	0,0160			0,0210			0,0160	0,0210
8	0,0207			0,0207			0,0207	0,0207
9	−0,0432	−0,0470		0,0262	0,0322		−0,0447	0,0203
10	−0,0186	−0,0197		0,0272	0,0291		−0,0191	0,0199
11	0,0725	0,0343		0,0295	0,0261		0,0511	0,0196
12	−0,0051	0,0056		0,0303	0,0252		0,0012	0,0194
13	0,0299	−0,0228		0,0315	0,0246		−0,0029	0,0194
14	0,0207	0,0361		0,0330	0,0248		0,0306	0,0198
15	0,0250	0,0529		0,0349	0,0253		0,0433	0,0205
16	0,0155	0,0764	0,0324	0,0511	0,0362	0,0303	0,0446	0,0212
17	0,0676	0,0945	0,1028	0,0552	0,0401	0,0309	0,0944	0,0224
18	0,1745	0,0808	0,0663	0,0579	0,0439	0,0321	0,0886	0,0237
19	0,1338	0,1752	0,1601	0,0638	0,0465	0,0344	0,1604	0,0254
20	0,2379	0,1375	0,1157	0,0691	0,0520	0,0382	0,1423	0,0281
21	0,1238	0,1992	0,1868	0,0738	0,0602	0,0427	0,1787	0,0315
22	0,0573	0,2594	0,2658	0,0819	0,0691	0,0487	0,2242	0,0358
23	0,3246	0,2822		0,0670	0,0583		0,3004	0,0440
24	0,3366			0,0603			0,3366	0,0603
25	0,2336			0,0762			0,2336	0,0762
26	0,4663			0,1056			0,4663	0,1056
27	0,3567			0,1508			0,3567	0,1508

Tabelle A.16: Strukturfunktionsverhältnis $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$ gemäß (5.23) aus den 2000er-Daten, einschließlich der statistischen Unsicherheit. Die zugehörigen kinematischen Abszissenwerte x und y bzw. Q^2 stehen in Tabelle A.10. Die letzten Spalten geben den Mittelwert über das jeweilige x-Intervall an.

i_y	1	2	3	1	2	3	$\|g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}\|$	$\|\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})\|$
i_x	$g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$			$\Delta(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})$				
1	−0,0052			0,0128			−0,0052	0,0128
2	0,0041			0,0130			0,0041	0,0130
3	−0,0064			0,0110			−0,0064	0,0110
4	−0,0003			0,0096			−0,0003	0,0096
5	−0,0054			0,0087			−0,0054	0,0087
6	−0,0032			0,0081			−0,0032	0,0081
7	0,0034			0,0077			0,0034	0,0077
8	0,0036			0,0076			0,0036	0,0076
9	0,0038	0,0070		0,0099	0,0117		0,0052	0,0075
10	0,0069	−0,0080		0,0102	0,0106		−0,0003	0,0074
11	0,0098	0,0213		0,0111	0,0096		0,0164	0,0073
12	0,0345	0,0171		0,0113	0,0093		0,0241	0,0072
13	0,0181	0,0050		0,0116	0,0090		0,0099	0,0071
14	0,0487	0,0294		0,0123	0,0091		0,0362	0,0073
15	0,0418	0,0510		0,0129	0,0092		0,0479	0,0075
16	0,0395	0,0546	0,0713	0,0188	0,0133	0,0111	0,0602	0,0078
17	0,0780	0,0738	0,0701	0,0203	0,0147	0,0113	0,0726	0,0082
18	0,0761	0,1018	0,0818	0,0212	0,0159	0,0119	0,0868	0,0087
19	0,0906	0,1227	0,1078	0,0233	0,0169	0,0126	0,1096	0,0093
20	0,1426	0,1422	0,1522	0,0253	0,0188	0,0139	0,1477	0,0102
21	0,1661	0,1674	0,1834	0,0268	0,0219	0,0155	0,1758	0,0115
22	0,1991	0,1735	0,1823	0,0297	0,0249	0,0176	0,1831	0,0129
23	0,2603	0,2466		0,0243	0,0209		0,2524	0,0159
24	0,2960			0,0219			0,2960	0,0219
25	0,3491			0,0280			0,3491	0,0280
26	0,3471			0,0387			0,3471	0,0387
27	0,3899			0,0571			0,3899	0,0571

Tabelle A.17: Spinstrukturfunktion g_1^{d} gemäß (5.24) am Q^2-Zentralwert der jeweiligen kinematischen Zelle bestimmt aus den 1998er-Daten, einschließlich der statistischen Unsicherheit. Die zugehörigen kinematischen Abszissenwerte x und y bzw. Q^2 stehen in Tabelle A.10. Die letzten Spalten geben den Mittelwert über das jeweilige x-Intervall an.

i_y	1	2	3	1	2	3	$\lVert g_1^{\mathrm{d}}\rVert$	$\lVert\Delta g_1^{\mathrm{d}}\rVert$
i_x		g_1^{d}			Δg_1^{d}			
1	−0,3082			0,5519			−0,3082	0,5519
2	0,1705			0,4094			0,1705	0,4094
3	−0,4610			0,2888			−0,4610	0,2888
4	0,0140			0,2162			0,0140	0,2162
5	0,0158			0,1642			0,0158	0,1642
6	−0,0331			0,1306			−0,0331	0,1306
7	0,0808			0,1063			0,0808	0,1063
8	0,0906			0,0908			0,0906	0,0908
9	−0,1597	−0,1856		0,0968	0,1273		−0,1692	0,0770
10	−0,0595	−0,0678		0,0869	0,0998		−0,0631	0,0655
11	0,1998	0,1019		0,0814	0,0776		0,1486	0,0562
12	−0,0121	0,0143		0,0723	0,0649		0,0025	0,0483
13	0,0615	−0,0506		0,0649	0,0544		−0,0043	0,0417
14	0,0368	0,0688		0,0585	0,0472		0,0562	0,0367
15	0,0381	0,0862		0,0530	0,0411		0,0681	0,0325
16	0,0199	0,1028	0,0456	0,0655	0,0487	0,0426	0,0606	0,0288
17	0,0740	0,1080	0,1229	0,0604	0,0458	0,0370	0,1091	0,0260
18	0,1619	0,0782	0,0671	0,0537	0,0424	0,0326	0,0882	0,0233
19	0,1041	0,1419	0,1350	0,0497	0,0377	0,0290	0,1317	0,0208
20	0,1540	0,0919	0,0796	0,0447	0,0348	0,0262	0,0966	0,0190
21	0,0659	0,1076	0,1021	0,0393	0,0325	0,0233	0,0968	0,0171
22	0,0244	0,1092	0,1111	0,0349	0,0291	0,0204	0,0945	0,0150
23	0,1046	0,0855		0,0216	0,0176		0,0931	0,0137
24	0,0754			0,0135			0,0754	0,0135
25	0,0336			0,0110			0,0336	0,0110
26	0,0379			0,0086			0,0379	0,0086
27	0,0116			0,0049			0,0116	0,0049

Tabelle A.18: Spinstrukturfunktion g_1^{d} gemäß (5.24) am Q^2-Zentralwert der jeweiligen kinematischen Zelle bestimmt aus den 2000er-Daten, einschließlich der statistischen Unsicherheit. Die zugehörigen kinematischen Abszissenwerte x und y bzw. Q^2 stehen in Tabelle A.10. Die letzten Spalten geben den Mittelwert über das jeweilige x-Intervall an.

i_y	1	2	3	1	2	3	$\|g_1^{\mathrm{d}}\|$	$\|\Delta g_1^{\mathrm{d}}\|$
i_x	g_1^{d}			Δg_1^{d}				
1	−0,0680			0,1669			−0,0680	0,1669
2	0,0432			0,1357			0,0432	0,1357
3	−0,0581			0,0997			−0,0581	0,0997
4	−0,0025			0,0760			−0,0025	0,0760
5	−0,0370			0,0591			−0,0370	0,0591
6	−0,0186			0,0471			−0,0186	0,0471
7	0,0174			0,0389			0,0174	0,0389
8	0,0158			0,0333			0,0158	0,0333
9	0,0142	0,0278		0,0365	0,0462		0,0194	0,0286
10	0,0220	−0,0274		0,0326	0,0364		0,0000	0,0243
11	0,0271	0,0633		0,0305	0,0285		0,0464	0,0208
12	0,0825	0,0439		0,0270	0,0238		0,0608	0,0179
13	0,0372	0,0110		0,0239	0,0200		0,0218	0,0153
14	0,0863	0,0559		0,0217	0,0173		0,0677	0,0135
15	0,0636	0,0831		0,0197	0,0150		0,0759	0,0119
16	0,0507	0,0735	0,1002	0,0241	0,0179	0,0156	0,0814	0,0106
17	0,0854	0,0844	0,0839	0,0222	0,0168	0,0135	0,0843	0,0095
18	0,0706	0,0985	0,0829	0,0197	0,0154	0,0120	0,0854	0,0085
19	0,0705	0,0993	0,0910	0,0181	0,0137	0,0107	0,0899	0,0076
20	0,0923	0,0950	0,1046	0,0163	0,0125	0,0095	0,0995	0,0069
21	0,0884	0,0904	0,1002	0,0143	0,0118	0,0085	0,0953	0,0062
22	0,0849	0,0730	0,0762	0,0127	0,0105	0,0073	0,0770	0,0054
23	0,0839	0,0747		0,0078	0,0063		0,0783	0,0049
24	0,0663			0,0049			0,0663	0,0049
25	0,0503			0,0040			0,0503	0,0040
26	0,0282			0,0031			0,0282	0,0031
27	0,0126			0,0019			0,0126	0,0019

Tabelle A.19: Systematische Unsicherheiten für $g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}}$: $\Delta_{\mathrm{exp}}(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})$ ist die quadratische Summe der experimentellen Unsicherheiten, $\Delta_{\mathrm{par}}(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})$ die der Parametrisierungsunsicherheiten von A_2^{d} und R (s. Abschnitt 5.5.4).

i_y	1	2	3	1	2	3	1	2	3
i_x	$\Delta_{\mathrm{exp}}(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})\vert_{1998}$			$\Delta_{\mathrm{exp}}(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})\vert_{2000}$			$\Delta_{\mathrm{par}}(g_1^{\mathrm{d}}/F_1^{\mathrm{d}})$		
1	0,0131			0,0131			0,0015		
2	0,0103			0,0103			0,0013		
3	0,0087			0,0087			0,0011		
4	0,0072			0,0072			0,0010		
5	0,0058			0,0058			0,0010		
6	0,0047			0,0047			0,0010		
7	0,0037			0,0036			0,0009		
8	0,0026			0,0025			0,0005		
9	0,0026	0,0028		0,0026	0,0025		0,0005	0,0003	
10	0,0028	0,0025		0,0027	0,0020		0,0004	0,0002	
11	0,0031	0,0026		0,0029	0,0020		0,0003	0,0002	
12	0,0037	0,0031		0,0033	0,0023		0,0007	0,0004	
13	0,0046	0,0037		0,0041	0,0027		0,0011	0,0006	
14	0,0050	0,0045		0,0040	0,0030		0,0015	0,0009	
15	0,0057	0,0054		0,0042	0,0034		0,0019	0,0015	
16	0,0075	0,0066	0,0068	0,0056	0,0043	0,0041	0,0024	0,0022	0,0022
17	0,0091	0,0082	0,0080	0,0065	0,0052	0,0046	0,0024	0,0028	0,0027
18	0,0112	0,0097	0,0096	0,0080	0,0058	0,0053	0,0027	0,0039	0,0031
19	0,0131	0,0118	0,0116	0,0090	0,0072	0,0065	0,0036	0,0048	0,0036
20	0,0160	0,0143	0,0138	0,0112	0,0090	0,0081	0,0046	0,0054	0,0044
21	0,0184	0,0165	0,0160	0,0128	0,0102	0,0094	0,0055	0,0060	0,0053
22	0,0210	0,0190	0,0181	0,0148	0,0121	0,0107	0,0062	0,0068	0,0065
23	0,0227	0,0201		0,0155	0,0118		0,0072	0,0078	
24	0,0243			0,0164			0,0086		
25	0,0251			0,0159			0,0103		
26	0,0261			0,0159			0,0121		
27	0,0261			0,0148			0,0151		

Tabelle A.20: Aus den Datensätzen 1998 und 2000 kombiniertes g_1^d/F_1^d und g_1^d, einschließlich statistischer (Δ_{stat}), experimenteller (Δ_{exp}) und theoretischer (Δ_{par}) Unsicherheiten.

x	Q^2/GeV^2	g_1^d/F_1^d	Δ_{stat}	Δ_{exp}	Δ_{par}	g_1^d	Δ_{stat}	Δ_{exp}	Δ_{par}
0,0046	0,2107	−0,0068	0,0122	0,0131	0,0015	−0,0882	0,1598	0,1708	0,0184
0,0068	0,3033	0,0053	0,0123	0,0103	0,0013	0,0558	0,1288	0,1078	0,0128
0,0085	0,3720	−0,0111	0,0104	0,0087	0,0011	−0,1010	0,0943	0,0785	0,0095
0,0105	0,4494	−0,0001	0,0091	0,0072	0,0010	−0,0007	0,0717	0,0565	0,0076
0,0129	0,5369	−0,0045	0,0082	0,0058	0,0010	−0,0310	0,0556	0,0399	0,0070
0,0159	0,6411	−0,0035	0,0076	0,0047	0,0010	−0,0203	0,0443	0,0276	0,0059
0,0193	0,7508	0,0049	0,0072	0,0036	0,0009	0,0249	0,0365	0,0184	0,0045
0,0232	0,8684	0,0056	0,0071	0,0025	0,0005	0,0247	0,0313	0,0112	0,0023
0,0277	0,8619	−0,0020	0,0092	0,0026	0,0005	−0,0075	0,0342	0,0097	0,0020
0,0277	1,1708	0,0007	0,0110	0,0025	0,0003	0,0030	0,0434	0,0101	0,0012
0,0331	0,9542	0,0037	0,0096	0,0027	0,0004	0,0119	0,0305	0,0088	0,0013
0,0331	1,3583	−0,0094	0,0100	0,0021	0,0002	−0,0322	0,0342	0,0072	0,0008
0,0395	1,0403	0,0175	0,0104	0,0030	0,0003	0,0484	0,0286	0,0082	0,0009
0,0395	1,5538	0,0229	0,0090	0,0021	0,0002	0,0679	0,0268	0,0063	0,0007
0,0470	1,1463	0,0297	0,0106	0,0033	0,0007	0,0709	0,0253	0,0081	0,0017
0,0470	1,7897	0,0157	0,0087	0,0024	0,0004	0,0404	0,0224	0,0064	0,0012
0,0562	1,2618	0,0195	0,0109	0,0041	0,0011	0,0401	0,0225	0,0086	0,0024
0,0562	2,0678	0,0017	0,0085	0,0028	0,0006	0,0037	0,0188	0,0063	0,0017
0,0670	1,3790	0,0453	0,0115	0,0041	0,0015	0,0803	0,0204	0,0074	0,0030
0,0670	2,3624	0,0302	0,0085	0,0032	0,0009	0,0575	0,0163	0,0062	0,0022
0,0799	1,5018	0,0398	0,0121	0,0044	0,0019	0,0606	0,0184	0,0067	0,0033
0,0799	2,6932	0,0512	0,0087	0,0037	0,0015	0,0834	0,0141	0,0061	0,0030
0,0954	1,4368	0,0366	0,0176	0,0058	0,0024	0,0470	0,0226	0,0076	0,0037
0,0954	2,2956	0,0572	0,0125	0,0046	0,0022	0,0770	0,0168	0,0064	0,0035
0,0954	3,3683	0,0667	0,0104	0,0045	0,0022	0,0937	0,0146	0,0064	0,0037
0,1137	1,5358	0,0768	0,0190	0,0069	0,0024	0,0840	0,0208	0,0076	0,0033
0,1137	2,5275	0,0762	0,0138	0,0056	0,0028	0,0872	0,0158	0,0065	0,0039
0,1137	3,7824	0,0740	0,0106	0,0050	0,0027	0,0885	0,0127	0,0061	0,0039
0,1356	1,6589	0,0877	0,0199	0,0084	0,0027	0,0814	0,0185	0,0080	0,0034
0,1356	2,8422	0,0994	0,0149	0,0063	0,0039	0,0962	0,0145	0,0062	0,0044
0,1356	4,2988	0,0800	0,0111	0,0059	0,0031	0,0810	0,0113	0,0061	0,0040
0,1620	1,7578	0,0957	0,0219	0,0096	0,0036	0,0745	0,0170	0,0076	0,0036
0,1620	3,1355	0,1289	0,0159	0,0078	0,0048	0,1043	0,0129	0,0065	0,0046
0,1620	4,8664	0,1141	0,0119	0,0072	0,0036	0,0962	0,0100	0,0062	0,0040
0,1933	1,8842	0,1539	0,0237	0,0119	0,0046	0,0996	0,0154	0,0079	0,0038
0,1933	3,4910	0,1416	0,0177	0,0097	0,0054	0,0946	0,0118	0,0066	0,0044
0,1933	5,4813	0,1479	0,0130	0,0089	0,0044	0,1017	0,0090	0,0062	0,0039
0,2300	2,0608	0,1612	0,0252	0,0135	0,0055	0,0858	0,0134	0,0074	0,0038
0,2300	3,9382	0,1711	0,0206	0,0111	0,0060	0,0924	0,0111	0,0062	0,0040
0,2300	6,0991	0,1838	0,0146	0,0103	0,0053	0,1004	0,0080	0,0058	0,0038
0,2739	2,2896	0,1826	0,0279	0,0156	0,0062	0,0779	0,0119	0,0069	0,0035
0,2739	4,3438	0,1834	0,0234	0,0130	0,0068	0,0772	0,0099	0,0057	0,0036
0,2739	6,7795	0,1919	0,0165	0,0117	0,0065	0,0802	0,0069	0,0050	0,0035
0,3267	3,1286	0,2678	0,0228	0,0164	0,0072	0,0863	0,0074	0,0055	0,0031
0,3267	7,4840	0,2507	0,0197	0,0129	0,0078	0,0759	0,0060	0,0041	0,0030
0,3892	4,2593	0,3007	0,0206	0,0174	0,0086	0,0674	0,0046	0,0041	0,0025
0,4638	4,8115	0,3353	0,0263	0,0172	0,0103	0,0483	0,0038	0,0027	0,0019
0,5505	5,5227	0,3612	0,0363	0,0173	0,0121	0,0293	0,0030	0,0016	0,0013
0,6597	7,3221	0,3857	0,0534	0,0163	0,0151	0,0125	0,0017	0,0006	0,0007

Tabelle A.21: Aus den Datensätzen 1998 und 2000 kombiniertes g_1^d/F_1^d und g_1^d, einschließlich statistischer (Δ_{stat}), experimenteller (Δ_{exp}) und theoretischer (Δ_{par}) Unsicherheiten. Über die y- bzw. Q^2-Abhängigkeit wurde gemittelt.

x	Q^2/GeV^2	g_1^d/F_1^d	Δ_{stat}	Δ_{exp}	Δ_{par}	g_1^d	Δ_{stat}	Δ_{exp}	Δ_{par}
0,0046	0,2107	−0,0068	0,0122	0,0131	0,0015	−0,0882	0,1598	0,1708	0,0184
0,0068	0,3033	0,0053	0,0123	0,0103	0,0013	0,0558	0,1288	0,1078	0,0128
0,0085	0,3720	−0,0111	0,0104	0,0087	0,0011	−0,1010	0,0943	0,0785	0,0095
0,0105	0,4494	−0,0001	0,0091	0,0072	0,0010	−0,0007	0,0717	0,0565	0,0076
0,0129	0,5369	−0,0045	0,0082	0,0058	0,0010	−0,0310	0,0556	0,0399	0,0070
0,0159	0,6411	−0,0035	0,0076	0,0047	0,0010	−0,0203	0,0443	0,0276	0,0059
0,0193	0,7508	0,0049	0,0072	0,0036	0,0009	0,0249	0,0365	0,0184	0,0045
0,0232	0,8684	0,0056	0,0071	0,0025	0,0005	0,0247	0,0313	0,0112	0,0023
0,0277	0,9908	−0,0009	0,0071	0,0026	0,0004	−0,0035	0,0268	0,0098	0,0017
0,0331	1,1261	−0,0025	0,0069	0,0024	0,0003	−0,0076	0,0228	0,0081	0,0011
0,0395	1,2703	0,0206	0,0068	0,0025	0,0002	0,0588	0,0195	0,0072	0,0008
0,0470	1,4193	0,0213	0,0067	0,0028	0,0005	0,0538	0,0167	0,0071	0,0014
0,0562	1,5833	0,0084	0,0067	0,0033	0,0008	0,0187	0,0144	0,0073	0,0020
0,0670	1,7473	0,0356	0,0069	0,0035	0,0011	0,0664	0,0127	0,0067	0,0025
0,0799	1,9205	0,0474	0,0070	0,0039	0,0016	0,0750	0,0112	0,0063	0,0031
0,0954	2,1031	0,0583	0,0073	0,0048	0,0022	0,0789	0,0099	0,0066	0,0036
0,1137	2,2820	0,0751	0,0077	0,0055	0,0027	0,0872	0,0089	0,0065	0,0038
0,1356	2,4680	0,0870	0,0081	0,0065	0,0033	0,0857	0,0080	0,0065	0,0040
0,1620	2,6603	0,1156	0,0087	0,0078	0,0040	0,0949	0,0072	0,0066	0,0041
0,1933	2,8538	0,1470	0,0096	0,0096	0,0047	0,0992	0,0065	0,0067	0,0041
0,2300	3,0657	0,1762	0,0108	0,0111	0,0055	0,0954	0,0058	0,0062	0,0039
0,2739	3,3982	0,1878	0,0122	0,0128	0,0065	0,0790	0,0051	0,0056	0,0035
0,3267	3,8109	0,2580	0,0149	0,0144	0,0076	0,0800	0,0046	0,0047	0,0030
0,3892	4,2593	0,3007	0,0206	0,0174	0,0086	0,0674	0,0046	0,0041	0,0025
0,4638	4,8115	0,3353	0,0263	0,0172	0,0103	0,0483	0,0038	0,0027	0,0019
0,5505	5,5227	0,3612	0,0363	0,0173	0,0121	0,0293	0,0030	0,0016	0,0013
0,6597	7,3221	0,3857	0,0534	0,0163	0,0151	0,0125	0,0017	0,0006	0,0007

Abbildungsverzeichnis

Übersicht aller Tabellen

Literaturverzeichnis

[AAC:00] Y. Goto *et al.* [ASYMMETRY ANALYSIS COLLABORATION], "Polarized parton distribution functions in the nucleon," Phys. Rev. D **62** (2000) 034017.

[ABM:02] W. M. Alberico, S. M. Bilenky und C. Maieron, "Strangeness in the nucleon: neutrino–nucleon and polarized electron–nucleon scattering," Phys. Rept. **358** (2002) 227.

[AEL:95] M. Anselmino, A. Efremov und E. Leader, "The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering," Phys. Rept. **261** (1995) 1; [Erratum ibid. **281** (1997) 399].

[AkBe:57] A. I. Akhiezer und V. B. Berestetsky, "Quantum electrodynamics," Consultants Bureau, Inc., New York (1957).

[Ako:02] N. Akopov *et al.*, "The HERMES dual-radiator ring imaging Cherenkov detector," Nucl. Instrum. Meth. A **479** (2002) 511.

[AkSh:94] I. V. Akushevich und N. M. Shumeiko, "Radiative effects in deep inelastic scattering of polarized leptons by polarized light nuclei," J. Phys. G **20** (1994) 513.

[Aku:97] I. Akushevich *et al.*, "POLRAD 2.0: FORTRAN code for the radiative corrections calculation to deep inelastic scattering of polarized particles," Comput. Phys. Commun. **104** (1997) 201.

[ALLM:91] H. Abramowicz, E. M. Levin, A. Levy und U. Maor, "A parametrization of $\sigma_{\mathrm{T}}(\gamma^*\mathrm{p})$ above the resonance region $Q^2 \geq 0$," Phys. Lett. B **269** (1991) 465.

[ALLM:97] H. Abramowicz und A. Levy, "The ALLM parameterization of $\sigma_{\mathrm{tot}}(\gamma^*\mathrm{p})$: an update," DESY 97-251 [hep-ph/9712415].

[ALMW:01] E. C. Aschenauer, T. Lindemann, V. Mexner und J. Wendland, private Mitteilung (2001).

[AlRo:88] G. Altarelli und G. G. Ross, "The anomalous gluon contribution to polarized leptoproduction," Phys. Lett. B **212** (1988) 391.

[Alt:82] G. Altarelli, "Partons in quantum chromodynamics," Phys. Rept. **81** (1982) 1.

[And:01] A. Andreev *et al.*, “Multiwire proportional chambers in the HERMES experiment,” Nucl. Instrum. Meth. A **465** (2001) 482.

[ANG:94] G. Altarelli, P. Nason und G. Ridolfi, “On the Q^2 dependence of the measured polarized structure functions,” Phys. Lett. B **320** (1994) 152.

[Ava:98] H. Avakian *et al.*, “Performance of the electromagnetic calorimeter of the HERMES experiment,” Nucl. Instrum. Meth. A **417** (1998) 69.

[BaMu:00] A. Bacchetta und P. J. Mulders, “Deep inelastic leptoproduction of spin-one hadrons,” Phys. Rev. D **62** (2000) 114004.

[BaMu:01] A. Bacchetta und P. J. Mulders, “Positivity bounds on spin-one distribution and fragmentation functions,” Phys. Lett. B **518** (2001) 85.

[Bar:95] D. P. Barber *et al.*, “The first achievement of longitudinal spin polarization in a high energy electron storage ring,” Phys. Lett. B **343** (1995) 436.

[BaSt:01] B. Badełek und U. Stößlein, private Mitteilung (2001).

[BaTa:02] J. Bartelski und S. Tatur, “Comparison of the fits to data on polarized structure functions and spin asymmetries,” Phys. Rev. D **65** (2002) 034002.

[Bau:00] Ch. Baumgarten, “Studies of Spin Relaxation and Recombination at the HERMES Hydrogen/Deuterium Gas Target,” Dissertation, LUDWIG-MAXIMILIANS-Universität München (2000).

[Bau:02a] Ch. Baumgarten *et al.*, “Molecular flow and wall collision age distributions,” Eur. Phys. J. D **18** (2002) 37.

[Bau:02b] Ch. Baumgarten *et al.*, “An atomic beam polarimeter to measure the nuclear polarization in the HERMES gaseous polarized hydrogen and deuterium target,” Nucl. Instrum. Meth. A **482** (2002) 606.

[Bau:02c] Ch. Baumgarten *et al.*, “The Storage Cell of the Polarized H/D Internal Gas Target of the HERMES Experiment at HERA,” Nucl. Instrum. Meth. A, in Druck.

[BCDP:01] E. R. Berger, F. Cano, M. Diehl und B. Pire, “Generalized Parton Distributions in the Deuteron,” Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 142302.

[Bec:02] M. Beckmann *et al.*, “The Longitudinal Polarimeter at HERA,” Nucl. Instrum. Meth. A **479** (2002) 334.

[Ben:98] Th. Benisch, ”Polarisierte BHABHA-Streuung und Luminositätsmessung im HERMES-Experiment,” Dissertation, FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg (1998).

[Ben:01] Th. Benisch *et al.*, “The luminosity monitor of the HERMES experiment at DESY,” Nucl. Instrum. Meth. A **471** (2001) 314.

[Ber:98] S. Bernreuther *et al.*, “The HERMES back drift chambers,” Nucl. Instrum. Meth. A **416** (1998) 45.

[BeWe:02] M. Beckmann und J. Wendland, private Mitteilung (2002).

[Bha:01] R. S. Bhalerao, “Is the polarized antiquark sea in the nucleon flavor symmetric?,” Phys. Rev. C **63** (2001) 025208.

[BjDr:64] J. D. Bjorken und S. D. Drell, “Relativistic Quantum Mechanics,” McGraw-Hill, Inc. (1964).

[Bjo:66] J. D. Bjorken, “Applications of the Chiral $U(6){\otimes}U(6)$ Algebra of Current Densities,” Phys. Rev. **148** (1966) 1467.

[Bjo:70] J. D. Bjorken, “Inelastic Scattering of Polarized Leptons from Polarized Nucleons,” Phys. Rev. D **1** (1970) 1376.

[BKK:00] B. Badełek, J. Kiryluk und J. Kwieciński, “Spin dependent structure function g_1 at low x and low Q^2,” Phys. Rev. D **61** (2000) 014009.

[BlBö:02] J. Blümlein und H. Böttcher, “QCD analysis of polarized deep-inelastic scattering data and parton distributions,” Nucl. Phys. B **636** (2002) 225.

[Blo:01] V. Blobel, private Mitteilung (2001).

[BlRo:02] J. Blümlein und D. Robaschik, “Polarized deep inelastic diffractive ep scattering: Operator approach,” Phys. Rev. D **65** (2002) 096002.

[BlTk:99] J. Blümlein und A. Tkabladze, “Target mass corrections for polarized structure functions and new sum rules,” Nucl. Phys. B **553** (1999) 427.

[BoJa:98] K. Bora und R. L. Jaffe, “Double-scattering contribution to $b_1(x, Q^2)$ in the deuteron,” Phys. Rev. D **57** (1998) 6906.

[BoQi:90] G. T. Bodwin und J. W. Qiu, “Gluonic contribution to g_1 and its relationship to the spin-dependent parton distributions,” Phys. Rev. D **41** (1990) 2755.

[Bor:02] A. Borissov, private Mitteilung (2002).

[BöSt:02] H. Böttcher und U. Stößlein, private Mitteilung (2002).

[Böt:02] H. Böttcher, private Mitteilung (2002).

[Brac:01] J. T. Brack *et al.*, “The HERMES forward tracking chambers: construction, operation, and aging effects,” Nucl. Instrum. Meth. A **469** (2001) 47.

[Brau:95] B. Braun, "Spinrelaxation von Wasserstoff und Deuterium in Speicherzellen," Dissertation, LUDWIG-MAXIMILIANS-Universität München (1995).

[Brüc:99] W. Brückner, private Mitteilung (1999).

[Brül:01] A. Brüll, private Mitteilung (2001).

[BSB:02] C. Bourrely, J. Soffer und F. Buccella, "A statistical approach for polarized parton distributions," Eur. Phys. J. C **23** (2002) 487.

[CaGr:69] C. G. Callan und D. J. Gross, "High-energy electroproduction and the constitution of the electric current," Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.

[CaKa:77] R. Carlitz und J. Kaur, "Chiral Substructure of the Nucleon," Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 673;
[Erratum ibid. **38** (1977) 1102].

[CaSi:01] F.-G. Cao und A. I. Signal, "The flavor asymmetry of polarized anti-quarks in the nucleon," Eur. Phys. J. C **21** (2001) 105.

[CCFR:97] W. G. Seligman *et al.* [CCFR-Kollaboration], "Improved Determination of α_s From Neutrino-Nucleon Scattering," Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1213.

[CCW:01] X.-B. Chen, X.-S. Chen und F. Wang, "Strange Quark Polarization of the Nucleon: A Parameter-Independent Prediction of the Chiral Potential Model," Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 012001.

[Che:96] H. Cheng, "Status of the proton spin problem," Int. J. Mod. Phys. A **11** (1996) 5109.

[Che:00] H. Cheng, "The proton spin puzzle: A status report," Chin. J. Phys. **38** (2000) 753 [hep-ph/0002157].

[CLAS:01] S. Stepanyan *et al.* [CLAS-Kollaboration], "Observation of Exclusive Deeply Virtual COMPTON Scattering in Polarized Electron Beam Asymmetry Measurements," Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182002.

[ClIs:01] F. E. Close und N. Isgur, "The origins of quark–hadron duality: how does the square of the sum become the sum of the squares?," Phys. Lett. B **509** (2001) 81.

[ClKu:90] F. E. Close und S. Kumano, "Sum rule for the spin-dependent structure function $b_1(x)$ for spin-one hadrons," Phys. Rev. D **42** (1990) 2377.

[Clo:74] F. E. Close, "On the transformation between current and constituent quarks and consequences for polarised electroproduction structure functions," Nucl. Phys. B **80** (1974) 269.

[Clo:79] F. E. Close, “An Introduction to Quarks and Partons,” Academic Press (1979).

[ClRo:93] F. E. Close und R. G. Roberts, “Consistent analysis of the spin content of the nucleon,” Phys. Lett. B **316** (1993) 165.

[ClRo:94] F. E. Close und R. G. Roberts, “The spin dependence of diffractive processes and implications for the small x behavior of g_1 and the spin content of the nucleon,” Phys. Lett. B **336** (1994) 257.

[ClSi:77] F. E. Close und D. Sivers, “Whirlpools in the Sea: Polarization of Antiquarks in a Spinning Proton,” Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1116.

[Con:02] M. Contalbrigo [HERMES-Kollaboration], “First Measurement of the Tensor-Polarized Structure Function b_1^{d},” Konferenzbeitrag zum “15th International Spin Physics Symposium (SPIN 2002),” Brookhaven (2002); Zusammenfassung eingereicht bei AIP Conf. Proc. (2002).

[CoSt:02] M. Contalbrigo und U. Stößlein, private Mitteilung (2002).

[CSR:02] M. Contalbrigo und M. Stancari, interne Studien (2002);
C. Riedl, Dissertation in Vorbereitung, FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg (voraussichtlich 2005).

[D’Ag:95] G. D’Agostini, “A multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem,” Nucl. Instrum. Meth. A **362** (1995) 487.

[DeN:01] L. De Nardo [HERMES-Kollaboration], “Measurement of the Spin Structure Function g_1 at HERMES,” Konferenzbeitrag zum “Advanced Study Institute – Symmetries and Spin” (PRAHA-SPIN-2001), Prag (2001); Zusammenfassung eingereicht bei Czech. J. Phys. **52**, Suppl. A (2002).

[DeN:02] L. De Nardo, “Measurement of the structure function g_1^{d} at HERMES and extraction of polarized parton distributions,” Dissertation, University of Alberta (2002).

[DeR:99] A. De Roeck *et al.*, “A study of the polarized structure function $g_1^{\mathrm{p}}(x, Q^2)$ and the polarized gluon distribution $\Delta g(x, Q^2)$ at HERA,” Eur. Phys. J. C **6** (1999) 121.

[DeS:98] D. DeSchepper *et al.*, “The HERMES polarized $^3\mathrm{He}$ internal gas target,” Nucl. Instrum. Meth. A **419** (1998) 16.

[dFSa:00] D. de Florian und R. Sassot, “Inclusive and semi-inclusive polarized DIS data revisited,” Phys. Rev. D **62** (2000) 094025.

[DiN:98] P. Di Nezza, “Elettroproduzione di mesoni π^0, $\pi^\pm$ e η con l’esperimento HERMES,” Dissertation, Università degli Studi di Perugia (1998).

[DKPW:00] B. Dressler, K. Goeke, M. V. Polyakov und C. Weiss *et al.*, "Flavor asymmetry of polarized antiquark distributions and semi-inclusive DIS," Eur. Phys. J. C **14** (2000) 147.

[Dmi:96] V. Dmitrašinović, "Positivity restrictions in polarized deep-inelastic electron scattering from the deuteron," Phys. Rev. D **54** (1996) 1237.

[DNSt:02] L. De Nardo und M. Stancari, private Mitteilung (2002).

[E142:96] P. L. Anthony *et al.* [E142-Kollaboration], "Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized $^3\mathrm{He}$ and the study of the neutron spin structure," Phys. Rev. D **54** (1996) 6620.

[E143:98] K. Abe *et al.* [E143-Kollaboration], "Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2," Phys. Rev. D **58** (1998) 112003.

[E143:99] K. Abe *et al.* [E143-Kollaboration], "Measurements of $R = \sigma_\mathrm{L}/\sigma_\mathrm{T}$ for $0.03 < x < 0.1$ and fit to world data," Phys. Lett. B **452** (1999) 194.

[E154:97a] K. Abe *et al.* [E154-Kollaboration], "Precision Determination of the Neutron Spin Structure Function g_1^n," Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 26.

[E154:97b] K. Abe *et al.* [E154-Kollaboration], "Next-to-leading order QCD analysis of polarized deep inelastic scattering data," Phys. Lett. B **405** (1997) 180.

[E155:99a] P. L. Anthony *et al.* [E155-Kollaboration], "Measurement of the proton and deuteron spin structure functions g_2 and asymmetry A_2," Phys. Lett. B **458** (1999) 529.

[E155:99b] P. L. Anthony *et al.* [E155-Kollaboration], "Measurement of the deuteron spin structure function $g_1^\mathrm{d}(x)$ for $1\,(\mathrm{GeV}/c)^2 < Q^2 < 40\ (\mathrm{GeV}/c)^2$," Phys. Lett. B **463** (1999) 339.

[E155:00] P. L. Anthony *et al.* [E155-Kollaboration], "Measurements of the Q^2-dependence of the proton and neutron spin structure functions g_1^p and g_1^n," Phys. Lett. B **493** (2000) 19.

[E155:02] P. L. Anthony *et al.* [E155-Kollaboration], "Precision Measurement of the Proton and Deuteron Spin Structure Functions g_2 and Asymmetries A_2" [hep-ex/0204028].

[Eck:01] D. Eckstein [H1-Kollaboration], "F_L (new data)," Konferenzbeitrag zum "9th International Workshop on Deep Inelastic Scattering" (DIS 2001), Bologna (2001); Zusammenfassung eingereicht bei World Scientific (2002).

[EfTe:99] A. V. Efremov und O. V. Teryaev, "On the oscillations of the tensor spin structure function" [hep-ph/9910555].

[EhSc:95] B. Ehrnsperger und A. Schäfer, “Reanalysis of hyperon beta decay data on F/D,” Phys. Lett. B **348** (1995) 619.

[ElJa:74] J. Ellis und R. Jaffe, “Sum rule for deep-inelastic electroproduction from polarized protons,” Phys. Rev. D **9** (1974) 1444;
[Erratum ibid. D **10** (1974) 1669].

[Els:01] U. Elschenbroich, “BHABHA-Streuung und Luminositätsmessung im HERMES-Experiment,” Diplomarbeit, HEINRICH-HEINE-Universität Düsseldorf (2001).

[EMC:88] J. Ashman *et al.* [EUROPEAN MUON COLLABORATION], “A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon–proton scattering,” Phys. Lett. B **206** (1988) 364.

[EMC:89] J. Ashman *et al.* [EUROPEAN MUON COLLABORATION], “An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons,” Nucl. Phys. B **328** (1989) 1.

[EPW:97] J. Edelmann, G. Piller und W. Weise, “Polarized deuteron structure functions at small x,” Z. Phys. A **357** (1997) 129.

[EPW:98] J. Edelmann, G. Piller und W. Weise, “Deuteron spin structure functions at small Bjorken x,” Phys. Rev. C **57** (1998) 3392.

[Fey:62] R. P. Feynman, “Quantum Electrodynamics,” W. A. Benjamin, Inc., New York (1962).

[Fic:71] D. Fick, ”Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen,” Bibliographisches Institut, Mannheim (1971).

[Fic:72] D. Fick, ”Nuclear Spectroscopy with Vector Polarized Deuterons,” eingeladener Vortrag auf der “Conference on Nuclear Physics 1972”, Birmingham (1972); MAX-PLANCK-Institut für Kernphysik, Heidelberg (1972).

[FiJi:01] B. W. Filippone und X. Ji, “The spin structure of the nucleon” [hep-ph/0101224].

[FrSc:98] R. J. Fries und A. Schäfer, “Polarized ρ mesons and the asymmetry between $\Delta\bar{d}(x)$ and $\Delta\bar{u}(x)$ in the sea of the nucleon,” Phys. Lett. B **443** (1998) 40.

[FSW:02] R. J. Fries, A. Schäfer und C. Weiss, “Polarized antiquark flavor asymmetry: PAULI blocking vs. the pion cloud” [hep-ph/0204060].

[Fus:01] T. Fusayasu [H1-Kollaboration], “Recent results on high-Q^2 neutral and charged current cross sections at HERA” [hep-ex/0106033].

[Gag:98] N. Gagunashvili *et al.*, "Extraction of asymmetries and spin-dependent structure functions from cross-sections of polarised lepton–nucleon interactions," Nucl. Instrum. Meth. A **412** (1998) 146.

[Gag:00] N. Gagunashvili, "Stable algorithm for extraction of asymmetries from the data on polarized lepton–nucleon scattering," Nucl. Instrum. Meth. A **451** (2000) 657.

[Gär:01] Y. Gärber, "Messung der Proton-Spinstrukturfunktion g_1 bis zu kleinstmöglichen Bjorken-x mit dem HERMES-Experiment," Dissertation, HUMBOLDT-Universität Berlin (2001).

[GDH:01] J. Ahrens *et al.* [GDH-Kollaboration], "First Measurement of the GERASIMOV-DRELL-HEARN Integral for ^{1}H from 200 to 800 MeV," Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 022003.

[GeSt:96] T. Gehrmann und W. J. Stirling, "Polarized parton distributions in the nucleon," Phys. Rev. D **53** (1996) 6100.

[GMC:95] GEANT – Detector Description and Simulation Tool (1995), `http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/`

[GPV:01] K. Goeke, M. V. Polyakov und M. Vanderhaeghen, "Hard Exclusive Reactions and the Structure of Hadrons," Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 401.

[GRSV:01] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann und W. Vogelsang, "Models for the polarized parton distributions of the nucleon," Phys. Rev. D **63** (2001) 094005.

[Gut:99] A. Gute, "Messung der polarisierten Strukturfunktion g_1^{p} des Protons im HERMES-Experiment," Dissertation, FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg (1999).

[H1:97] C. Adloff *et al.* [H1-Kollaboration], "Determination of the longitudinal proton structure function $F_{\mathrm{L}}(x, Q^2)$ at low x," Phys. Lett. B **393** (1997) 452.

[H1:02] C. Adloff *et al.* [H1-Kollaboration], "A measurement of the t dependence of the helicity structure of diffractive ρ meson electroproduction at HERA," Phys. Lett. B **539** (2002) 25.

[Has:00] D. Hasch, "Messung der polarisierten Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ des Protons mit dem HERMES-Experiment," Dissertation, HUMBOLDT-Universität Berlin (2000).

[Hen:98] M. Henoch, "Interpretation der Polarisationsmessungen am polarisierten Wasserstofftarget des HERMES-Experiments am DESY in Hamburg," Diplomarbeit, Westfälische WILHELMS-Universität Münster (1998).

[Hen:02a] M. Henoch, private Mitteilung (2002).

[Hen:02b] M. Henoch, ”Absolute Calibration of a Polarized Deuterium Gas Target,” Dissertation, FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg (2002).

[HER:97] K. Ackerstaff *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Measurement of the neutron spin structure function g_1^{n} with a polarized $^3\mathrm{He}$ internal target,” Phys. Lett. B **404** (1997) 383.

[HER:98a] K. Ackerstaff *et al.* [HERMES-Kollaboration], “The HERMES Spectrometer,” Nucl. Instrum. Meth. A **417** (1998) 230.

[HER:98b] A. Airapetian *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Measurement of the proton spin structure function g_1^{p} with a pure hydrogen target,” Phys. Lett. B **442** (1998) 484.

[HER:98c] K. Ackerstaff *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Flavor Asymmetry of the Light Quark Sea from Semi-inclusive Deep-Inelastic Scattering,” Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5519.

[HER:99a] K. Ackerstaff *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Beam-Induced Nuclear Depolarization in a Gaseous Polarized-Hydrogen Target,” Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1164.

[HER:99b] K. Ackerstaff *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Observation of a Coherence Length Effect in Exclusive ρ^0 Electroproduction,” Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3025.

[HER:99c] K. Ackerstaff *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Flavor decomposition of the polarized quark distributions in the nucleon from inclusive and semi-inclusive deep-inelastic scattering,” Phys. Lett. B **464** (1999) 123.

[HER:00a] K. Ackerstaff *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Nuclear effects on $R = \sigma_{\mathrm{L}}/\sigma_{\mathrm{T}}$ in deep-inelastic scattering,” Phys. Lett. B **475** (2000) 386;
[Erratum ibid. DESY 02-092 (2002)].

[HER:00b] A. Airapetian *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Measurement of the Spin Asymmetry in the Photoproduction of Pairs of High-p_T Hadrons at HERMES,” Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2584.

[HER:00c] K. Ackerstaff *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Measurement of angular distributions and $R = \sigma_{\mathrm{L}}/\sigma_{\mathrm{T}}$ in diffractive electroproduction of ρ^0 mesons,” Eur. Phys. J. C **18** (2000) 303.

[HER:01a] A. Airapetian *et al.* [HERMES-Kollaboration], “Hadron formation in deep-inelastic positron scattering in a nuclear environment,” Eur. Phys. J. C **20** (2001) 479.

[HER:01b] A. Airapetian *et al.* [HERMES-Kollaboration], "Double-spin asymmetry in the cross section for exclusive ρ^0 production in lepton–proton scattering," Phys. Lett. B **513** (2001) 301.

[HER:01c] A. Airapetian *et al.* [HERMES-Kollaboration], "Measurement of the Beam-Spin Azimuthal Asymmetry Associated with Deeply-Virtual COMPTON Scattering," Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182001.

[HER:02a] HERMES Recoil Detector Group [HERMES-Kollaboration], "The HERMES Recoil Detector," Technical Design Report, DESY PRC 02-01.

[HER:02b] A. Airapetian *et al.* [HERMES-Kollaboration], "Evidence for Quark-Hadron Duality in the Proton Spin Asymmetry A_1" [hep-ex/0209018].

[HER:02c] A. Airapetian *et al.* [HERMES-Kollaboration], "Measurement of $R = \sigma_{\rm L}/\sigma_{\rm T}$ in Deep-Inelastic Scattering on Nuclei," DESY 02-091 (2002).

[HJM:89] P. Hoodbhoy, R. L. Jaffe und A. Manohar, "Novel effects in deep inelastic scattering from spin-one hadrons," Nucl. Phys. B **312** (1989) 571.

[HLS:01] D. Hasch und P. Liebing, private Mitteilung (2001);
S. Schumann, "Electron-Hadron Separation with the HERMES RICH Detector," DESY-Sommerstudentenbericht (2001),
`http://www-hermes.desy.de/physics/summer/summer2001/rich_ss.ps.gz`

[IHEP:99] A. V. Sidorov *et al.* [IHEP-JINR-Neutrino-Detektor-Kollaboration], "Measurement of xF_3 and F_2 structure functions in low Q^2 region with the IHEP-JINR neutrino detector," Eur. Phys. J. C **10** (1999) 405.

[IJMV:01] N. Isgur, S. Jeschonnek, W. Melnitchouk und J. W. Van Orden, "Quark-hadron duality in structure functions," Phys. Rev. D **64** (2001) 054005.

[Jaf:01] R. L. Jaffe, "SPIN: Progress and Prospects," eingeladener Vortrag auf dem "14th International Spin Physics Symposium (SPIN 2000)," Osaka (2000); AIP Conf. Proc. **570** (2001) 3 [hep-ph/0101280].

[JaMa:89] R. L. Jaffe und A. Manohar, "Deep inelastic scattering from arbitrary spin targets," Nucl. Phys. B **321** (1989) 343.

[JeVO:02] S. Jeschonnek und J. W. Van Orden, "Quark-hadron duality in a relativistic, confining model," Phys. Rev. D **65** (2002) 094038.

[Ji:97] X. Ji, "Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin," Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 610.

[Kai:97] R. B. Kaiser, "Measurement of the Spin Structure of the Neutron using Polarised Deep Inelastic Scattering ," Dissertation, SIMON FRASER University Vancouver (1997).

[Kau:77] J. Kaur, "Spin distributions in the quark parton model," Nucl. Phys. B **128** (1977) 219.

[KhHo:91] H. Khan und P. Hoodbhoy, "Convenient parametrization for deep inelastic structure functions of the deuteron," Phys. Rev. C **44** (1991) 1219.

[KiMü:02] A. Kirchner und D. Müller, "Predictions for deeply virtual COMPTON scattering on a spin-one target" [hep-ph/0202279].

[KMPW:95] S. A. Kulagin, W. Melnitchouk, G. Piller und W. Weise, "Spin-dependent nuclear structure functions: General approach with application to the deuteron," Phys. Rev. C **52** (1995) 932.

[KMVV:02] N. I. Kochelev, D.-P. Min, V. Vento und A. V. Vinnikov, "Mechanism for the double-spin asymmetry in electromagnetic ρ production at HERMES," Phys. Rev. D **65** (2002) 097504.

[Kol:98] H. Kolster, "The HERMES Gaseous Internal Polarized Proton Target and its use in the HERA Positron Storage Ring," Dissertation, LUDWIG-MAXIMILIANS-Universität München (1998).

[KoSt:00] H. Kolster und U. Stößlein, private Mitteilung (2000).

[Kra:00] B. Krauß, "Ein Silizium-Detektor für das HERMES-Experiment," Diplomarbeit, FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg (2000).

[KuWe:71] J. Kuti und V. F. Weisskopf, "Inelastic Lepton–Nucleon Scattering and Lepton Pair Production in the Relativistic Quark–Parton Model," Phys. Rev. D **4** (1971) 3418.

[Lac:80] M. Lacombe *et al.*, "Parametrization of the Paris N-N potential," Phys. Rev. C **21** (1980) 861.

[LaRe:00] B. Lampe und E. Reya, "Spin physics and polarized structure functions," Phys. Rept. **332** (2000) 1.

[LaWy:95] G. D. Lafferty und T. R. Wyatt, "Where to stick your data points: The treatment of measurements within wide bins," Nucl. Instrum. Meth. A **355** (1995) 541.

[Lea:01] E. Leader, "Spin in Particle Physics," Cambridge University Press (2001).

[Len:01] P. Lenisa, interne Note HERMES 02-010 (2001).

[Len:02] P. Lenisa [HERMES-Kollaboration], "The Gaseous Polarized H-D Target of the HERMES Experiment ," Konferenzbeitrag zum "9th International Workshop on Polarized Sources and Targets" (PST 2001), Nashville/Indiana (2001); Zusammenfassung eingereicht bei World Scientific (2002).

[LePr:96] E. Leader und E. Predazzi, An introduction to gauge theories and modern particle physics, Cambridge University Press (1996).

[LeSt:02] P. Lenisa und U. Stößlein, private Mitteilung (2002).

[LiLi:95] J. Lichtenstadt und H. J. Lipkin, "Spin contents of nucleons with SU(3) breaking," Phys. Lett. B **353** (1995) 119.

[Lin:01] T. Lindemann, "Extraktion der polarisierten Quarkverteilungen des Nukleons mit besonderer Berücksichtigung der Seequarks im HERMES-Experiment," Dissertation, Universität Hamburg (2001).

[Lip:02a] K. Lipka, "Double-Spin Asymmetries in Diffractive Vector-Meson Production at HERMES," Dissertation, HUMBOLDT-Universität Berlin (2002).

[Lip:02b] K. Lipka [HERMES-Kollaboration], "Diffractive ρ^0 Production at HERMES," Konferenzbeitrag zu "PHOTON 2001", Ascona (2001); Zusammenfassung eingereicht bei World Scientific (2002).

[LRV:97] S. A. Larin, T. van Ritbergen und J. A. Vermaseren, "The α_s^3 approximation of quantum chromodynamics to the ELLIS-JAFFE sum rule," Phys. Lett. B **404** (1997) 153.

[LSS:00] E. Leader, A. V. Sidorov und D. B. Stamenov, "On the sensitivity of the polarized parton densities to flavor SU(3) symmetry breaking," Phys. Lett. B **488** (2000) 283.

[LSS:02] E. Leader, A. V. Sidorov und D. B. Stamenov, "A new evaluation of polarized parton densities in the nucleon," Eur. Phys. J. C **23** (2002) 479.

[Maa:01] F. Maas [A4-Kollaboration], "Paritätsverletzende Elektronenstreuung an MAMI," Unveröffentlichter Konferenzbeitrag zum Arbeitstreffen "Hadronen und Kerne", Pommersfelden (2001).

[Man:89] L. Mankiewicz, "Simple relativistic model for the b_1 structure function of the ρ meson," Phys. Rev. D **40** (1989) 255.

[Man:92] A. V. Manohar, "An introduction to spin dependent deep inelastic scattering," Seminar am "Lake Louise Winter Institute" (1992); Zusammenfassung in "Lake Louise 1992, Symmetry and spin in the standard model", S. 1 [hep-ph/9204208].

[Men:97] F. M. Menden, “Measurement of the Valence Quark Spin Distributions of the Nucleon Using Deep Inelastic Scattering at HERMES,” Diplomarbeit, TRIUMF, Vancouver, und Universität Hamburg (1997).

[Mill:89] G. A. Miller, “The b_1 structure function and nuclear pions,” Konferenzbeitrag zum “SLAC Workshop on Internal Targets”, Zusammenfassung bei World Scientific (1989) 30.

[Mils:91] A. Milsztajn *et al.*, “A comparison of high statistics measurements of the proton and deuteron structure functions,” Z. Phys. C **49** (1991) 527.

[MiWe:02] A. Miller und J. Wendland, private Mitteilung (2002).

[MPT:95] W. Melnitchouk, G. Piller und A. W. Thomas, “Deep inelastic scattering from polarized deuterons,” Phys. Lett. B **346** (1995) 165.

[MRL:96] J. McCarthy, O. A. Rondon und T. J. Liu, “Nucleon spin structure and quark helicity decomposition,” Phys. Rev. D **54** (1996) 2391.

[MST:94] W. Melnitchouk, A. W. Schreiber und A. W. Thomas, “Relativistic deuteron structure function,” Phys. Lett. B **335** (1994) 11.

[Muc:02] V. Muccifora [HERMES-Kollaboration], “Hadron formation in DIS in a nuclear environment,” Konferenzbeitrag zum “9th International Workshop on Deep Inelastic Scattering” (DIS 2001), Bologna (2001); Zusammenfassung eingereicht bei World Scientific (2002) [hep-ex/0106088].

[Nag:02] A. Nagaitsev, private Mitteilung (2002).

[Naß:02] A. Naß *et al.*, “The HERMES polarized atomic beam source,” Nucl. Instrum. Meth. A, in Vorbereitung (2002).

[Neu:97] F. Neunreither, ”Beiträge zur Messung der Spinstrukturfunktion g_1^{n} des Neutrons im HERMES-Experiment,” Dissertation, FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg (1997).

[Nik:01] D. M. Nikolenko *et al.*, “Measurement of polarization observables in elastic and inelastic electron–deuteron scattering at the VEPP-3 storage ring,” Nucl. Phys. A **684** (2001) 525.

[NiSc:97] N. N. Nikolaev und W. Schäfer, “Nonvanishing tensor polarization of sea quarks in polarized deuterons,” Phys. Lett. B **398** (1997) 245; [Erratum ibid. B **407** (1997) 453].

[NMC:92] P. Amaudruz *et al.* [NEW MUON COLLABORATION], “The ratio $F_2^{\mathrm{n}}/F_2^{\mathrm{p}}$ in deep inelastic muon scattering,” Nucl. Phys. B **371** (1992) 3.

[NMC:95] M. Arneodo *et al.* [NEW MUON COLLABORATION], "Measurement of the proton and the deuteron structure functions, F_2^{p} and F_2^{d}," Phys. Lett. B **364** (1995) 107.

[Now:02] W.-D. Nowak, "European Perspectives for Electron–Nucleon Scattering at the Luminosity Frontier," Nucl. Phys. Proc. Suppl. **105** (2002) 171.

[PDG:02] K. Hagiwara *et al.* [PARTICLE DATA GROUP COLLABORATION], "Review of Particle Physics," Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.

[PeSc:95] M. E. Peskin und D. V. Schroeder, "An Introduction to Quantum Field Theory," Perseus Books Publishing, L. L. C. (1995).

[Rob:90] R. G. Roberts, "The structure of the proton," Cambridge University Press (1990).

[Sch:88] A. Schäfer, "Spin-dependent structure functions for the proton and neutron," Phys. Lett. B **208** (1988) 175.

[SDW:01] U. Stößlein, L. De Nardo und Ch. Weiskopf, interne Studien (2001).

[Sim:02] M. C. Simani [HERMES-Kollaboration], "Extraction of polarized parton distribution at HERMES," Konferenzbeitrag zum "10th International Workshop on Deep Inelastic Scattering" (DIS 2002), Krakau (2002); Zusammenfassung eingereicht bei Acta Phys. Polon. B (2002).

[SMC:96] B. Adeva *et al.* [SPIN MUON COLLABORATION], "Polarisation of valence and non-strange sea quarks in the nucleon from semi-inclusive spin asymmetries," Phys. Lett. B **369** (1996) 93.

[SMC:97] D. Adams *et al.* [SPIN MUON COLLABORATION], "The spin-dependent structure function $g_1(x)$ of the deuteron from polarized deep-inelastic muon scattering," Phys. Lett. B **396** (1997) 338.

[SMC:98a] B. Adeva *et al.* [SPIN MUON COLLABORATION], "Polarised quark distributions in the nucleon from semi-inclusive spin asymmetries," Phys. Lett. B **420** (1998) 180.

[SMC:98b] B. Adeva *et al.* [SPIN MUON COLLABORATION], "Spin asymmetries A_1 and structure functions g_1 of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering," Phys. Rev. D **58** (1998) 112001.

[SMC:98c] B. Adeva *et al.* [SPIN MUON COLLABORATION], "Next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function g_1," Phys. Rev. D **58** (1998) 112002.

[SMC:99] B. Adeva *et al.* [SPIN MUON COLLABORATION], "Spin asymmetries A_1 of the proton and the deuteron in the low x and low Q^2 region from polarized high energy muon scattering," Phys. Rev. D **60** (1999) 072004.

[SoTe:00] J. Soffer und O. V. Teryaev, “Positivity constraints and flavor dependence of higher twists,” Phys. Lett. B **490** (2000) 106.

[SSS:01] S. Schaefer, A. Schäfer und M. Stratmann, “Impact of higher order and soft gluon corrections on the extraction of higher twist effects in DIS,” Phys. Lett. B **514** (2001) 284.

[SST:99] A. Schäfer, L. Szymanowski und O. V. Teryaev, “Tensor polarization of vector mesons from quark and gluon fragmentation,” Phys. Lett. B **464** (1999) 94.

[Ste:99] E. Stein, “Twist-4 Corrections to Polarized Structure Functions in the Flavor Singlet Sector,” Nucl. Phys. Proc. Suppl. **79** (1999) 567.

[Sto:94] F. Stock *et al.*, “The FILTEX / HERMES polarized hydrogen atomic beam source,” Nucl. Instrum. Meth. A **343** (1994) 334.

[Stö:00] U. Stößlein, private Mitteilungen (2000).

[Stö:01a] U. Stößlein [HERMES-Kollaboration], “Measurements of the Spin Structure Function g_1 of the Proton and the Deuteron ,” Vortrag auf dem “14th International Spin Physics Symposium (SPIN 2000),” Osaka (2000); AIP Conf. Proc. **570** (2001) 387.

[Stö:01b] U. Stößlein, private Mitteilungen (2001).

[Stö:02] U. Stößlein, private Mitteilungen (2002).

[Str:93] M. Stratmann, “Bag model predictions for polarized structure functions and their Q^2-evolutions,” Z. Phys. C **60** (1993) 763.

[StVo:01] M. Stratmann und W. Vogelsang, “Towards a global analysis of polarized parton distributions,” Phys. Rev. D **64** (2001) 114007.

[StWe:01] U. Stößlein und Ch. Weiskopf, interne Studien (2001).

[StWe:02] U. Stößlein und Ch. Weiskopf, interne Studien (2002).

[SUS:01] A. Szczurek, V. Uleshchenko und J. Speth, “$\bar{d}-\bar{u}$ asymmetry and semi-inclusive production of pions in deep inelastic scattering,” Phys. Rev. D **63** (2001) 114005.

[Tri:99] A. Tripet [SPIN MUON COLLABORATION], “Exclusive ρ^0 Production in Polarized DIS at SMC,” Nucl. Phys. Proc. Suppl. **79** (1999) 529.

[TrTy:94] S. M. Troshin und N. E. Tyurin, “Spin phenomena in particle interactions,” World Scientific (1994).

[UlSz:02] V. Uleshchenko und A. Szczurek, “Nonpartonic effects in pion electroproduction in the HERMES kinematical region,” Konferenzbeitrag zum “10th International Workshop on Deep Inelastic Scattering” (DIS 2002), Krakau (2002); Zusammenfassung eingereicht bei Acta Phys. Polon. B (2002) [hep-ph/0207049].

[Vog:96] W. Vogelsang, “Rederivation of the spin-dependent next-to-leading order splitting functions,” Phys. Rev. D **54** (1996) 2023.

[Wah:01] D. Wahl, “Are the PID Detectors well modeled by the HERMES MONTE-CARLO?,” DESY-Sommerstudentenbericht (2001), `http://www-hermes.desy.de/physics/summer/summer2001/mcpid_dw.ps.gz`

[Wan:96] W. Wander, “Rekonstruktion hochenergetischer Streuereignisse im HERMES-Experiment,” Dissertation, FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg (1996).

[WaWi:77] S. Wandzura und F. Wilczek, “Sum rules for spin-dependent electroproduction – test of relativistic constituent quarks,” Phys. Lett. B **72** (1977) 195.

[Wei:98] Ch. Weiskopf, ”Untersuchung der BHABHA-Asymmetrien mit dem HERMES-Luminositätsmonitor,” Diplomarbeit, FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg (1998).

[Wei:02] Ch. Weiskopf [HERMES-Kollaboration], ”A HERMES Measurement of the Deuteron Spin Structure Function g_1^{d},” Konferenzbeitrag zum “9th International Workshop on Deep Inelastic Scattering” (DIS 2001), Bologna (2001); Zusammenfassung eingereicht bei World Scientific (2002).

[Wen:99] J. Wendland, ”Improved particle identification at HERMES and polarised valence quark distributions in the proton,” Master Thesis, SIMON FRASER University Vancouver (1999).

[Wen:01] J. Wendland, interne Note HERMES 01-067 (2001).

[Whi:90] L. W. Whitlow *et al.*, “A precise extraction of $R = \sigma_{\mathrm{L}}/\sigma_{\mathrm{T}}$ from a global analysis of the SLAC deep inelastic e–p and e–d scattering cross sections,” Phys. Lett. B **250** (1990) 193.

[Wis:01] T. Wise *et al.*, “Nuclear Polarization of Hydrogen Molecules from Recombination of Atoms,” Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 042701.

[Zho:99] Z.-L. Zhou *et al.*, “Tensor Analyzing Powers for Quasielastic Electron Scattering from Deuterium,” Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 687.

Danksagung

Die Danksagung gilt gemeinhin als angenehmster und zugleich schwierigster Teil einer Dissertation, schwierig deshalb, weil alle, denen Dank gebührt, angemessen zu bedenken ein aussichtsloses Unterfangen scheint. Wenn ich es hiermit dennoch versuche, so geschieht es in dem Bewusstsein, dass das nun folgende von vornherein zur Unvollständigkeit verurteilt ist, und mit der Bitte an alle, die sich hier nicht finden, sich in meinen aufrichtigen Dank einbezogen zu fühlen.

Zunächst danke ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Klaus Rith für die Vergabe des interessanten Themas und für die Betreuung und Unterstützung, die die notwendigen Rahmenbedingungen für die Anfertigung dieser Arbeit schufen.

Sodann habe ich meinen unmittelbaren Kolleginnen und Kollegen zu danken, die mir stets mit Rat und Tat zur Seite standen.
Con massimo piacere ringrazio la mia cara collega (ormai dottoressa!) Lara De Nardo per la bella ed amichevole compagnia e per aver condiviso con me le gioie e i dolori in questi anni di collaborazione.
Dr. Uta Stößlein brachte mir Datenanalyse erst bei und hat mit schier unerschöpflichen Ideen und Anregungen wichtigen Anteil an dieser Arbeit; hierfür sei ihr gedankt. Die Studien zur Teilchenidentifikation wären nicht möglich gewesen ohne die umfangreichen Vorarbeiten und Ratschläge von Dr. Yvo Gärber, dem ich – und nicht nur hierfür! – ebenfalls herzlich danken möchte. Auch Jürgen Wendland darf in diesem Zusammenhang nicht unerwähnt bleiben. Ein großes Dankeschön für wertvolle Starthilfen geht an den “Alten Hasen” in Sachen g_1, Dr. Andreas Gute. Für nützliche Tipps danke ich ferner Dr. Helmut Böttcher.
Many thanks/grazie mille auch an Caroline Riedl, Dr. Michelle Stancari und Dr. Marco Contalbrigo, bei denen ich den weiteren Fortgang der inklusiven Analysen in guten Händen weiß. Besonderen Dank an Caro für sorgfältiges Korrekturlesen!

Gerne danke ich Prof. Dr. Erhard Steffens, der während seiner Zeit als Sprecher der HERMES-Kollaboration die g_1^{d}-Analyse mit großem Einsatz unterstützte, und Prof. Dr. Gisela Anton für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Darüber hinaus möchte ich allen Erlanger Kollegen danken für das angenehme und konstruktive Arbeitsklima. Besonders Bernhard Krauß, der stets ein offenes Ohr für meine Fragen und Schwierigkeiten hatte, hat mir mit zahlreichen Diskussionen und Ideen weitergeholfen. Danke auch an Christian Vogel und Martin Raithel, die tätliche Übergriffe meinerseits auf die Computer stets rechtzeitig abzuwenden wussten. Jürgen Wilbert sei dafür gedankt, dass wir seine "grüne Hölle" zur mittäglichen Kaffeerunde benutzen konnten, ferner Dr. Stefan Bernreuther, Nils Pickert, Uwe Schindler, Dr. Rezo Shanidze und Marco Vogt für die Belebung dieser wichtigen Form des "Wissensmanagements". Hier dürfen auch die inzwischen Ehemaligen Peter Budz, Dr. Klaus Fiedler, Daniel Körner, Michael Wiesmann, Dr. Wolfgang Nagengast, Dr. Frank Schmidt und Stefan Lorenz nicht vergessen werden.

Wie wichtig das Zimmer neben dem des Lehrstuhlinhabers ist, wurde uns besonders schmerzlich während des halben Jahrs bewusst, in dem es unbesetzt war. In diesem Sinne ganz besonderen Dank an Helga Löhner, Ute Berbalk und Eleonore Haßler, die durch Erledigung all der kleinen und großen Dinge dafür sorgten, dass "der Laden lief".

Eine Extra-Erwähnung verdienen die Erlanger, die in Hamburg die Stellung halten bzw. hielten: Ines Brunn, Markus Ehrenfried, Dr. Mark Henoch, Achim Hillenbrand, Ralf Seidl und Phil Tait. Besonderen Dank für Kaffee-Asyl in der JADE-Halle schulde ich Dr. Alexander Naß und natürlich Dr. Norbert Koch.

Dafür, dass die DESY-Aufenthalte weit über den Charakter bloßer Dienstreisen hinausgingen, danke ich noch vielen weiteren Kolleginnen und Kollegen, die namentlich aufzulisten ich gar nicht erst versuche: Ein herzliches Dankeschön an alle, die mir am DESY und außerhalb davon fachlichen wie moralischen Beistand leisteten und damit großen Anteil daran haben, dass ich Hamburg in schöner Erinnerung behalten werde.

Curriculum Vitae

		Christoph Weiskopf
Geburtsdatum		14. März 1973
Geburtsort		Nürnberg
Staatsangehörigkeit		deutsch
Eltern		Hermann Weiskopf, StD, $*$10. Februar 1939 in Mainz, und Elisabeth Weiskopf, geb. Zeilinger, $*$15. März 1941 in Nürnberg
Geschwister		Sabine Wüstner, geb. Weiskopf, $*$28. Dezember 1969 in Mainz
Schulbildung	09/79–07/83	Grundschule Stein/Deutenbach
	09/83–07/92	Gymnasium Stein
	07/92	Abitur: Leistungskurse Deutsch und Latein, weitere Prüfungsfächer Physik und ev. Religionslehre, Durchschnittsnote 1,2
Zivildienst	07/92–09/93	Bayerischer Mütterdienst der evangelisch-lutherischen Kirche, Stein
Studium	10/93–07/98	Physikstudium an der FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg, Nebenfach Astronomie
	11/95	Vordiplom, Durchschnittsnote 1,2
	06/97	Teilnahme am Sommerprogramm der US Particle Accelerator School am Massachusetts Institute of Technology, Cambridge/MA
	05/97–05/98	Diplomarbeit bei Prof. Dr. K. Rith im Rahmen des HERMES-Experiments
	07/98	Diplom, Durchschnittsnote 1,0
	seit 09/98	Promotion im Rahmen des HERMES-Experiments als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen
Sonstiges	seit 07/93	Flötist im Collegium Musicum der Universität Erlangen
	11/96–10/99	Allgemeine Fremdsprachenausbildung Italienisch an der Universität Erlangen mit Aufenthalten in Rom und Venedig, Abschlussprüfung UNICERT III mit Durchschnittsnote 1,2